



Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : MÉCANIQUE

par

Nirina RAMAMBASOA

SUJET DE THÈSE :

**Étude du comportement hydromécanique des argilites
Application au site de Tournemire**

Soutenue le 10 janvier 2001 devant le jury composé de :

Président : M. Yves GUEGUEN

Rapporteurs : M. Maurice BOUTÉCA
M. Olivier COUSSY

Examineurs : M. Alain MILLARD
M. Duc NGUYEN MINH
M. Marc PANET
Mme Amel REJEB

Remerciements

L'obtention du titre de docteur passe par la réalisation de deux figures imposées : un document écrit et une soutenance orale. À l'issue de la délibération, le candidat croit alors en avoir terminé avec sa thèse. Grave erreur. Parmi les différentes tâches qui l'attendent encore, la rédaction des remerciements est la plus périlleuse, et cela pour deux raisons :

- les remerciements constituent indiscutablement le passage le plus lu dans une thèse ;
- les remerciements donnent lieu à une infinité d'interprétations dont la plupart n'ont même pas été imaginées par le rédacteur, qui se voit prêter des intentions qu'il n'a pas.

Je me plie cependant bien volontiers à cet exercice car je souhaite profiter de ces quelques lignes pour rendre un hommage sincère à tous ceux qui m'ont accompagné au cours de ces années.

La thèse est souvent présentée comme une période de «formation par la recherche». Cette expression a pris tout son sens grâce à Duc Nguyen Minh, directeur de recherche à l'École Polytechnique, et Amel Rejeb, ingénieur à l'Institut de Protection et de Sécurité Nucléaire. Grâce à eux, j'ai compris qu'une thèse ne se limite pas à un simple exercice de style. La vraie difficulté consiste à replacer son travail par rapport à l'objectif initialement défini, à garder le contact avec la réalité du terrain et du matériau et à exposer clairement sa démarche. Pour cela, j'ai pu profiter de leur expérience et de leur recul. Je tiens à m'excuser auprès de Mehdi et Yousri pour avoir accaparé leur maman et je remercie Danaé Xuân-Lan d'avoir laissé passé ma soutenance avant de faire un papa.

Au cours de la thèse, Yves Gueguen, directeur du département Terre-Atmosphère-Océan de l'École Normale Supérieure, m'a témoigné de l'intérêt qu'il porte à mon travail. Il a accepté d'être président du jury et a conduit les débats avec sérénité et efficacité.

Maurice Bouteica, directeur adjoint de la division Mécanique appliquée à l'Institut Français du Pétrole, et Olivier Coussy, directeur du laboratoire des Matériaux et des Structures du Génie Civil et professeur associé à l'Université de Marne-La-Vallée, ont passé une partie des fêtes de fin d'année (et de millénaire) à effectuer leur travail de rapporteur. Ils ont analysé le manuscrit en détail et j'espère avoir répondu le plus précisément possible à leurs questions.

Alain Millard, ingénieur de recherche au CEA et professeur chargé de cours à l'École Polytechnique, et Marc Panet, président de la Société Internationale de Mécanique des Roches et directeur de GS-Ingenierie, ont également alimenté la discussion de leurs nombreuses réflexions et de leurs commentaires pertinents.

Je voudrais les remercier tous pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse. L'intéressante séance de questions qui a suivi la soutenance montre le sérieux avec lequel ils ont rempli leur tâche.

Cette thèse s'est en partie déroulée au Laboratoire de Modélisation et de Validation des Transferts, dans le Service d'Études et de Recherches sur la Géosphère et les Déchets à l'Institut de Protection et de Sécurité Nucléaire. J'y ai connu Bernard Bonin et Mireille de Franceschi puis Jean-Marc Pérès et Helmut Pitsch comme chef de service et chef de laboratoire.

Je tiens à remercier particulièrement Justo Cabrera, chef du projet «Tournemire», qui s'est toujours montré disponible et efficace, y compris et surtout dans les situations les plus urgentes. Je rends également un hommage appuyé aux autres membres du projet. Sébastien

Savoie et Yann Moreau Le Golvan ont successivement partagé mon bureau. Je leur dois les quelques notions de géochimie que j'ai déjà oubliées : j'espère qu'ils ne m'en voudront pas. Avec Laurent de Windt, Gérard Bruno, Alain Genty et Catherine Beaucaire, nous avons pratiqué les géosciences, la politique, la stratégie, la tactique et la bonne humeur. Mes pensées vont également aux autres membres du laboratoire et du service, plus particulièrement Géraldine Ielsch, Marc Joussemet, Oona Scotti, Tanguy Vincent et Philippe Volant.

Cette thèse s'est également déroulée au Laboratoire de Mécanique des Solides de l'École Polytechnique où j'ai été accueilli par Pierre Berest et André Zaoui, respectivement directeur et directeur adjoint du laboratoire. Je remercie toute l'équipe de l'Opération de Recherche «Géomécanique» dont j'ai fait partie pendant trois ans et je tiens à mentionner tout spécialement Jean Bergues et Frédéric Valès. Je n'oublie pas le rôle indispensable de Barbara Klosowicz comme administrateur du réseau informatique. Je remercie également Ky Dang Van pour son rôle essentiel dans la concrétisation de mon après-thèse.

Deng Desheng fut mon collègue de bureau pendant trois ans. J'ai pu apprécier sa sagesse et sa sérénité. Je lui souhaite une pleine réussite dans sa vie future. Tamim Karimzada me fait penser à Ronaldo, une paella géante, 400 enveloppes, un cours de rupture, des exposés du mardi, X-Files, «Le Téléphone Pleure», Thésardmania, «Desserts du Monde» et un saladier. Je souhaite que Caltech soit à la hauteur de ses attentes. J'ai une pensée amicale pour l'ensemble des thésards du LMS, dont je fus l'un des délégués pendant plus de deux ans, et plus particulièrement Joumana Ghousoub Elgharib, Ayumi Kurose, Thi Mac Lan Nguyen Tajan, Frédéric Roger et Ingrid Serre avec lesquels j'ai partagé d'excellents moments.

L'époque est aux nouvelles technologies. Comme d'autres, j'y ai succombé pour ma soutenance. Ce qui ne devait pas arriver arriva : l'informatique m'a lâché à H - 20 minutes. Je n'oublierai jamais l'efficacité déployée par Mounir Aatillah, Tamim Karimzada, Siegfried Maiolino, Frédéric Mignot et Frédéric Roger. Transport, mise en place et câblage d'un nouveau PC : tout cela fut rondement mené et je fus prêt juste à temps. Comment aurais-je fait sans eux ?

Le regard de mon frère sur les thèses et les thésards m'a bien fait rire, preuve qu'il n'est sans doute pas loin de la vérité. En organisant le pot de thèse (de haute qualité comme le prouve la vitesse à laquelle il a disparu), mes parents ont symboliquement mis la touche finale au parcours que j'ai suivi tout au long de ces années. Ils m'ont toujours soutenu, supporté, encouragé et fait confiance. Je leur en serai éternellement reconnaissant.

Finalement, je vous remercie, cher lecteur, chère lectrice, d'avoir ce manuscrit entre les mains. J'espère que sa lecture vous sera profitable et instructive. Je ne vous demanderais qu'un peu d'indulgence si jamais vous étiez déçu.

Pour les morts et les vivants

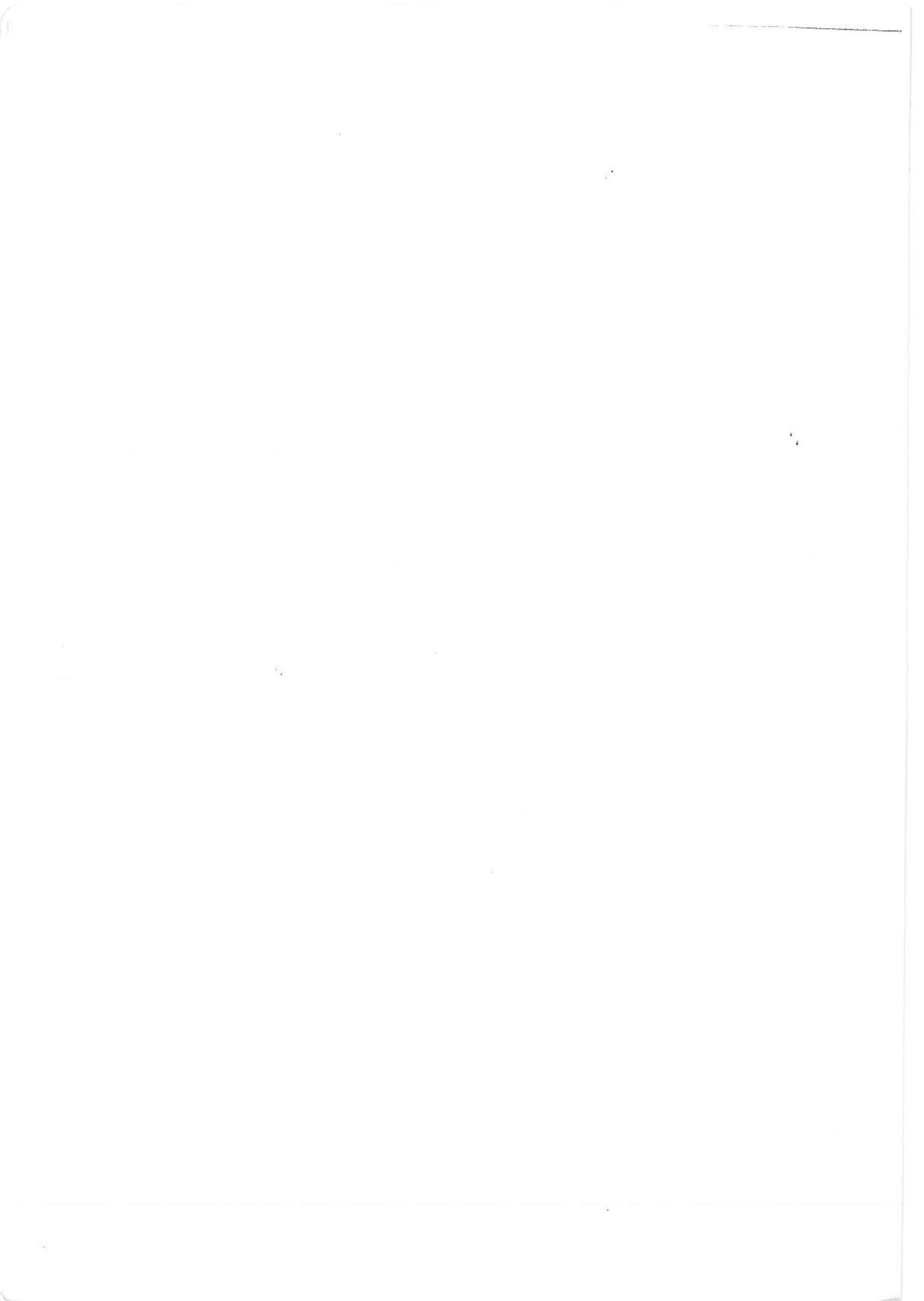


Table des matières

| | |
|---|-----------|
| La problématique du stockage de déchets hautement radioactifs | 1 |
| Le site de Tournemire | 2 |
| L'argilite de Tournemire | 5 |
| L'objectif de l'étude | 8 |
| | |
| A Spécificités du comportement hydromécanique des matériaux argileux | 11 |
| | |
| Introduction de la première partie | 13 |
| | |
| 1 Description des interactions microscopiques | 15 |
| 1.1 Structure du squelette solide | 16 |
| 1.2 Pression osmotique | 18 |
| 1.3 Forces d'hydratation | 21 |
| 1.4 Capillarité | 23 |
| | |
| 2 Aspects expérimentaux macroscopiques | 27 |
| 2.1 Isothermes d'adsorption | 27 |
| 2.2 Gonflement libre et pression de gonflement | 29 |
| 2.3 Propriétés mécaniques | 30 |
| 2.4 Comportement de membrane | 32 |
| | |
| 3 Lois de comportement hydromécanique | 35 |
| 3.1 Contraintes effectives et poromécanique | 36 |
| 3.2 Approches phénoménologiques | 37 |
| 3.3 Homogénéisation | 39 |
| 3.4 Théorie des mélanges | 41 |

| | |
|---|-----------|
| Synthèse de la première partie | 45 |
| B Loi de comportement hydromécanique réversible semi-linéarisé en potentiel chimique | 47 |
| Introduction de la deuxième partie | 49 |
| 4 Potentiel chimique | 51 |
| 4.1 Thermodynamique d'un système fermé | 51 |
| 4.2 Thermodynamique d'un système ouvert | 52 |
| 4.3 Potentiels classiques | 53 |
| 4.4 Équilibres et flux | 55 |
| 4.5 Potentiel de l'eau du sol | 57 |
| 5 Modélisation semi-linéaire du comportement hydromécanique | 61 |
| 5.1 Poroélasticité linéaire | 62 |
| 5.2 Comportement réversible | 65 |
| 5.3 Identification des dissipations | 65 |
| 5.4 Petites déformations | 66 |
| 5.5 Comportement de membrane parfaite | 68 |
| 5.6 Équilibre phase gazeuse/atmosphère | 70 |
| 5.7 Équilibre thermodynamique local liquide/vapeur | 71 |
| 5.8 Lois de conduction | 72 |
| 5.9 Autres modèles en potentiels chimiques | 74 |
| 5.10 Potentiels chimiques et poromécanique | 75 |
| 6 Identification du comportement | 79 |
| 6.1 Isothermes d'adsorption | 79 |
| 6.2 Essais mécaniques | 80 |
| 6.3 Perméabilité | 81 |
| 6.4 Expériences de gonflement | 82 |
| 6.5 Endommagement hydrique | 83 |
| 6.6 Application à l'argilite de Tournemire | 84 |
| 7 Aspects numériques | 87 |

| | | |
|--|---|------------|
| 7.1 | Position du problème | 88 |
| 7.2 | Stabilité thermodynamique et numérique | 89 |
| 7.3 | Procédure itérative de résolution | 91 |
| 7.4 | Désaturation d'une couche de sol | 93 |
| 7.5 | Consolidation d'une couche de sol | 97 |
| Synthèse de la deuxième partie | | 101 |
| | | |
| C | Impact de la désaturation sur les galeries du site de Tournemire | 103 |
| | | |
| Introduction de la troisième partie | | 105 |
| | | |
| 8 | Désaturation autour d'ouvrages simples | 107 |
| 8.1 | Influence du retrait et de la rigidification | 108 |
| 8.2 | Influence de la géométrie de l'ouvrage | 113 |
| 8.3 | Sections des galeries de Tournemire | 116 |
| 8.4 | Influence d'un chargement hydrique cyclique | 119 |
| | | |
| 9 | Désaturation autour des galeries de Tournemire | 121 |
| 9.1 | Modélisation du problème | 122 |
| 9.2 | Convergence de la procédure numérique | 125 |
| 9.3 | Potentiel chimique et teneur en eau | 127 |
| 9.4 | Contraintes orthoradiales | 128 |
| 9.5 | Convergences | 130 |
| 9.6 | Cas du front de taille | 133 |
| | | |
| 10 | Évolution naturelle des fissures du front de taille | 139 |
| 10.1 | Critère de Griffith | 140 |
| 10.2 | Ténacité | 141 |
| 10.3 | Stabilité d'une évolution quasistatique | 144 |
| 10.4 | Influence des conditions hydriques sur la fissure | 145 |
| 10.5 | Propagation d'un réseau de fissures | 148 |
| | | |
| 11 | Effet de l'interaction entre fissures | 155 |
| 11.1 | Non-unicité des évolutions possibles | 156 |

| | |
|---|------------|
| 11.2 Influence des petites perturbations | 157 |
| 11.3 Stabilité et bifurcation | 158 |
| 11.4 Critères pour un réseau de fissures parallèles | 160 |
| 11.5 Mise en œuvre numérique | 163 |
| 11.6 Résultats de la simulation | 165 |
| Synthèse de la troisième partie | 169 |
| Conclusion générale | 171 |
| Bibliographie | 175 |

La problématique du stockage de déchets hautement radioactifs

Pour assurer son indépendance énergétique, la France a développé depuis une trentaine d'années un important parc de centrales nucléaires. La production d'électricité par la voie nucléaire est à l'origine de déchets dont certains sont hautement radioactifs. La question de leur gestion se pose à moyen et long terme : leur activité radiologique peut durer plusieurs centaines de milliers d'années. En 1991, trois axes de recherche ont été définis par la loi Bataille :

- la transmutation (transformation des éléments radioactifs en éléments non radioactifs) ;
- l'entreposage en subsurface ;
- le stockage en formation géologique profonde.

Cette dernière solution consiste à placer les déchets à l'intérieur d'ouvrages souterrains édifiés à grande profondeur, dans un milieu limitant au mieux la dispersion des éléments radioactifs. La nature de la formation géologique conditionne fortement l'efficacité du confinement. Plusieurs roches sont donc étudiées parmi lesquelles les roches argileuses raides, autrement appelées argilites.

La stabilité mécanique d'un tel ouvrage dépend des propriétés de la roche (rigidité, résistance, anisotropie, viscosité) et de l'environnement géologique (champ des contraintes régionales, éventuelle proximité de failles tectoniques). Ce problème, classique dans le domaine du génie civil, devient beaucoup plus difficile dans le domaine du stockage de déchets nucléaires à cause de l'échelle de temps considérée.

Le problème mécanique posé par un stockage de déchets radioactifs ne se limite pas à la seule question de sa stabilité. Il s'agit d'évaluer la nature, l'étendue et l'évolution à long terme des perturbations créées par l'excavation. Les argilites possèdent des qualités mécaniques (rigidité et résistance importantes) et physico-chimiques (faible perméabilité, capacité de rétention des radio-éléments) a priori intéressantes pour le stockage. La construction d'un ouvrage souterrain risque d'altérer ces « bonnes » propriétés dans une certaine zone autour de l'ouvrage.

L'Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire assure une mission de recherche et d'expertise auprès des pouvoirs publics, en particulier au sujet du stockage profond. Pour consolider ses connaissances sur les propriétés de confinement des matériaux argileux, il a sélectionné, en 1990, un site qui lui sert de station expérimentale.

Le site de Tournemire

Ce site est constitué un tunnel ferroviaire désaffecté, orienté N-S, long de 2 km et situé à Tournemire (Aveyron). Il traverse une formation d'argilites du Toarcien supérieur de 250 m d'épaisseur, sous 250 m de recouvrement et qui se trouve entre deux couches calcaires (figure 1). Depuis 10 ans, un vaste programme d'études géologiques, géochimiques, hydrogéologiques et géomécaniques y est mené (Boisson, 1995), (Boisson, 1996b), (Boisson, 1996a), (Boisson et al., 1997a), (Boisson et al., 1997b).

Une campagne de huit forages rayonnants a permis d'identifier deux zones du massif : une zone fracturée à l'Ouest du tunnel et une zone saine à l'Est. En 1996, deux galeries de 30 m de long, dites galerie Ouest et galerie Est, ont été creusées perpendiculairement au tunnel et permettent d'accéder à ces zones (Figure 2).

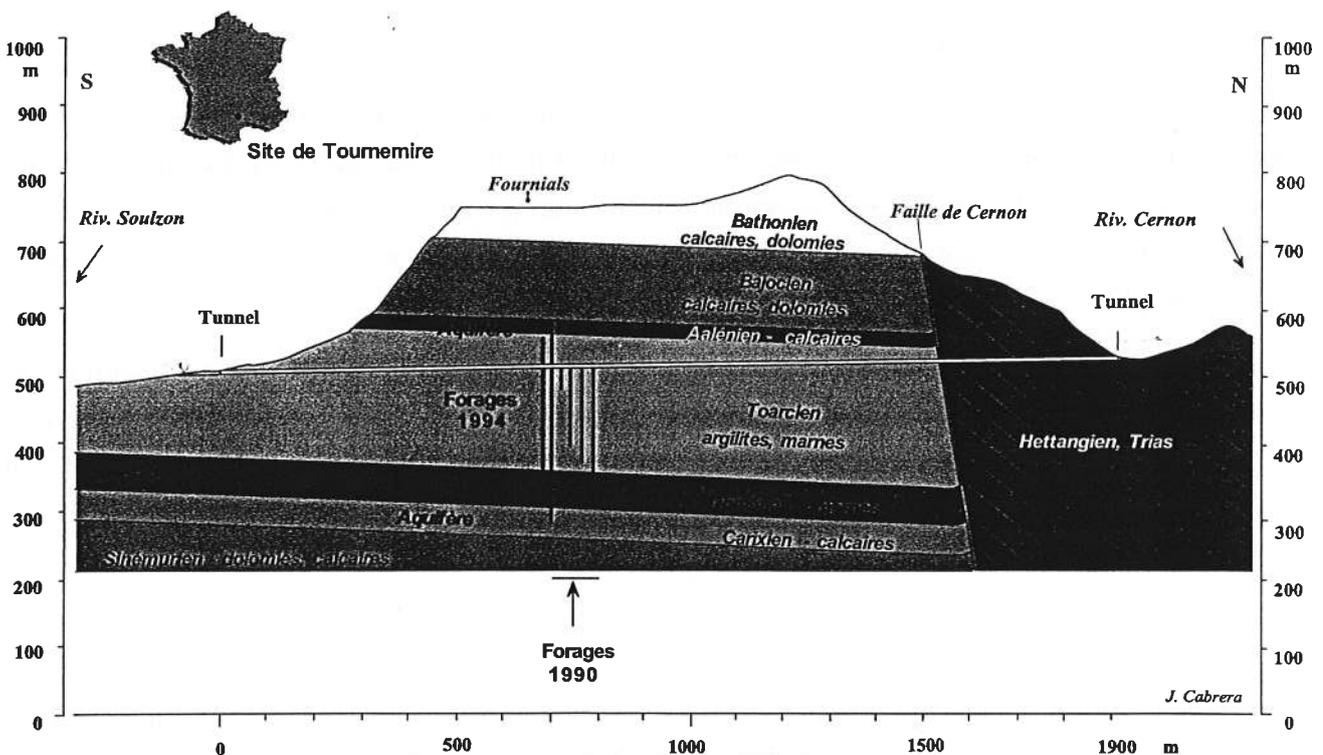


FIG. 1 - Coupe géologique du site de Tournemire (Cabrera et al., 1999)

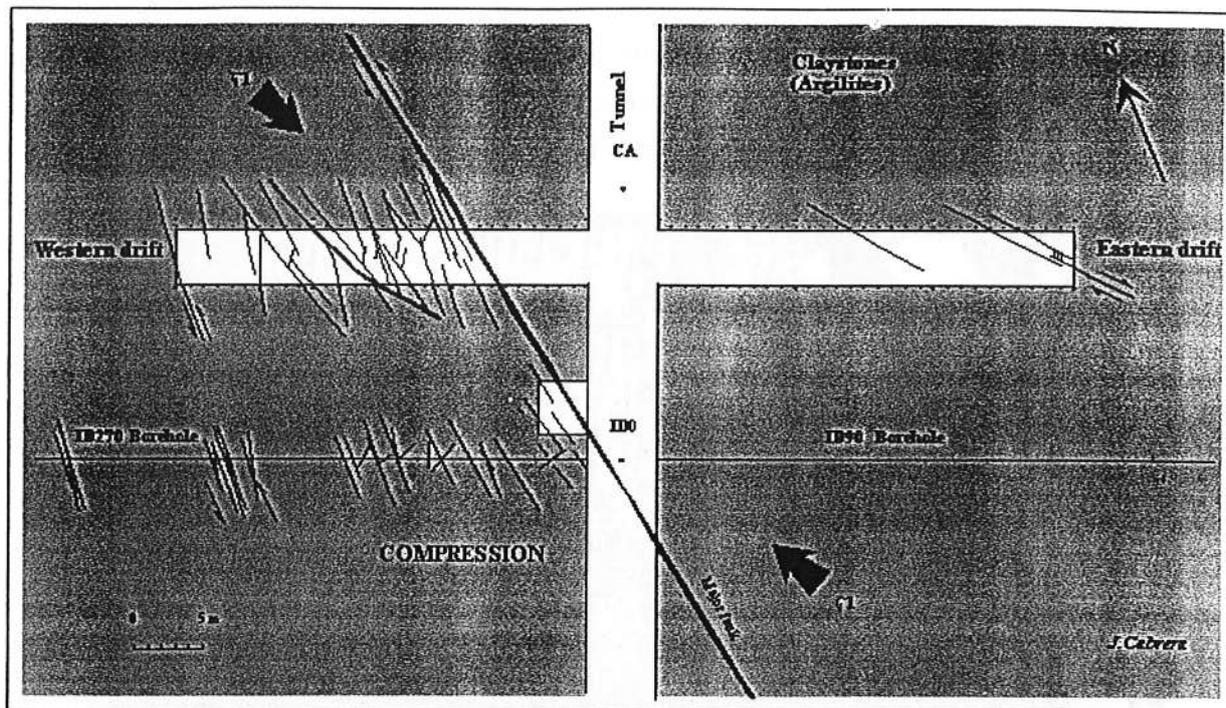


FIG. 2 – Vue des deux galeries récentes (Cabrera et al., 1999)

L'effet des discontinuités (fissures, fractures, failles...) sur les transferts constituent l'un des points-clés du problème du stockage profond. Dans un éventuel site réel de stockage, ces discontinuités risquent de former un chemin privilégié de circulation et de fuite des radioéléments. Deux types classiques de discontinuités se retrouvent sur le site de Tournemire :

- celles qui sont d'origine tectonique et qui préexistent à la construction de l'ouvrage ;
- celles qui sont créées par la construction de l'ouvrage et la décompression du massif: elles sont localisées autour de l'ouvrage dans l'EDZ (Excavation Disturbed Zone), plus particulièrement dans les zones de concentration de contraintes aux piédroits des ouvrages. Elles sont généralement subverticales ou proches de 45° . Cette zone peut être observée directement sur place ou par des forages. Elle a également été étudiée par des méthodes non destructives de réfraction sismique (Cabrera et al., 1999).

Un autre type de discontinuités est apparu sur le site après l'excavation des deux galeries: des fissures subhorizontales se sont développées en front de taille et sur les parements peu après la fin du creusement. Elles forment un réseau assez régulier d'espacement compris entre 10 et 20 cm (figure 3). Leur ouverture est directement liée à l'hygrométrie et la température régnant dans le tunnel et les galeries :

- elles sont ouvertes en hiver quand il fait froid ($8^\circ C$) et sec (40 % d'hygrométrie) ;

- elles sont fermées en été quand il fait chaud ($14^{\circ}C$) et humide (100 % d'hygrométrie).

Des extensomètres électriques ont été placés sur ces fissures pour suivre plus précisément leur évolution. Leur ouverture est de l'ordre du *mm*. Notons que cette variation saisonnière de l'ouverture des fissures affecte également les fissures d'origine tectonique (figure 4)



FIG. 3 – Fissuration au front de taille de la galerie Ouest

Ces fissures ne sont manifestement pas d'origine tectonique et leur orientation, qui suit la stratification du matériau, diffère totalement de celle des fissures de décompression mécanique. Comprendre leur origine et prédire leur évolution est nécessaire car, dans un site réel de stockage, elles pourraient éventuellement se connecter avec une fissuration existante et affecter la capacité de confinement de la formation-hôte. Plus globalement, elles témoignent de l'importance du comportement hydromécanique de cette roche qu'il convient d'étudier.

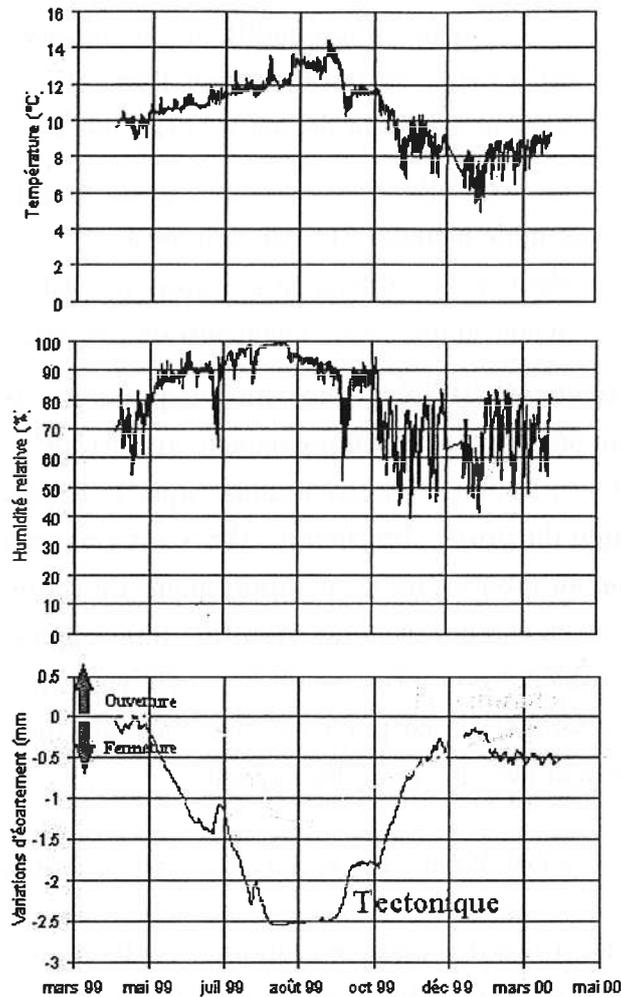


FIG. 4 – Évolution simultanée de la température, de l'hygrométrie et de l'ouverture d'une fissure de retrait et d'une fissure d'origine tectonique (l'ouverture est mesurée par rapport à un état initial pour laquelle la fissure est déjà ouverte)

L'argilite de Tournemire

La masse volumique de l'argilite de Tournemire est $2,6 \text{ g/cm}^3$. Cette roche contient 40 % de minéraux argileux, en particulier des interstratifiés illite/smectite avec une grande proportion d'illite. Les autres 60 % sont constitués de carbonates (20 %), de feldspath et de quartz. La fraction argileuse constitue une matrice dans laquelle les autres minéraux se trouvent sous forme d'inclusions.

La porosité de ce matériau est d'environ 8 à 9 %. Le diamètre moyen des pores est estimé à 28 Å à partir de l'analyse des isothermes d'adsorption BET.

La teneur en eau est de 3 à 4 %. Cette valeur correspond à des carottes bien conservées après forage. L'éventuelle perte d'eau liée aux conditions de conservation est négligeable par hypothèse. La teneur en eau est obtenue en faisant passer l'échantillon à $105^{\circ}C$ pendant 24h. La perte de masse consécutive est attribué au départ de l'eau interstitielle.

La perméabilité à l'eau est très faible : elle se situe à la limite inférieure de sensibilité des appareils, quelle que soit la méthode utilisée. Elle est estimée à 10^{-15} , 10^{-14} m/s en laboratoire. La perméabilité *in situ* est également très difficile à mesurer : elle est estimée à 10^{-13} m/s. Ces valeurs doivent néanmoins être considérées avec beaucoup de précautions.

Des travaux indépendants de l'IPSN ont notamment porté sur une vaste campagne d'essais au laboratoire et la modélisation du comportement anisotrope élastoplastique (Niandou et al., 1993), (Niandou et al., 1997) et élastoviscoplastique (Cazacu, 1995), de ce matériau. Le programme géomécanique du projet Tournemire-IPSN est présenté dans (Rejeb, 1999) : il comprend la caractérisation au laboratoire du comportement du matériau, la modélisation du comportement des galeries et la comparaison des résultats numériques aux mesures de convergence. Dans le cadre du problème étudié ici, seule la partie élastique du comportement sera modélisée dans un premier temps. De ce point de vue, l'argilite de Tournemire est isotrope transverse selon un axe vertical avec les modules suivants :

$$E_1 = 27\,680 \text{ MPa} \quad E_2 = 9\,720 \text{ MPa} \quad \nu_{12} = 0,17 \quad \nu_{23} = 0,20 \quad G_{12} = 3\,940 \text{ MPa}$$

Ces modules sont déterminés à partir d'essais en laboratoire. Ils n'intègrent donc pas les effets d'échelle qui caractérisent le passage du laboratoire au site. La résistance à la traction est estimée à 3,6 MPa à partir d'un essai brésilien. Il s'agit donc de la résistance selon la direction parallèle à la stratification. L'anisotropie mécanique du matériau, cohérente avec sa stratification, ne se retrouve pas sur les mesures de perméabilité sans doute à cause de leur imprécision.

Des isothermes d'adsorption ont été réalisés sur l'argilite de Tournemire (Daupley, 1997). Des échantillons d'argilite sont mis en équilibre avec différentes hygrométries et les variations de teneur en eau et de volume sont mesurées. Plus l'hygrométrie imposée est faible, plus la teneur en eau est basse et plus le volume de l'argilite diminue. La diminution maximale de volume atteint 1,5% pour une humidité relative imposée de 15% (figure 5).

Cette diminution de volume est appelée retrait. C'est un phénomène particulièrement marqué dans les sols argileux : le volume du matériau peut être divisé par 100 lors du séchage (Tessier, 1984). Il se manifeste donc également pour les argilites avec une amplitude beaucoup plus faible. Il est intéressant de comparer le retrait de l'argilite de Tournemire avec les déformations dues au creusement. Elles sont de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ pour un poids des terres d'environ 6MPa et des modules élastiques de l'ordre de 21MPa. Ce calcul très grossier montre

simplement que les déformations de retrait ne peuvent pas être négligées *à priori* devant les déformations d'origine mécanique.

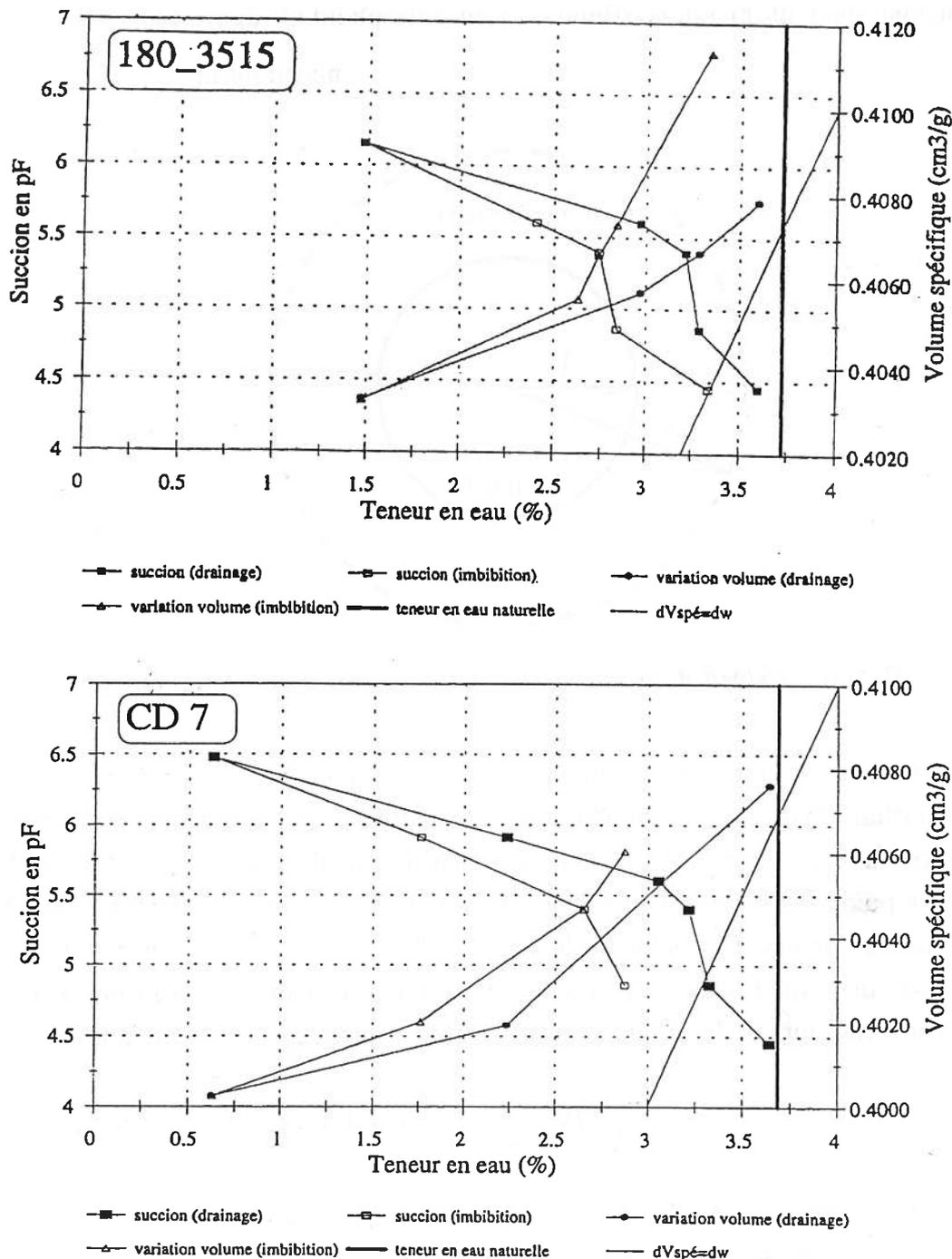


FIG. 5 – Isothermes d'adsorption sur deux échantillons d'argilite de Tournemire (Daupley, 1997)

L'objectif de l'étude

Étudions la situation suivante : une zone «sèche» se développe autour d'un tunnel circulaire infiniment long dans un massif élastique linéaire isotrope infini (figure 6).

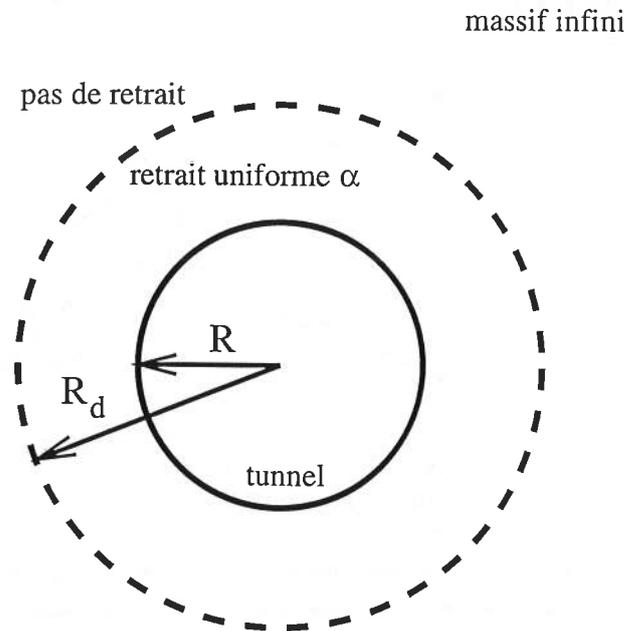


FIG. 6 – *Retrait dans une zone «sèche» autour d'un tunnel circulaire*

Dans cette zone, le matériau subit un retrait volumique isotrope uniforme $3\alpha = -1,5\%$. Ces déformations hydriques s'ajoutent aux déformations élastiques lors de la résolution du problème mécanique. Le module d'Young et le coefficient de Poisson valent $E = 21 \text{ GPa}$ et $\nu = 0,18$. Le poids des terres est pris égal à $P_e = 6 \text{ MPa}$. Le calcul s'effectue dans l'hypothèse des déformations planes. L'étendue de la zone «sèche» est repérée par son rayon R_d mesuré à partir de l'axe du tunnel. Le problème se résout analytiquement ; la contrainte orthoradiale en paroi est constante lors de la progression de ce front de séchage. Elle vaut (cf. chap. 8) :

$$\sigma_{\theta} = 2 \left(-P_e + \frac{E(-\alpha)}{2(1-\nu)} \right) = 116 \text{ MPa}$$

Ces tractions dépassent largement la résistance du matériau.

Ce cas d'école diffère notablement de la situation réelle par la simplicité de la géométrie et du comportement. Il permet cependant de faire l'hypothèse suivante : les fissures observées en front de taille sont la conséquence du retrait de l'argilite mise en contact avec une atmosphère non saturée après le creusement. Des effets de structure empêcheraient ce retrait de se développer librement et, autour de l'ouvrage, apparaîtraient des contraintes de tractions suffisantes

pour rompre le matériau selon ses plans de faiblesse, donc suivant la stratification. L'objectif de cette thèse est de valider cette hypothèse.

La première partie de cette thèse confronte les phénomènes microscopiques spécifiques des matériaux argileux, les caractéristiques de leur comportement macroscopique et les différentes modélisations existantes. Elle montre la difficulté d'intégrer des interactions physico-chimiques dans une loi de comportement. En particulier, la notion de pression, habituelle dans une modélisation hydromécanique, est remise en cause à l'échelle microscopique.

La deuxième partie établit une loi de comportement hydromécanique réversible semi-linéarisée de l'argilite de Tournemire suivant le formalisme de Biot (1972). Elle permet de prendre en compte le retrait et la rigidification du matériau lors du séchage. Le potentiel chimique est utilisé à la place de la pression car cette variable traduit l'état énergétique de l'eau et inclut donc l'ensemble des processus à petite échelle. L'identification des paramètres utilise les isothermes d'adsorption et les essais mécaniques en hygrométrie imposée. Un algorithme de résolution des problèmes d'évolution de structure dans un matériau constitutif obéissant à cette loi de comportement particulière est mis au point.

La troisième partie traite des effets du séchage sur des ouvrages souterrains, d'abord pour des géométries simples puis pour les galeries du site de Tournemire. La prise en compte du retrait et de la rigidification est primordiale car leur amplitude influence directement l'ordre de grandeur des contraintes en traction en paroi des ouvrages. Ces résultats numériques sont cohérents avec la présence de fissures sur le front de taille des galeries. L'interprétation est plus difficile sur les parois latérales du site car le séchage a sans doute tendance à affecter les fissures déjà existantes, en particulier tectoniques.

Cependant, la simulation ne permet pas de déterminer un espacement privilégié, observé sur le site. L'évolution d'un réseau de fissures parallèles soumises à ces tractions est donc étudiée. La prise en compte de l'interaction entre fissures permet d'expliquer la création d'un réseau régulier. En effet, des fissures longues et serrées se gênent dans leur propagation. Cette interaction aboutit à l'arrêt de certaines fissures au profit d'autres et conduit à un espacement régulier.

phénomène, décrit dans la quatrième section, est celui qui est le mieux décrit d'un point de vue théorique.

1.1 Structure du squelette solide

Cette description des minéraux argileux s'étend du feuillet à la particule, i.e. de quelques Å à quelques μm : elle s'inspire largement de Van Olphen (1977), Caillère et al. (1982a, 1982b) et Tessier (1984).

Un feuillet argileux est un empilement de plans d'atomes d'hydrogène et/ou d'ions hydroxyles. L'arrangement de ces atomes ou ions dans les plans est régulier ; il peut être compact ou hexagonal (fig. 1). Deux plans qui se superposent forment une «couche» tétraédrique (un plan compact et un plan hexagonal) ou octaédrique (deux plans compacts).

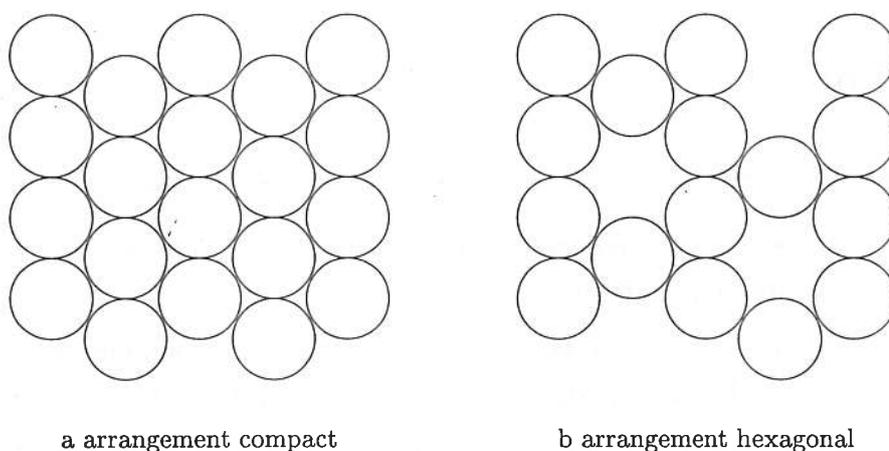


FIG. 1 – Types de plans atomiques d'après Caillère et al. (1982b)

Il existe trois types de feuillets :

- 1:1 ou *TO* : le feuillet est constitué d'une couche tétraédrique et d'une couche octaédrique, son épaisseur est de 7 Å ;
- 2:1 ou *TOT* : le feuillet est constitué d'une couche octaédrique entre deux couches tétraédriques avec une épaisseur de 9,5 Å ;
- 2:1:1 ou *TOTO* : le feuillet est formé de deux couches tétraédriques et de deux couches octaédriques avec une épaisseur de 14 Å.

Les atomes d'oxygène et les ions hydroxyles sont électronégatifs, la stabilité électrique de l'ensemble est assuré par des cations Si^{4+} , Al^{3+} situés à l'intérieur des cavités octaédriques ou tétraédriques.

Descriptions des interactions microscopiques

En réalité, la structure de ces feuillets est plus complexe. Tout d'abord, les plans ont évidemment une extension finie. De plus, les cations Si , Al peuvent être substitués par d'autres cations métalliques (Li , Fe , Cr , $Zn...$) moins chargés, ce qui crée un déficit de charge positive ou, en d'autres termes, un excès de charge négative. Des *cations compensateurs* vont alors se placer entre les feuillets argileux pour rétablir l'équilibre électrique.

Ces feuillets se regroupent en particules qui sont les unités structurales des argiles. Les minéraux argileux se différencient donc par la nature du feuillet et des cations compensateurs :

Les smectites sont des argiles de type 2:1. Les Si de la couche tétraédrique sont remplacés par des Al . Les Al de la couche octaédrique sont remplacés par des Fe , Cr , Zn , Li , Mg . Les cations compensateurs sont le calcium Ca et le sodium Na . Les feuillets sont faiblement liés. Leur empilement au sein d'une particule est relativement désordonné et entre une et quatre couches d'eau peuvent s'intercaler entre les feuillets. L'épaisseur d'une particule est donc variable avec la teneur en eau. L'association de ces particules atteint $2 \mu m$ d'extension latérale. Le terme *montmorillonites* correspond à un certain type de smectites.

Les illites sont des argiles de type 2:1 dans lesquelles les substitutions ont surtout lieu dans la couche octaédrique. Les cations compensateurs sont des ions potassium K . La charge des feuillets est plus négative que pour les montmorillonites et il y a aussi plus d'ions compensateurs; Le potassium lie fortement les feuillets. Leur empilement est ordonné et qu'il n'existe pas d'eau interfoliaire. Les particules comprennent moins de dix feuillets et se regroupent bord à bord et face à face en micro-domaines.

Les chlorites sont des argiles de type 2:1:1 dont les cations compensateurs sont remplacés par des hydroxydes de magnésium. L'empilement des feuillets au sein d'une particule est très régulier. Les feuillets sont quasiment au contact.

Les kaolinites sont des argiles de type 1:1. L'empilement des feuillets est fixe et ordonné.

Il existe deux paramètres classiques pour les matériaux argileux et qui dérivent immédiatement de leur structure :

- *la surface spécifique* est la surface développée par le matériau par unité de volume ou de poids. Elle comprend donc la surface des particules argileuses mais aussi, dans le cas des smectites, la surface interfoliaire, interne à la particule, qui est accessible contrairement aux autres minéraux argileux ;
- *la Capacité d'Échange Cationique (CEC)* traduit la faculté des cations compensant les déficits de charge à s'échanger avec les cations de la solution interstitielle. Elle a une double origine: il peut s'agir des cations compensateurs situés dans les espaces interfoliaires ou de cations adsorbés en surface des particules.

Tous ces minéraux argileux ont des caractéristiques communes : une grande surface spécifique, des particules électronégatives. Cela permet déjà de deviner l'importance des phénomènes de surface, en particulier lorsque la surface spécifique est importante par rapport au volume poreux (porosité fine).

Les données suivantes concernant l'argilite de Tournemire sont principalement tirées de Boisson et al. (1997a).

L'argilite de Tournemire contient environ 40% d'argile, principalement des interstratifiés illite-smectite où l'illite est majoritaire (plus de 70%), de la kaolinite et de la chlorite. La CEC mesurée sur la roche totale est de l'ordre de $10 \text{ meq}/100g$. Sur la fraction argileuse, la CEC est de l'ordre de $20 \text{ meq}/100g$. $12 \text{ meq}/100g$ sont dus à des charges de structures et $8 \text{ meq}/100g$ à des charges de bordures. Les charges de structure sont situées entre les feuillets et sont caractéristiques des smectites. Les charges de bordures se trouvent sur la surface externe de toute particule argileuse. Pour donner un ordre de grandeur, une illite "pure" a une CEC comprise entre 8 et $15 \text{ meq}/100g$. D'un point de vue structural, la fraction argileuse constitue la matrice du matériau tandis que les autres minéraux (quartz, calcite) apparaissent sous forme d'inclusions solides. La surface spécifique varie entre 23 et $29 \text{ m}^2/g$.

L'anisotropie du matériau est observable au microscope optique, à l'échelle de quelques centaines de μm (Daupley, 1997). En revanche, la porosité est observée grâce au microscope électronique à balayage à l'échelle du μm , surtout dans les plans perpendiculaires à la stratification. Il s'agit de pores au contact matrice argileuse/grains ou dans la matrice argileuse. La porosité accessible au mercure (rayon d'accès supérieur à 35 \AA) représente moins de la moitié de la porosité totale. 80% de la porosité a un rayon d'accès inférieur à $0,1 \mu m$.

En général, la macroporosité détermine principalement les propriétés hydrauliques macroscopiques. Pour l'argilite de Tournemire, cette macroporosité est très peu présente; aussi, il semble trop simpliste d'ignorer l'influence de la microporosité, et donc de négliger les interactions physico-chimiques. Notons néanmoins que, sur le site, des fractures ou des fissures d'un ordre de grandeur largement supérieur à celui étudié ici peuvent exister et conditionner les propriétés de transfert du massif.

1.2 Pression osmotique

Les ions présents en solution sont soumis à deux tendances contradictoires :

- la dilution dans l'ensemble de l'espace occupé par la solution ;
- l'attraction par les particules argileuses.

Leur concentration n'est donc pas uniforme entre les particules. Le profil de concentration n'est pas facilement calculable dans le cas général.

Israelachvili (1992) étudie la situation simplifiée suivante (fig. 2) : une solution interstitielle se trouve entre deux plans infinis qui portent une densité surfacique de charge négative σ . Elle contient i espèces d'ions. Elle est en équilibre avec une solution de référence contenant des ions de densité $d^{i\infty}$ connue.

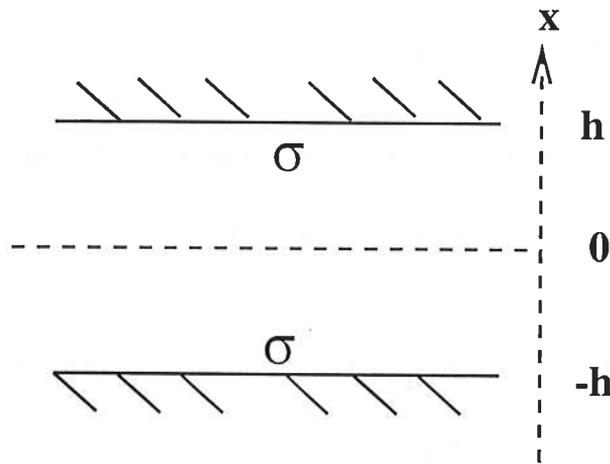


FIG. 2 – Deux plans chargés sont séparés par une solution interstitielle

La densité d^i d'un ion i et le potentiel électrostatique $\Psi(x)$ dépendent de la position $x \in [-h, h]$ entre les deux plans. Par hypothèse, la répartition des ions suit la loi statistique de Maxwell-Boltzmann. $d^i(x)$ dépend donc de l'énergie électrostatique $ze\Psi(x)$ selon :

$$d^i(x) = d_0^i \exp\left(\frac{-z^i e \Psi(x)}{kT}\right) \quad k : \text{constante de Boltzmann} \quad T : \text{température} \quad (1-1)$$

z^i et e sont la valence de l'ion i et la charge élémentaire. d_0^i est une constante déterminée par les conditions aux limites.

Le potentiel électrostatique Ψ obéit à l'équation de Poisson. Dans le cas simple où la solution est en équilibre avec de l'eau pure et ne contient que des cations de même valence z^i , cette équation s'écrit

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{z^i e d^i(x)}{\epsilon \epsilon_0} \quad \epsilon : \text{permittivité dans le vide} \quad \epsilon_0 : \text{permittivité dans le milieu} \quad (1-2)$$

La combinaison de (1-1) et de (1-2) aboutit à l'équation de Poisson-Boltzmann, vérifiée par Ψ :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{z^i e d_0^i}{\epsilon\epsilon_0} \exp\left(\frac{-z^i e\Psi(x)}{kT}\right) \quad (1-3)$$

Pour cette géométrie unidimensionnelle, $d(x)$ s'exprime analytiquement :

$$d(x) = \frac{d_0}{\cos^2(Kx)} \quad \text{avec } K^2 = \frac{(ze)^2 d_0}{2\epsilon\epsilon_0 kT} \quad (1-4)$$

La pression exercée par les ions, ou pression osmotique, est alors :

$$P^{osm} = 2\epsilon\epsilon_0 \left(\frac{kT}{ze}\right)^2 K^2 \quad (1-5)$$

K est donné par les conditions aux limites et vérifie l'équation suivante

$$\frac{KD}{2} \tan\left(\frac{KD}{2}\right) = -\frac{\sigma D}{\epsilon\epsilon_0} \frac{ze}{4kT} \quad (1-6)$$

K augmente lorsque D diminue et lorsque σ augmente. Par conséquent, la pression osmotique augmente lorsque

- les plans sont rapprochés ;
- les plans sont fortement chargés.

Plaçons-nous dans le cas général d'une solution contenant plusieurs espèces d'ions. La résolution analytique n'est plus possible. Comme dans le cas précédent, un profil de concentration s'établit au voisinage des particules (fig. 3).

Une longueur $1/\kappa$ dite *longueur de Debye* peut être définie :

$$\kappa = \left\{ \sum_i \frac{d_i(\infty) e^2 z_i^2}{\epsilon\epsilon_0 kT} \right\}^{1/2} \quad (1-7)$$

$\frac{1}{\kappa}$ est la taille caractéristique de la zone influencée par la particule argileuse. Elle ne dépend pas des propriétés des surfaces chargées mais uniquement de celles de la solution interstitielle. Elle diminue avec la concentration de la solution de référence (cf. tab. 1.A). La pression osmotique est donc plus importante lorsque le système est mis en contact avec de l'eau pure.

L'analyse précédente constitue la base de la théorie de Gouy-Chapman ou DLVO ou *double couche diffuse* qui cherche à prédire la valeur de la pression osmotique. Elle peut être

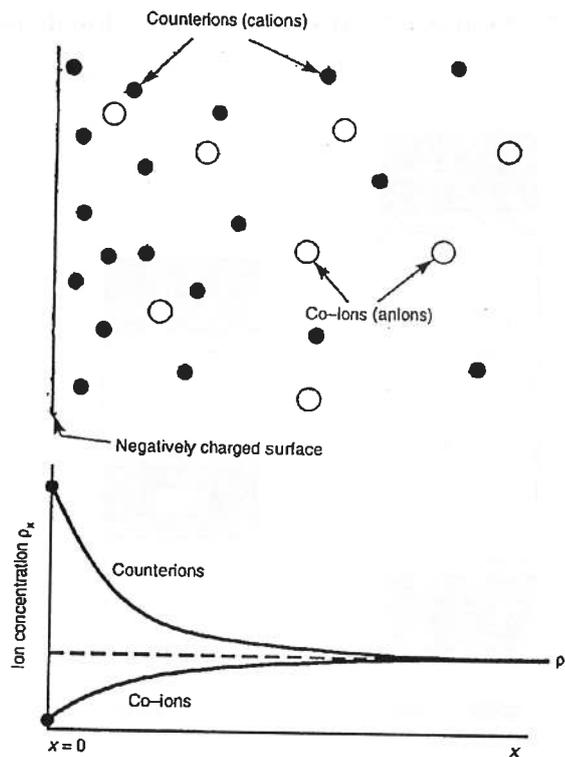


FIG. 3 – Concentration des ions au voisinage d'une surface chargée (Israelachvili, 1992)

| concentration | longueur de Debye |
|---------------|-------------------|
| 0M | 960 nm |
| $10^{-4}M$ | 30,4 nm |
| $10^{-3}M$ | 9,6 nm |
| $10^{-1}M$ | 0,96 nm |
| 1M | 0,3 nm |

TAB. 1.A – Longueur de Debye pour une solution du type NaCl d'après (Israelachvili, 1992)

enrichie par la prise en compte des forces de Van der Waals. Une étude critique poussée en est donnée par Mc Bride (1997). La charge surfacique des plans n'est, par exemple, pas forcément constante.

1.3 Forces d'hydratation

L'équation de Poisson-Boltzmann n'est pas valable dans le très proche voisinage des particules argileuses. Elle assimile les ions à des charges ponctuelles et néglige l'influence des particules sur les molécules d'eau. En réalité, les ions et les molécules d'eau sont liés à la surface: ce sont les *couches de Stern* ou *couches de Helmholtz*. L'eau se trouvant dans cette zone est *adsorbée*, par opposition à l'eau *libre* non influencée par les particules (fig. 4). En effet, les

molécules d'eau sont des molécules *polaires*: leur charge globale est nulle mais elles portent un moment dipolaire permanent qui les rendent sensibles à l'attraction électrostatique.

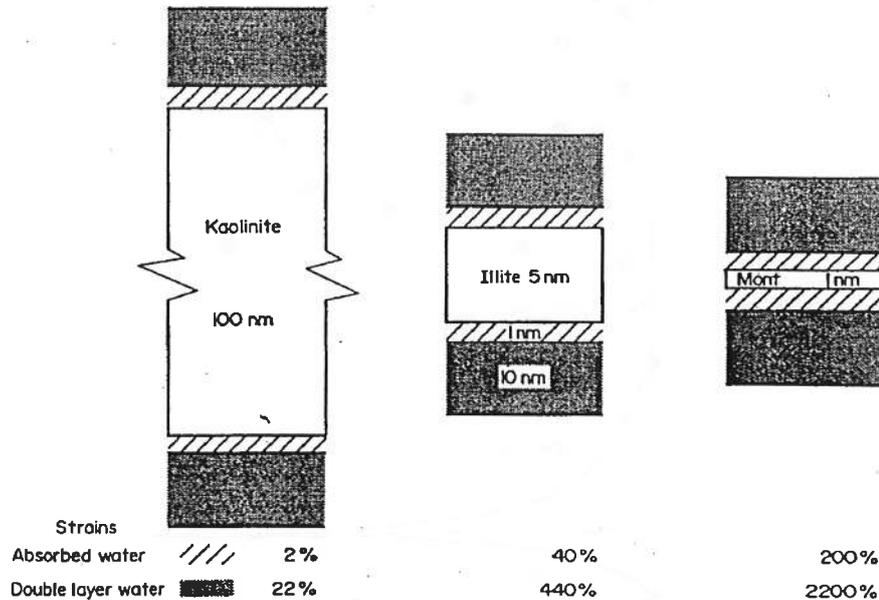


FIG. 4 – Quantité d'eau adsorbée et eau de double couche pour différents minéraux argileux (Seedsman, 1993)

À la surface des particules argileuses, l'eau est organisée en couches monomoléculaires. La structure de l'eau adsorbée est bidimensionnelle et le champ de contraintes y régnant n'est pas hydrostatique. La mobilité des molécules d'eau (comme celle des ions) est fortement réduite et de nature essentiellement diffusive. Cette eau est supposée ne pas participer aux transferts macroscopiques. En général, les mécaniciens la considèrent comme non évaporable ce que semble contredire en partie Prost (1989, 1998). En effet, ces études montrent que, lorsqu'une argile est placée dans une atmosphère de plus en plus sèche, une partie de l'eau qui s'évapore était initialement adsorbée autour des sites hydrophiles de surface des particules. Il est difficile de délimiter précisément une frontière entre l'eau libre et l'eau adsorbée, que ce soit d'un point de vue théorique ou de manière expérimentale. Après étude de différentes argiles par Résonance Magnétique Nucléaire, Fripiat et al. (1982) considèrent qu'il y a au maximum 4 couches d'eau adsorbée.

L'interaction eau/ions se fait au travers de la sphère d'hydratation : il s'agit de molécules d'eau disposées en couches autour des ions. Ce phénomène existe dans n'importe quelle solution aqueuse : il s'agit d'une attraction entre les molécules polaires et les charges des ions. On a ainsi montré que le gonflement interfoliaire des smectites se fait plus par hydratation des cations compensateurs que par attraction par les feuillets. Il est cependant là aussi difficile de déterminer expérimentalement la part entre ces deux types de gonflement.

Low (1987) sépare la pression exercée par la solution interstitielle sur les particules argileuses en une composante osmotique, prédite par la théorie DVLO, et une composante structurale liée aux forces d'hydratation (fig. 5). Il ne semble pas exister de modèles non-empiriques pour estimer cette composante structurale, par exemple à partir de la distance entre les particules, la charge des particules ou la composition de la solution.

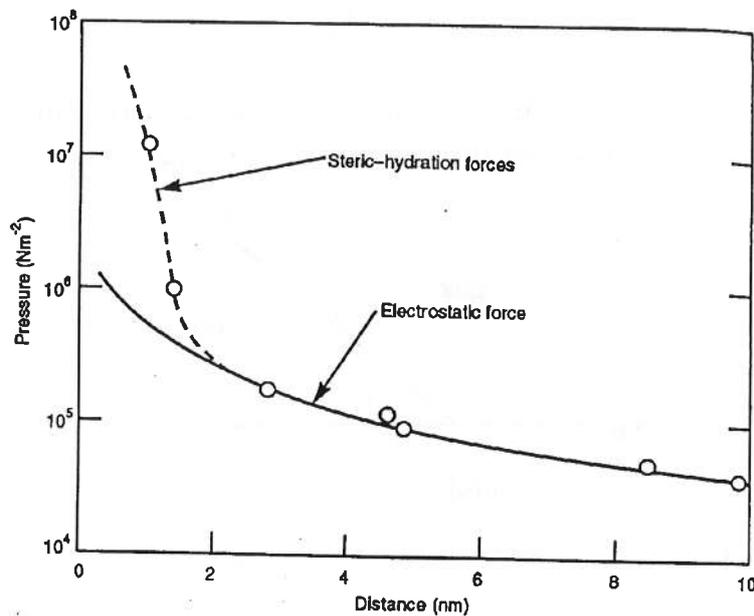


FIG. 5 – Les petits cercles représentent la pression mesurée sur deux plans se trouvant dans la configuration décrite par la figure 2. Le trait continu est la prédiction du modèle osmotique : l'écart avec les mesures est attribué aux forces d'hydratation (Israelachvili, 1992)

1.4 Capillarité

Les phénomènes de capillarité sont spécifiques des milieux non saturés. En revanche, ils ne sont pas spécifiques des milieux argileux. Ils sont à l'origine de tractions importantes dans la phase liquide et contribuent à rigidifier le matériau. Ils sont avant tout liés à l'interaction entre le liquide et le gaz, le solide ne sert ici que de «support».

A priori, l'équilibre mécanique impose l'égalité des pressions de part et d'autre d'une interface entre deux phases. Cela n'est plus vérifié si l'on tient compte de la tension superficielle A . Par définition, le travail à fournir pour augmenter l'aire de l'interface de dS vaut $A dS$. Dans le cas de l'interface liquide/gaz, cette tension superficielle est liée aux attractions plus fortes entre deux molécules d'eau qu'entre une molécule d'eau et une molécule de gaz (Hillel, 1974).

Considérons à présent un point de rencontre entre trois phases : solide, liquide, gaz ce qui arrive lorsqu'une goutte d'eau est posée sur un substrat solide (fig. 6). Il y a trois interfaces et donc trois tensions superficielles : A_{lg} pour l'interface liquide/gaz, A_{gs} pour l'interface gaz-solide et A_{ls} pour l'interface liquide/solide. L'équilibre mécanique entre les trois phases impose l'existence d'un angle de contact θ entre les interfaces liquide/gaz et liquide/solide vérifiant :

$$A_{gs} = A_{ls} + A_{lg} \cos(\theta) \quad (1-8)$$

De manière générale, les valeurs de A_{ls} et de A_{gs} sont difficilement mesurables contrairement à A_{lg} (qui sera notée A). Le liquide est dit parfaitement mouillant lorsque $\theta = 0$.

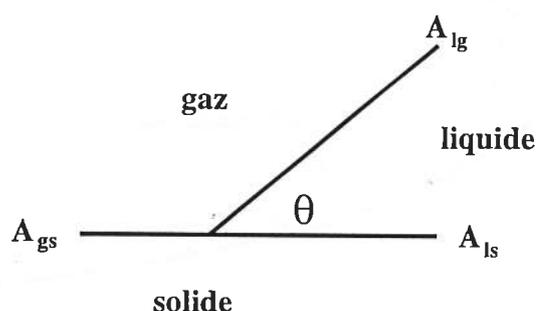


FIG. 6 – Angle de contact à la jonction de trois phases d'après Hillel (1974)

Dans les tubes fins, ou *capillaires*, l'interface liquide/gaz prend la forme d'un ménisque sphérique incurvé vers la phase liquide et qui se raccroche à la paroi selon l'angle θ (cf. fig 7). Dans un tube cylindrique de rayon r , la différence entre les pressions P_{atm} de l'air et P_{liq} de l'eau est donnée par la loi de Jurin-Laplace :

$$P_{atm} = P_{liq} + \frac{2A \cos \theta}{r} \quad (1-9)$$

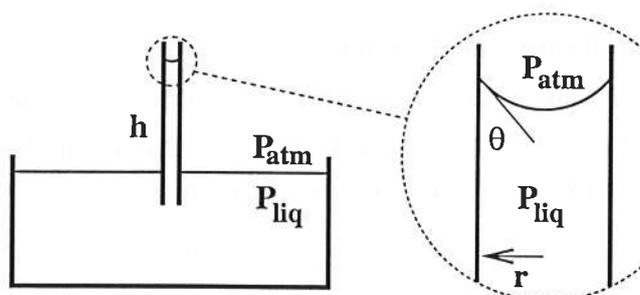


FIG. 7 – Remontée capillaire d'après Hillel (1974)

Dans une atmosphère à pression constante, la loi de Jurin prévoit donc une pression d'eau nulle pour un rayon de pore de l'ordre du μm et infiniment négative lorsqu'il tend vers 0. La

phase liquide se retrouve alors en traction. Il est cependant bien connu que l'eau liquide est thermodynamiquement instable à basse pression : elle se vaporise. Il est alors légitime de se poser la question de la validité de la loi de Jurin dans la limite des très petits pores.

Marinho et Chandler (1995) analysent les résultats de mesure de la résistance en traction de l'eau obtenus par différents chercheurs. La résistance obtenue est généralement comprise entre 1 MPa et 5 MPa avec deux valeurs beaucoup plus importantes (16 MPa et 17 MPa). Elle dépend en grande partie de la présence d'impuretés dans le liquide à l'origine de phénomènes de cavitation. Même en l'absence d'impuretés, la cavitation semble possible à l'intérieur de la phase liquide.

En fait, adsorption et capillarité coexistent dans un milieu non saturé : un film d'eau adsorbée à la surface va servir de support au ménisque capillaire (fig. 8). L'épaisseur t de ce film dépend, comme il a déjà été évoqué, des propriétés de la surface, de la solution interstitielle et diminue lorsque l'hygrométrie de l'atmosphère diminue.

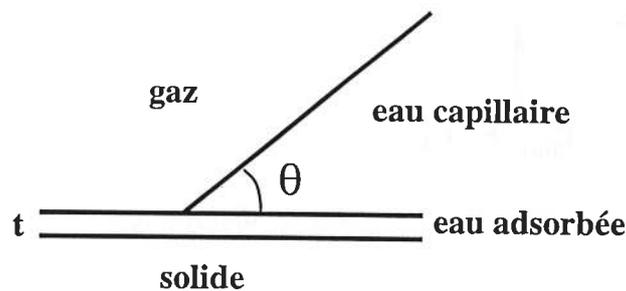


FIG. 8 – Coexistence capillarité/adsorption d'après Kaviany (1995)

Synthèse

Capillarité, adsorption, osmose : a priori, tous ces phénomènes coexistent dans un milieu poreux argileux. Chacun d'eux est suffisamment complexe pour poser des problèmes de modélisation en particulier d'un point de vue quantitatif. La combinaison de ces différents processus éloigne encore la perspective d'un modèle complet : le passage de l'échelle microscopique à l'échelle d'un échantillon est problématique. Pourtant, relier quantitativement le comportement hydromécanique de l'argilite à partir de données microscopiques telles que la capacité d'échange cationique, la surface spécifique, la charge des particules, la porosité est une démarche naturelle.

Derjaguin et Churaev (1978) définissent la *pression de disjonction*. Un fluide en équilibre avec un réservoir à la pression P_{liq} exerce sur deux plans parallèles une pression $P_{liq} + \Pi$ supérieure à Π (figure 9). La surpression Π , ou pression de disjonction, dépend de la distance

entre les plans et de la nature des forces agissant dans le film d'eau et aux interfaces avec les plans. En l'occurrence, les plans représentent la surface des particules argileuses négativement chargées interagissant avec la solution interstitielle. Cette pression de disjonction résulte des phénomènes d'hydratation et d'osmose. Lorsque l'écart entre les plans est faible, les phénomènes d'hydratation sont dominants. Low (1987) mesure cette pression de disjonction et montre qu'elle semble croître exponentiellement avec la diminution de l'espace entre les plans. Pour $h = 30 \text{ \AA}$, il l'évalue à 8 atm .

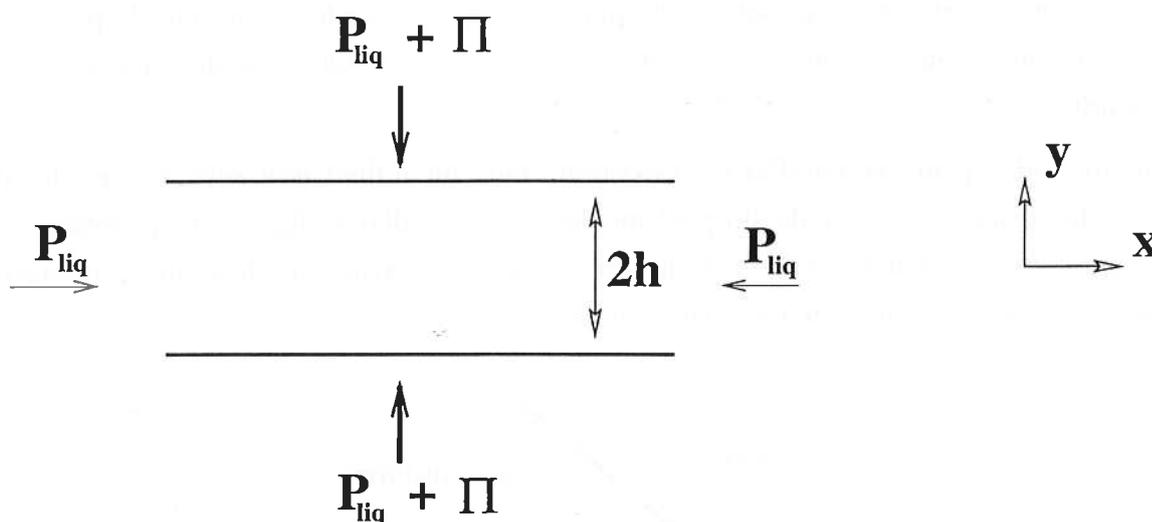


FIG. 9 – *Pression de disjonction*

L'existence d'une pression de disjonction remet en cause l'interprétation des mesures expérimentales. Cela signifie que, lors d'un essai hydromécanique, la pression dans la phase fluide à l'intérieur de l'échantillon n'est pas égale à la pression de fluide imposée sur l'échantillon. Elle n'est pas uniforme dans l'échantillon puisqu'elle dépend localement de l'espace entre les particules, de la charge des particules. Il ne s'agit d'ailleurs pas d'une pression mais d'une contrainte dont la composante déviatorique n'est pas nulle: c'est la définition même de la pression de disjonction.

La plupart des faits expérimentaux traitent du gonflement des matériaux argileux, qui pose généralement plus de problèmes que le retrait. Cette distinction est cependant formelle. En effet, au cours de ces expériences, le matériau est placé dans une atmosphère de plus en plus humide ou en contact avec une solution. Si le matériau était mis dans une atmosphère de plus en plus sèche, c'est le retrait qui apparaîtrait. Les phénomènes microscopiques sont analogues (sans être forcément réversibles), même si les effets ne sont pas identiques à l'échelle d'un échantillon.

Chapitre 2

Aspects expérimentaux macroscopiques

Introduction

Les interactions physico-chimiques décrites dans le chapitre précédent sont des phénomènes qui se situent à une échelle bien inférieure à l'échelle d'un échantillon. Ils ont cependant une influence à une échelle plus macroscopique car ils conditionnent en partie certaines propriétés spécifiques des matériaux argileux : retrait/gonflement, sensibilité chimique, faible perméabilité.

Un exemple de relation entre phénomènes microscopique et macroscopique est donné par Seedsman (1987). Il montre que le gonflement des particules argileuses peut créer un endommagement local : dans le matériau étudié, les particules argileuses sont des inclusions au sein d'une matrice non argileuse. Le gonflement est donc en partie empêché par la matrice. Parallèlement, la résistance du matériau à la traction diminue lors de l'humidification. Dans ce chapitre, le couplage hydromécanique est étudié au travers de différents aspects expérimentaux : isothermes d'adsorption, expériences de gonflement, évolution des propriétés mécaniques, comportement de membrane.

2.1 Isothermes d'adsorption

Réaliser des isothermes d'adsorption consiste à suivre la teneur en eau du matériau lors de son séchage (ou de son imbibition). Typiquement, l'échantillon est initialement saturé puis placé en équilibre avec des hygrométries de plus en plus faibles. Il est éventuellement remis en équilibre avec des hygrométries plus fortes afin d'étudier l'éventuelle irréversibilité de ce phénomène. La relation entre l'hygrométrie et la teneur en eau donne la courbe de rétention

d'eau. L'expérience est souvent instrumentée de manière à suivre également l'évolution du volume de l'échantillon. Le volume d'un sol argileux peut être divisé ou multiplié par 10 ou 100 lors de ce processus (Tessier, 1984). Le gonflement d'une argilite n'est que de quelques %, ce qui est déjà comparable à des déformations d'origine mécanique.

La courbe de retrait, qui lie le volume à la teneur en eau, se déduit des résultats de l'isotherme d'adsorption. Son allure typique est présentée sur la figure 1. Elle est interprétée de la façon suivante :

- pour les fortes hygrométries, les variations de volume du matériau correspondent exactement aux variations de volume d'eau contenue : l'échantillon reste saturé ;
- pour des hygrométries intermédiaires, la variation de volume du matériau devient inférieure à celle de l'eau contenue : le point d'entrée d'air est franchi ;
- pour les faibles hygrométries, les variations de volume du matériau sont très faibles voire négligeables : la limite de retrait est atteinte.

Les ordres de grandeur dépendent évidemment du matériau. De plus, l'évolution est généralement fortement irréversible. Prost (1989, 1998) montre que la première phase correspond à une perte d'eau libre et la troisième à une perte d'eau adsorbée, ce qui suppose que l'eau adsorbée est évaporable.

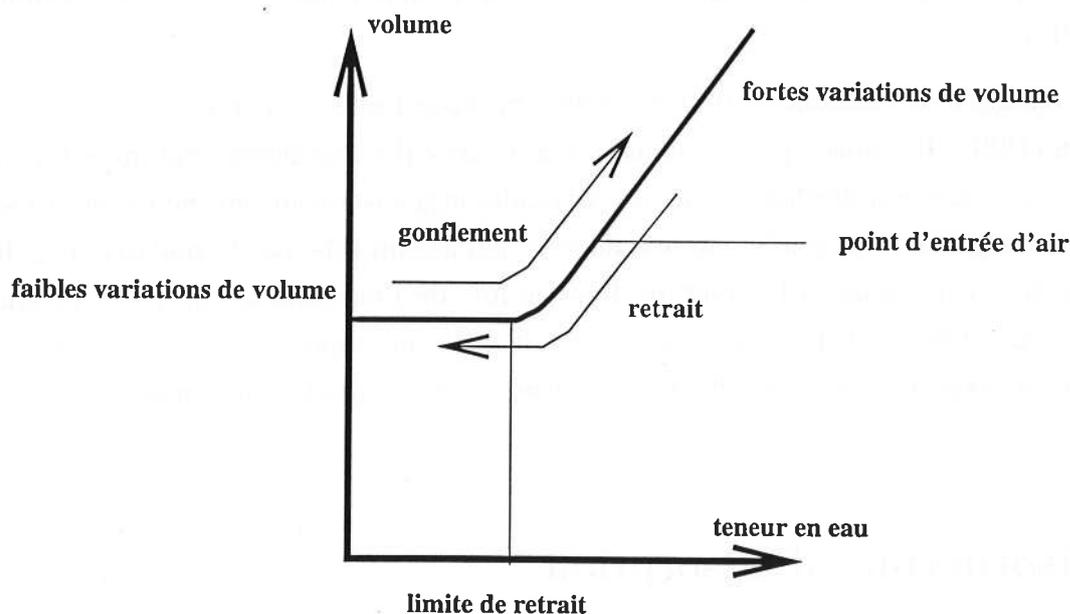


FIG. 1 – Allure des courbes de retrait (Tessier, 1984)

Delage et al. (1998) étudient le retrait/gonflement de l'argile $FoCa7$, qui est presque exclusivement composée de minéraux argileux et qui est fortement compactée (densité $1.85g/cm^3$). Initialement, la teneur en eau est de 13% et correspond à un degré de saturation de 80%. Les

variations de volume observées sont réversibles et de l'ordre de 10% au maximum. En fait, les irréversibilités de la courbe de retrait et de la courbe de rétention d'eau sont attribuées à une modification de la morphologie du réseau poreux tandis que les phénomènes physico-chimiques sont des processus réversibles. Dans le cas de *FoCa7*, ces derniers sont dominants.

Les isothermes d'adsorption pour l'argilite de Tournemire (fig. 5 page 7) diffèrent des isothermes classiques en ce qui concerne les ordres de grandeur : la variation du volume est de l'ordre du %. De plus, une part importante de cette variation a lieu pour des teneurs en eau inférieures à la limite de retrait, donc par départ de l'eau adsorbée. Une faible irréversibilité est également observée. La forme de ces isothermes semble confirmer l'analogie des processus microscopiques existant dans les argilites et les sols argileux.

2.2 Gonflement libre et pression de gonflement

Le gonflement est une notion typique de la mécanique des sols caractéristique de certaines argiles dites «gonflantes». Les phénomènes analogues pour les argilites n'ont pas du tout la même amplitude bien que les mêmes termes soient utilisés.

Les expériences de gonflement libre reposent presque toujours sur le même principe. Un échantillon de roche est mis en contact avec une solution aqueuse de composition connue. La roche a généralement tendance à absorber cette solution : il s'ensuit une augmentation de volume du matériau, appelée gonflement libre. Le gonflement n'est pas forcément isotrope comme le montrent Michel et al. (1998), si bien qu'il est plus précis de définir des déformations de gonflement.

L'amplitude du gonflement libre dépend de

- l'état initial de l'échantillon ;
- la solution utilisée.

Divers travaux ont donc porté sur l'influence de ces deux paramètres.

Santos et al. (1998b) comparent les mesures de gonflement à l'eau distillée effectuées sur des échantillons d'argilite «bien conservés» et «mal conservés», i.e. partiellement déshydratés par un contact avec l'atmosphère de 24h. Seuls les seconds montrent un gonflement important.

Di Maio (1996) utilise de l'argile mélangée à de l'eau distillée. Des échantillons de 2cm d'épaisseur sont placés dans un oedomètre sous différentes pressions axiales comprises entre 40kPa et 2500kPa. Cette consolidation fait diminuer leur volume d'environ 15%. Ils sont ensuite mis en contact avec diverses solutions *NaCl*, *KCl*, *CaCl2* : leur volume diminue encore de 10%. Ils sont ensuite remis en contact avec de l'eau distillée : seuls les échantillons préalablement en

contact avec la solution $NaCl$ réaugmentent de volume. L'amplitude de ce gonflement dépend de la pression axiale imposée. La différence de comportement entre les différentes solutions utilisées montrent l'importance des interactions physico-chimiques dans le phénomène de gonflement.

La pression de gonflement est définie à partir du mode opératoire utilisé pour la mesurer. Comme il en existe deux différents, il existe deux définitions différentes. Le premier mode opératoire consiste à laisser se développer le gonflement libre puis à appliquer une pression pour revenir au volume initial : cette pression est la pression de gonflement. Le second mode opératoire consiste à empêcher le gonflement libre. L'échantillon applique donc une pression sur le dispositif qui est la pression de gonflement. Ces deux définitions ne sont pas forcément cohérentes entre elles.

Steiger (1993) effectue des essais sur des argilites. Les échantillons sont mis sous contrainte dans une cellule triaxiale. Ils sont ensuite mis en équilibre avec des solutions connues ($NaCl$, KCl , $CaCl_2$, $MgCl_2$), leurs éventuelles variations de volume sont empêchées. Les pressions de gonflement mesurées se situent entre 5 et 8 MPa.

Huang et al. (1986) effectuent des essais similaires mais avec des échantillons préalablement mis en équilibre avec des hygrométries balayant la plage 0% – 100%. La dépendance des pressions obtenues avec la composition de la solution est faible. Pour chaque argilite testée, la pression de gonflement varie peu pour des hygrométries initiales comprises entre 0% et 44%. Pour la plage 44% – 100%, plus l'hygrométrie initiale est importante, plus la pression de gonflement est faible. Les valeurs obtenues se situent entre 7 MPa et 0.2 MPa. D'autres essais réalisés plus tard (Huang et al., 1995) montrent une tendance similaire ainsi qu'une faible influence de la température.

Daupley (1997) mesure des pressions de gonflement à l'eau naturelle comprises entre 0,33 et 0,61 MPa et des gonflements libres entre 1 et 2%. Il utilise ensuite des solutions de concentrations connues $NaCl$, KCl et $CaCl_2$ et retrouve une diminution du gonflement libre avec la concentration : il descend en dessous de 0.5% pour des concentrations de l'ordre de 5 mol/l.

2.3 Propriétés mécaniques

Les paramètres mécaniques définissant le comportement du matériau peuvent dépendre de son état hydrique. Par exemple, Fooks et Dusseault (1998) effectuent des essais triaxiaux sur des argilites. Ils montrent que le module d'Young est plus important lorsque la teneur en eau est faible. Cette dépendance est plus importante que la dépendance vis à vis de la pression de confinement (tab. 2.A).

Van Eeckhout (1976) observe le même phénomène pour la résistance à la compression : elle est plus faible quand la teneur en eau est importante. Il en propose plusieurs interprétations possibles :

- l'adsorption de molécules d'eau sur les micro-fissures rend leur propagation plus facile par diminution de l'énergie de surface ;
- les forces de capillarité, prédominantes dans les milieux non gonflants, sont moins importantes ;
- l'augmentation de la pression interstitielle endommage le matériau ;
- le coefficient de frottement des micro-fissures diminue ;
- il y a interaction chimique entre le fluide et le squelette.

Seedsman (1987) mesure la résistance à la traction de cinq argilites (par un essai brésilien) en fonction de trois hygrométries imposées. Elle passe de 8–9 MPa à 0% d'hygrométrie jusqu'à 2,5 – 3,5 MPa à 66% d'hygrométrie. Des échantillons ayant été immergés dans l'eau distillée ont une résistance à la traction de 0,6–0,8 MPa. Cette variation est expliquée par l'adsorption de couches d'eau sur la surface des micro-fissures dans le matériau, diminuant ainsi leur énergie de surface. Plus généralement, Seedsman (1993) rassemble des données de la littérature sur la chute de résistance des argilites lors du mouillage : cette chute peut atteindre 50% à 70%.

Bauer-Plaindoux et al. (1998b, 1998a) comparent deux argilites dont les minéralogies sont semblables, avec en particulier la même quantité de minéraux argileux : l'argilite de Meuse/Haute-Marne et l'argilite du Gard. Les minéraux argileux de l'argilite de Meuse/Haute-Marne sont moins gonflants que ceux de l'argilite du Gard ; il serait donc logique qu'elle montre une sensibilité à l'eau plus faible. Les résultats expérimentaux contredisent cette hypothèse. Après immersion prolongée dans l'eau, le déviateur à la rupture est divisé par 10 pour l'argilite de Meuse/Haute-Marne et quasiment inchangé pour l'argilite du Gard. En fait, la texture joue un rôle primordial : dans l'argilite du Gard, la matrice carbonatée empêche les particules argileuses d'exprimer pleinement leur gonflement.

| Pression de confinement (MPa) | Module d'Young (GPa) | Teneur en eau |
|-------------------------------|----------------------|---------------|
| 0 | 1.32 | 0 |
| 0 | 0.37 | 8.2 |
| 3.5 | 1.496 | 0 |
| 3.5 | 0.405 | 8.2 |
| 13.8 | 1.06 | 4.8 |
| 13.8 | 0.35 | 8.2 |

TAB. 2.A – Variation du module d'Young d'une argilite selon l'état hydrique (Fooks et Dusseault, 1998)

En dehors du cadre du projet IPSN, Schmitt et al. (1994) effectuent des essais de compression uniaxiale sur l'argilite de Tournemire à différents degrés de saturation et étudient l'évolution de la résistance à la compression simple. Ils comparent ces résultats avec un sable de Fontainebleau et un sable des Vosges. L'évolution est analogue pour les trois matériaux : la résistance diminue lorsque le degré de saturation augmente. Cependant, pour les sables, cette diminution se fait principalement entre 0% et 10% de saturation et est relativement faible : la chute est de 14% pour le sable de Fontainebleau et de 40% pour le sable des Vosges. En revanche, la chute est continue pour l'argilite de Tournemire et atteint 90% entre 0% et 100% de saturation.

2.4 Comportement de membrane

Ewy et Stankovich (2000) étudient l'influence des interactions physico-chimique sur la pression interstitielle. Un échantillon d'argilite est mis en contact sur sa face supérieure avec un fluide de forage, donc en déséquilibre avec le fluide interstitiel. Sa pression est connue. De l'autre côté de l'échantillon, i.e. sur la face inférieure, la pression du fluide est mesurée. Lorsque le fluide de forage est de l'eau distillée, la pression «inférieure» est égale à la pression supérieure. En revanche, s'il s'agit d'une solution contenant des ions, elle est plus faible. Cet écart traduit le comportement de membrane du matériau.

Hale et al. (1993) mettent en contact des échantillons d'argilite avec diverses solutions de salinités différentes et observent une variation de la teneur en eau. Cela signifie qu'il y a un mouvement des molécules d'eau en plus du mouvement des ions. En d'autres termes, ils mettent également en évidence l'existence d'un comportement de membrane.

Synthèse

L'interprétation des phénomènes décrits dans ce chapitre repose sur l'analyse des interactions microscopiques en jeu. Il y a encore débat sur la nature de ces interactions. Plus précisément, la plupart des auteurs s'accordent à donner un rôle important aux interactions particulières entre les minéraux argileux et la solution interstitielle. Certains considèrent que les argilites sont des matériaux comme les autres et que ces interactions sont négligeables.

Un cas litigieux est celui d'une argilite mise en contact avec de l'eau. L'échantillon a tendance à augmenter de volume, à se dégrader voire se détruire. Quelle est l'explication de ce phénomène? Schmitt et al. (1994) effectuent ce test avec l'argilite de Tournemire et observe une fissuration du matériau : l'échantillon se délite selon les plans de stratification. En séparant manuellement les fragments, ils constatent que des bulles d'air s'échappent et concluent que, lors

de l'hydratation, la pression des bulles d'air piégées devient très importante par effet capillaire, conduisant à la destruction de l'échantillon. Il n'y aurait donc pas intervention des phénomènes physico-chimiques.

Santos et al. (1998a) observent l'évolution d'échantillons d'argilites «bien conservés» et mis, sans protection, dans l'atmosphère ambiante. Après quelques minutes, des fissures se développent en surface: cela est interprété comme un retrait qui ne peut pas s'exprimer complètement à cause de la structure interne du matériau. Après 24h d'exposition, les échantillons ne perdent plus d'eau. A ce moment, une goutte d'eau est déposée sur l'échantillon et pénètre lentement le matériau. À cet endroit, la roche est visiblement altérée. En revanche, si une goutte d'huile est déposée, elle est très rapidement absorbée et la roche n'est pas altérée. De même, un échantillon d'argilite (presque exclusivement smectitique) desséché n'a montré aucune réaction au contact de l'huile bien que le liquide ait pénétré l'échantillon par capillarité, et a été détruit au contact de l'eau. Les auteurs pensent que les interactions physico-chimiques sont primordiales dans l'explication de ce phénomène.

Lord et al. (1998) étudient l'augmentation de la résistance de craies lors du séchage. Ils montrent que, lors du séchage, la quasi-totalité de l'eau est adsorbée autour des particules argileuses présentes dans le matériau si bien qu'il n'y a plus d'eau disponible pour former les ménisques capillaires. Ils en concluent que la capillarité ne peut pas expliquer cette augmentation de résistance. À cause de la finesse de la porosité de l'argilite de Tournemire, les phénomènes d'adsorption sont sans doute importants voire prédominants. En faisant le rapport de la teneur en eau sur la surface spécifique et en considérant que quatre couches d'eau sont adsorbées en surface, Moreau-Le Golvan (1997) trouve qu'entre 80 et 100% de l'eau contenue dans l'argilite de Tournemire est adsorbée.

Ce débat montre qu'il est difficile de corréler un comportement macroscopique à des observations microscopiques, difficiles à faire en particulier dans le cas du matériau non saturé. Cependant, il est logique d'attribuer le comportement macroscopique atypique des milieux argileux aux interactions physico-chimiques. Cela signifie qu'une modélisation du comportement hydromécanique des argilites doit les prendre en compte d'une manière ou d'une autre.

Chapitre 3

Lois de comportement hydromécanique

Introduction

La détermination des paramètres d'une loi de comportement se fait généralement sur échantillons en laboratoire, donc à l'échelle centimétrique ou décimétrique. L'ouvrage souterrain est lui-même décamétrique ou hectométrique. Il peut être alors tentant de supposer que les interactions microscopiques précédemment décrites ne doivent pas être explicitement prises en compte. Ils seraient déjà intégrées implicitement dans la loi de comportement.

Le comportement des milieux poreux a été l'objet de nombreux travaux, en particulier d'un point de vue théorique. Les «contraintes effectives» peuvent être considérées comme une notion fondatrice de la poromécanique. Les principales difficultés à l'heure actuelle proviennent de l'irréversibilité du comportement, par exemple pour le milieu saturé. À ces problèmes d'ordre général s'ajoutent des difficultés spécifiques aux matériaux argileux.

Pour les résoudre, plusieurs approches différentes sont utilisées :

- l'extension de la notion de contraintes effectives et de la poromécanique ;
- la formulation de lois empiriques directement à l'échelle de l'échantillon ;
- l'homogénéisation, i.e. l'analyse des phénomènes microscopiques puis le passage à l'échelle macroscopique.

Ces approches sont décrites ici et leur applicabilité aux argilites est discutée.

3.1 Contraintes effectives et poromécanique

Considérons un milieu poreux subissant l'action d'une contrainte σ et d'une pression imposée de liquide interstitiel P_{liq} . Les déformations ε dépendent alors de deux variables de chargement σ et P_{liq} . Terzaghi postule alors que les déformations dépendent d'une *contrainte effective* σ' (les compressions sont ici positives) :

$$\sigma' = \sigma - P_{liq} \quad (3-1)$$

Il traduit le fait que seule une partie de la contrainte totale s'applique sur le squelette, l'autre partie étant reprise par le fluide. Finalement, les déformations ne dépendent alors plus que d'une seule variable, qui est une combinaison linéaire de la contrainte et de la pression.

Cette expression empirique est principalement utilisée pour les sols saturés. Lorsque le milieu est non saturé, une phase gazeuse à la pression P_{atm} est présente au sein du matériau. Bishop (1959) propose

$$\sigma' = \sigma - [(1 - \chi)P_{atm} + \chi P_{liq}] \quad (3-2)$$

χ est un paramètre compris entre 0 et 1 et qui varie avec le degré de saturation du matériau S_r . En général, χ est même pris égal à S_r : cela revient à considérer que le liquide et le gaz forme une seule phase, dont la pression est la moyenne pondérée des pressions du liquide et du gaz. Cela assure également la continuité avec les contraintes effectives de Terzaghi.

L'existence d'un coefficient χ pour le milieu non saturé a été remise en cause par Matyas et Radakrishna (in (Delage, 1987)), qui ont déterminé expérimentalement un paramètre χ égal à -2 . De même, Devillers et al. (1998) observent des variations trop importantes de χ avec la température pour que la relation $\chi = S_r$ soit valable.

Bishop et Blight (1963) modifient l'expression de la contrainte effective (3-2) en

$$\sigma' = \sigma - P_{atm} + f(P_{atm} - P_{liq}) \quad (3-3)$$

Cela aboutit au concept de *surface caractéristique* : les déformations ne dépendent plus d'une contrainte effective mais de deux variables. $P_{atm} - P_{liq}$ est appelée pression capillaire ou succion. Ces deux termes ne sont pas exactement identiques, leur signification exacte sera précisée plus loin dans le document.

Ces différentes approches sont empiriques et phénoménologiques. Biot puis Coussy (1991) ont adopté une approche énergétique du comportement du milieu poreux pour justifier la notion de contrainte effective. Cette démarche étant explicitée plus loin dans le document, nous nous

contentons d'en donner ici le résultat essentiel. Si le comportement du matériau poreux saturé est réversible linéaire et dans l'hypothèse des petites perturbations, il existe une contrainte effective

$$\sigma' = \sigma - bP_{liq} \quad (3-4)$$

b est le coefficient de Biot caractéristique du matériau. Dans le cas d'un squelette déformable incompressible, $b = 1$ et l'expression de Biot rejoint celle de Terzaghi.

Vincké et al. (1998) effectuent des mesures de coefficient de Biot sur une argilite de Meuse/Haute Marne et les évaluent entre 0,8 et 0,4 selon le confinement exercé sur l'échantillon. Ces mesures supposent un contrôle de la pression interstitielle dans l'échantillon, ce qui est le point difficile pour une argilite. La solution utilisée pour saturer l'échantillon est obtenue par mise en équilibre avec un broyat d'un échantillon de roche pour éviter des interactions physico-chimiques avec la solution interstitielle. Cette variation de coefficient de Biot est attribuée à la fermeture de certaines zones un peu moins perméables du matériau.

L'ensemble des approches précédentes ne prennent pas en compte les interactions microscopiques spécifiques des matériaux argileux. Sridharan et Venkatappa Rao (1979) proposent de les intégrer sous forme de contraintes de répulsion et d'attraction R et A . L'expression des contraintes effectives de Bishop devient alors

$$\sigma' = \sigma - [(1 - \chi)P_{atm} + \chi P_{liq}] - (R - A) \quad (3-5)$$

Fonseca et Chenevert (1998), dans le cadre de l'étude des interactions entre la boue de forage et la roche lors d'un forage pétrolier, proposent que $R - A$ soit égal à l'enthalpie volumique de l'eau de la roche, i.e à son activité.

$$R - A = \frac{\mathcal{R}T}{V_m} \ln a_{shale} \quad a_{shale} : \text{activité de l'eau de la roche} \quad (3-6)$$

Paradoxalement, ces modélisations macroscopiques ne semblent pas avoir de lien clair avec la microstructure. L'expression de R et A en fonction de données du type capacité d'échange cationique, surface spécifique... n'est pas connue.

3.2 Approches phénoménologiques

D'autres types d'approches phénoménologiques existent, qui ne se basent pas sur les contraintes effectives.

Alonso et al. (1990) utilisent, pour les matériaux isotropes, une approche à deux variables indépendantes : la succion s et la variable $p = \sigma_m - P_{atm}$ où σ_m est la contrainte moyenne et P_{atm} la pression atmosphérique. Ils formulent une loi de comportement élastoplastique avec deux surfaces de charge notées LC (Loading Collapse) et SI (Suction Increase). La première surface de charge correspond au franchissement d'une limite en contrainte correspondant à la contrainte maximale subie par le matériau pour une succion fixée : il s'agit d'une irréversibilité «mécanique». La seconde correspond au franchissement d'une limite en succion qui est la succion maximale connue par le matériau. Cette modélisation nécessite un grand nombre de données expérimentales, sans doute difficiles à déterminer pour une argilite. En particulier, elle utilise les notions de «sous-consolidation» et «sur-consolidation» typiques des sols mais sans doute moins pertinents pour les argilites. De plus, le potentiel chimique de l'eau d'un matériau saturé ne peut pas être négatif, ce qui ne correspond pas à l'interprétation des isothermes d'adsorption (figure 5 p. 7).

Pour Robinet et al. (1994), une contrainte appliquée sur un matériau argileux gonflant est principalement équilibrée à petite échelle :

- par les contraintes mécanique de contact entre les particules argileuses pour les états normalement consolidés ;
- par des contraintes physico-chimiques d'attraction/répulsion pour les états surconsolidés.

Ils proposent un modèle élastoplastique à huit paramètres avec deux surfaces de charge, l'une de Cam-Clay à plasticité associée et écrouissage isotrope pour les états normalement consolidés, l'autre dite «de gonflement» à plasticité non associée et écrouissage isotrope et cinématique pour les états surconsolidés. Ce modèle de comportement a été utilisé dans la simulation numérique de l'excavation d'une galerie circulaire infinie de 6m de diamètre à 250m de profondeur (Robinet et Tacherifet, 1996). Les paramètres utilisés correspondent à l'argile de Boom. La différence entre le modèle de Cam-Clay et le modèle de gonflement sont faibles pour le champ de contraintes. En revanche, le modèle de gonflement donne des convergences plus importantes (3,17% contre 2,67%). Cette modélisation ne prend en compte que la relation contrainte/déformation sans influence du liquide interstitiel. En particulier, la simulation numérique ne traite pas de l'aspect hydrique du creusement.

Bostrøm et al. (1998) étudient l'influence de la diffusion d'une solution KCl dans une argilite de Mer du Nord. L'augmentation de la concentration KCl crée des déformations de retrait. Ces déformations varient linéairement avec la concentration jusqu'à une concentration seuil au delà de laquelle elles n'évoluent plus. Elles sont anisotropes à cause de la stratification du matériau : au maximum 1,2% normalement à la stratification et 0,4% parallèlement à la stratification. Elles sont ajoutées aux déformations élastiques pour obtenir les déformations totales. Les modules d'Young vertical et horizontal valent 1,3GPa et 1,42GPa Une loi classique

de diffusion des ions permet de fermer le système. Le creusement d'un forage pétrolier est ensuite simulé. Le fluide de foration diffuse dans le massif et crée un retrait du matériau, ce qui réduit les contraintes de compression. Les contraintes verticales se retrouvent même en traction ($9MPa$) sur une profondeur de $2cm$, 6 jours après le creusement.

Wang et al. (1994) effectuent la même partition mais le gonflement est ici lié à la mise en contact de la roche avec de la boue de forage lors d'un creusement de puits. Il est relié de façon bilinéaire à l'activité relative de l'eau a_r . a_r est défini par $a_r = a_{shale}/a_{df}$ où a_{shale} et a_{df} sont les activités de l'eau de la roche et de la boue de forage. Une équation de diffusion portant sur a_r est ensuite utilisée. Enfin, la diminution linéaire du module d'Young avec la teneur en eau constatée expérimentalement est également intégrée. Le problème hydromécanique d'un forage incliné est alors équivalent à un problème thermique avec variation du module élastique avec la température. Le cas du matériau non saturé n'est pas traité.

Huang et al. (1986) définissent un Indice d'Activité Hydrique (Moisture Activity Index) I_{RH} comme la différence de teneur en eau du matériau placé dans une atmosphère à $h = 20\%$ et à $h = 100\%$ d'humidité relative. Ils déterminent empiriquement une relation l'indice d'activité hydrique, l'humidité relative initiale de l'échantillon et la pression de gonflement P_{gonf} sur 5 différents types d'argilites :

$$P_{gonf} = 0.0686h - 0.0008h^2 + 1.7473I_{RH} + 0.0132I_{RH}^2 + 0.0145hI_{RH} + 0.9594 \quad (3-7)$$

Cette formule conduit à la construction d'abaques permettant de prédire la possible détérioration d'une argilite mis en contact avec de l'eau. Il est clair que c'est insuffisant pour réellement définir un comportement hydromécanique.

3.3 Homogénéisation

Une stratégie d'élaboration du comportement du matériau consiste à le décrire partiellement ou complètement à l'échelle microscopique, à résoudre le problème mécanique et à remonter à l'échelle mésoscopique (Zaoui, 1995).

Fam et Dusseault (1998) définissent un coefficient de réactivité $\lambda = Sg\rho_{eau}/\kappa$ pour prendre en compte les phénomènes physico-chimiques. S , $1/\kappa$ sont la surface spécifique et l'épaisseur de la double-couche selon la théorie de Gouy-Chapman. Selon la distance entre les particules, il y a deux expressions de l'indice des vides e en fonction de la contrainte appliquée normalisée

$\sigma_n = \sigma/cRT$ où c est la concentration de la solution interstitielle et de λ

$$\begin{aligned} e &= \frac{\lambda}{2} \ln \left(\frac{64}{\sigma} \right) && \text{particules lointaines} \\ e &= \frac{\pi\lambda}{\sqrt{\sigma_n+2}} && \text{particules proches} \end{aligned} \quad (3-8)$$

Une telle expression semble s'appliquer à des systèmes idéaux pour lesquels un minéral argileux prédomine avec une structure «ordonnée». Cette approche intègre des données microscopiques à l'échelle mésoscopique en utilisant la théorie de Gouy-Chapman, qui ne s'applique pas aux pores très étroits.

Pour modéliser le comportement des sols non saturés, Taibi (1994) et Fleureau et al. (1995) représentent le matériau comme un assemblage de sphères identiques. En atmosphère très sèche, la phase liquide est discontinue et les ménisques forment des «ponts» entre les sphères. Les forces intergranulaires créées par ces ménisques sont tangentes aux sphères et ne participent pas aux déformations. Elles sont équivalentes à une compression qui se rajoute aux contraintes mécaniques. Dans le cas saturé, cette contrainte est prise égale à l'opposé de la pression de l'eau. Cela reproduit le comportement classique des sols dont le volume reste quasi-constant pour les faibles teneurs en eau. En revanche, pour l'argilite de Tournemire, les déformations se situant sous la limite de retrait ne sont pas négligeables (Daupley, 1997).

de Buhan et al. (1998) obtiennent une loi de comportement des milieux poreux saturés en grandes déformations par une approche micro-macro : le problème mécanique est résolu à petite échelle et la moyenne des champs de contrainte microscopique donne le champ de contrainte mésoscopique. Ils montrent que les contraintes effectives restent valables en grandes déformations si le squelette solide est incompressible. Dans le même esprit, de Buhan et Dormieux (1996) montrent que la rupture d'un milieu poreux saturé peut se baser sur les contraintes effectives lorsque le critère de rupture du matériau constituant le squelette solide est purement déviatorique. Chateau et Dormieux (1998) modélisent le comportement d'un milieu non saturé. Ils ne prennent en compte que les phénomènes de capillarité et montrent que l'effet «bouteille d'encre», i.e. la différence entre la succion de vidange et la succion de remplissage d'un pore due à l'irrégularité de son rayon, est source d'hystérèse. L'ensemble de ces études concerne le milieu poreux classique sans interaction physico-chimique et suppose une pression uniforme dans la phase fluide.

Reprenons l'analyse des deux plans illustrée en 1.2 par la figure 2 page 19. Dans cette configuration simplifiée, la pression exercée sur les surfaces chargées peut être raisonnablement estimée à partir de la charge des plans, la distance $2D$ entre les plans, la composition de la solution interstitielle... Cette analyse à l'échelle microscopique n'est pas directement utilisable à l'échelle macroscopique. Bolt (1956) relie l'indice des vides e et la distance entre les plans $2D$

par

$$e = \rho S D \quad \rho: \text{densité de l'argile} \quad S: \text{surface spécifique} \quad (3-9)$$

Cette relation est une forme d'homogénéisation puisqu'elle lie un paramètre microscopique D et un paramètre macroscopique e . Elle ne s'applique véritablement que pour des particules argileuses parallèles les unes aux autres et dont les surfaces sont parfaitement planes. Elle permet d'obtenir une relation entre la pression appliquée sur un échantillon et la variation correspondante de l'indice des vides. La comparaison avec des résultats expérimentaux sur des sols argileux montre qu'elle décrit assez bien leur comportement.

Dormieux et al. (1994), Dormieux et al. (1995) et Coussy et al. (1998) suivent une démarche analogue. Le milieu poreux est la superposition d'une phase solide et de deux phases interstitielles : l'eau et l'électrolyte, constitués des anions et des cations non liés aux particules argileuses. La concentration de la solution n'est pas uniforme. Aussi, en tout point de la solution sont définies une concentration moyenne c^e et une concentration équivalente c_{eq}^e , celle d'une solution en équilibre thermodynamique avec la solution interstitielle. On note λ leur rapport, il vaut 1 en l'absence d'interactions physico-chimiques, il est inférieur sinon. Il est calculé à partir de la théorie de la double couche : h et e sont reliés de la même façon que chez (Bolt, 1956). La loi de comportement obtenue est élastique non linéaire et comprend trois variables de chargement : la contrainte totale, la pression du liquide, la pression thermodynamique des ions. Le passage de h à e est une forme d'homogénéisation puisque h est une grandeur microscopique (échelle des particules) et e une grandeur macroscopique (échelle de l'échantillon). Ces approches sont difficiles à mettre en œuvre pour les argilites à cause du manque de données expérimentales à l'échelle microscopique. Elles s'attachent plus au comportement chimio-mécanique qu'au comportement en non saturé.

3.4 Théorie des mélanges

Les modélisations présentées ici offrent la particularité de se baser sur une théorie claire et d'utiliser les potentiels chimiques comme variables hydrauliques. Elles utilisent généralement la «théorie des mélanges». Cette approche est une alternative à la poromécanique classique bien que des liens entre ces deux théories existent (Coussy et al., 1998). Elle considère le milieu poreux comme la superposition de phases distinctes interagissantes. Elle diffère de l'homogénéisation en se plaçant directement à l'échelle de l'échantillon. Les lois de conduction sont alors postulées : elles relient des gradients de contrainte, pression, potentiels chimiques à des vitesses relatives via des termes d'interaction entre phases.

Mow et al. (1998) considèrent un milieu poreux constitué d'un squelette solide, d'un fluide incompressible et d'ions Na^+ et Cl^- . Les ions sont regroupés en une seule phase. La loi de comportement du matériau est de la forme

$$\sigma = -P_{liq} + \lambda_s tr(\epsilon) + 2\mu_s \epsilon \quad (3-10)$$

P_{liq} est la pression du fluide, λ_s et μ_s sont les coefficients de Lamé de la matrice. Les potentiels chimiques des ions sont les potentiels classiques en solution idéale diluée: $RT \ln(c)$ où c_i est la concentration de l'ion i . En revanche, le potentiel chimique de l'eau μ^w diffère par un terme additionnel de couplage avec les déformations ϵ

$$\mu^w = \mu_0^w + \frac{P_{liq} - \mathcal{R}T\phi(c^+ + c^-) + B_w tr(\epsilon)}{\rho_T^w} \quad (3-11)$$

où c est la porosité, ρ_T^w la masse volumique vraie et B_w un coefficient de couplage. Cette modélisation suppose l'idéalité de la solution, l'incompressibilité du squelette et du fluide. Ces trois hypothèses portent sur le comportement à l'échelle microscopique et sont difficilement vérifiables.

Simon et al. (1998) considèrent un milieu poreux constitué d'une phase solide incompressible, d'un liquide incompressible et de solutés. La contrainte dans le fluide est hydrostatique et les contraintes effectives classiques s'appliquent. En revanche, les lois de conduction qu'ils postulent sont un peu plus complexes puisque un gradient de pression de fluide est ajouté aux gradients de potentiels. La loi de Darcy «généralisée» pour l'eau est de la forme

$$\underline{v}^w = k \underline{\text{grad}} (P_{liq} + P_{osm}) \quad P_{osm} : \text{pression osmotique} \quad (3-12)$$

Cette modélisation modifie les lois de conduction mais pas le problème mécanique ni la notion de contraintes effectives.

Bennethum et al. (2000) définissent un potentiel chimique de la phase solide et supposent que l'état thermodynamique de la phase fluide dépend des déformations de la phase solide. Cette dépendance peut être reliée à la pression de disjonction dont la valeur varie avec l'écartement entre les deux plans chargés. Cela peut se traduire par un couplage entre la pression exercée par le fluide et l'état de déformation du milieu poreux. Cela conduit à ajouter aux contraintes effectives classiques une contrainte d'«hydratation» qui résulte des forces physico-chimiques microscopiques. Cette approche pose le problème des échelles considérées. Les hypothèses portent sur le comportement de chaque phase, donc à l'échelle microscopique des phénomènes physico-chimiques. Cependant, elle ne les prend pas explicitement en compte puisque la surface spécifique, la charge des particules n'interviennent pas.

Heidung et Wong (1996) définissent une eau liée et une eau libre. Pour cela, ils séparent le potentiel d'énergie libre du matériau en une contribution de l'eau libre via sa pression et une contribution du solide et de l'eau liée. Ils obtiennent une formulation incrémentale du comportement qui relie les contraintes, les fractions volumiques et la quantité d'eau liée aux déformations, à la pression et aux potentiels chimiques des ions. Les paramètres du comportement ne dépendent ni des potentiels chimiques, ni de la pression ni des déformations : c'est l'hypothèse des petites perturbations.

Synthèse

Les travaux de modélisation du comportement des milieux poreux se heurtent à deux obstacles majeurs, en particulier pour les argilites, illustrés dans ce chapitre :

- une approche théorique précise utilise des hypothèses à l'échelle microscopique (incompressibilité de la matrice, incompressibilité de la phase fluide, contraintes hydrostatiques uniformes dans la phase fluide, validité de la théorie de Gouy-Chapman...) difficilement vérifiables. De plus, l'argilite est un matériau qui, par sa structure, est potentiellement l'un de ceux qui a le moins de chances de les vérifier ;
- une approche phénoménologique intègre sans véritable justification des processus physico-chimiques microscopiques dans des variables mécaniques comme les contraintes additionnelles $R - A$.

La première approche peut sembler être la plus rigoureuse mais aussi la plus compliquée, d'autant plus que cette étude porte sur l'application à un matériau réel, l'argilite de Tournemire. Par exemple, les travaux de Bauer-Plaindoux et al. (1998a, 1998b) sur l'influence de la texture sur le comportement montrent qu'il faudrait une description très fine du matériau à l'échelle microscopique pour en déduire son comportement macroscopique de manière précise sur le plan quantitatif.

La seconde approche est la plus naturelle dans la mesure où elle peut se baser sur des résultats expérimentaux, malheureusement difficiles à établir pour les argilites. Par exemple, l'approche en déformations additionnelles d'origine hydrique, que nous avons en fait déjà utilisée dans un calcul «grossier» page 8, permet de prendre en compte les déformations de retrait. Cependant, elle ne semble pas être reliée à des notions comme les «contraintes effectives», déjà bien établies dans l'étude des milieux poreux.

Synthèse de la première partie

Il est à présent clair que les interactions microscopiques sont primordiales dans la compréhension du comportement hydromécanique des matériaux argileux. Elles ne peuvent être ignorées car ces propriétés spécifiques font justement leur intérêt dans le cadre du stockage profond. Les modélisations de ces interactions ne semblent pas, pour l'instant, à même de reproduire toute leur complexité. Cette difficulté provient du nombre important d'ions différents présents dans une solution interstitielle, chacun pouvant interagir de manière spécifique avec les particules argileuses. De plus, l'échelle considérée (typiquement celle des pores) est très fine, et encore plus fine dans les argilites, si bien que des phénomènes de surface généralement négligés, comme l'adsorption, prennent une importance particulière.

Les modélisations classiques du comportement hydromécanique utilisent comme variables la pression du fluide et la contrainte: cela correspond à une vision strictement mécanique du matériau, donc a priori insuffisante. L'extension à d'autres types d'interactions est difficile, si bien que, dans un premier temps, de simples adaptations de cette vision mécanique ont été utilisées, comme l'ajout de termes de répulsion et d'attraction dans les contraintes effectives. Pour une modélisation plus précise, une approche du type passage micro/macro semble la plus appropriée. Cependant, elle nécessite une connaissance fine des phénomènes microscopiques, y compris d'un point de vue quantitatif.

Dans ce contexte, les argilites posent une difficulté particulière: le manque de techniques expérimentales adaptées. En effet, ces techniques sont généralement issues de la mécanique des sols, qui sont beaucoup plus poreux, déformables et perméables. Il est par exemple difficile de mesurer une pression interstitielle dans une argilite. Enfin, le problème qui nous occupe concerne le séchage de ces matériaux, or l'étude des milieux non saturés constitue une difficulté supplémentaire.

Deuxième partie

Loi de comportement hydromécanique réversible semi-linéarisé en potentiel chimique

Introduction de la deuxième partie

Une loi de comportement mécanique décrit la réponse du matériau (déformations ε) à une sollicitation (contraintes σ). Elle est établie à l'échelle d'un échantillon (quelques *cm*) où *échelle mésoscopique*. Dans le cas d'un milieu poreux, la présence d'eau modifie le comportement. Par exemple, une expérience de compression simple peut s'effectuer en conditions *drainées* (le liquide interstitiel s'écoule librement hors de l'échantillon) ou *non drainées* (l'écoulement du liquide interstitiel est empêché) : le matériau est apparemment plus rigide dans le premier cas alors que la sollicitation mécanique est la même (fig. 1). Une loi de comportement hydromécanique doit donc intégrer d'autres variables «hydrauliques» comme la pression P_{liq} du liquide interstitiel. La loi de comportement relie alors ε à σ et P_{liq} . Cette problématique est l'objet de la poromécanique dont les bases ont été établies par Terzaghi et Biot.

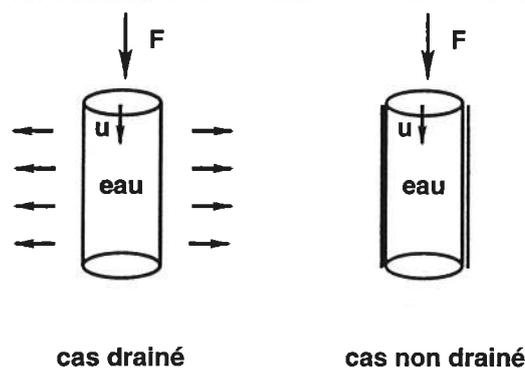


FIG. 1 – Compression simple sur matériau saturé (F : force imposée - u : déplacement induit)

La première partie de cette ouvrage a montré la difficulté d'utiliser la pression comme variable hydrique des phases interstitielles. Le premier chapitre de cette deuxième partie fait le point sur la notion de *potentiel chimique* : cette variable thermodynamique, spécifique des systèmes ouverts, est définie pour chaque phase interstitielle. Elle a la particularité d'être uniforme à l'équilibre sans préjuger de la nature des interactions microscopiques. Elle est donc la variable associée aux différentes phases qui respecte le mieux les particularités des milieux argileux.

Le deuxième chapitre reprend la démarche classique visant à établir la loi de comportement d'un milieu poreux. Elle se fonde sur l'existence d'un potentiel thermodynamique d'énergie libre dépendant des variables d'état du système. Cette démarche est étendue au cas où il existe plusieurs phases interstitielles (eau liquide, eau vapeur, ions). Dans la formulation, le potentiel chimique est privilégié au détriment de la pression : cela permet de définir une phase «eau» regroupant l'eau liquide et l'eau vapeur si bien que la loi de comportement est valable pour le milieu saturé et le milieu non saturé. L'hypothèse des petites déformations permet de définir une loi de comportement réversible qui réconcilie le concept des contraintes effectives avec celui des déformations d'origine hydrique pour modéliser le couplage hydromécanique.

Le troisième chapitre aborde les différents moyens d'identifier les paramètres de la loi de comportement. Ces expériences sont classiques, même si elles ne sont pas simples à réaliser : il s'agit des isothermes d'adsorption, réalisées pour l'argilite de Tournemire par Daupley (1997) et des essais mécaniques en hygrométrie imposée. L'originalité réside dans la réinterprétation de ces expériences et dans leur combinaison à l'intérieur d'un cadre théorique unifié.

Le quatrième chapitre explique la procédure numérique itérative utilisée pour résoudre des problèmes d'évolution de structures dont le matériau constitutif obéit à la loi de comportement définie précédemment. Les problèmes de la consolidation et du séchage d'une couche de sol sont traités et comparés, lorsque cela est possible, à une solution semi-analytique. Cette procédure s'avère performante dans les situations où le chargement mécanique est «faible» par rapport au chargement hydrique.

Chapitre 4

Potentiel chimique

Introduction

Préalablement à toute modélisation, il faut choisir les variables décrivant l'état en général par rapport à une référence ou une situation initiale et les variables décrivant le chargement, par exemple les déformations ε associées aux contraintes σ

En ce qui concerne les phases fluides dans un milieu poreux, la situation est plus compliquée. Pour d'écrire l'état de l'eau dans la roche, la teneur en eau w semble naturelle. Cependant, elle n'intègre pas l'éventuelle non-saturation. Au contraire, le degré de saturation S_r n'est pas pertinent pour le matériau saturé. En effet, il vaut 1 dès que le matériau est saturé alors que son état hydrique peut évoluer par augmentation de la pression interstitielle par exemple.

Pour décrire le chargement hydrique, la pression P_{liq} du liquide semble également naturelle. Cependant, les interactions microscopiques posent problème quant à sa définition. Si le matériau est non saturé, il faut introduire la pression du gaz P_{atm} . D'autres notions sont également utilisées : la succion, l'activité, la pression négative, le potentiel, la pression capillaire, le pF . . . Nous allons montrer que le potentiel chimique permet de les unifier.

4.1 Thermodynamique d'un système fermé

Considérons un système contenant un nombre fixé de particules. Son état est défini par son volume V et sa température T : cela signifie que l'énergie interne U du système est supposée ne dépendre que de ces deux variables. L'utilisation de telles variables revient déjà faire un choix de modélisation : les déformations ε pourraient être utilisées à la place du volume V .

En négligeant l'énergie cinétique, le premier principe s'écrit classiquement :

$$dU = \delta W + \delta Q \quad (4-1)$$

où δW et δQ sont respectivement les variations de travail et de chaleur reçus. Si la variation d'énergie mécanique n'est liée qu'à la variation de volume du système, δW se met sous la forme :

$$\delta W = -PdV \quad (4-2)$$

Cette relation définit la pression thermodynamique P : c'est une notion purement énergétique.

Le second principe définit une fonction d'état entropie S , vérifiant :

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (4-3)$$

avec égalité pour une transformation réversible. La combinaison des deux fonctions d'état S et U donne une relation sur la pression :

$$P = T \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_U \quad (4-4)$$

De plus, U s'exprime alors naturellement en fonction des variables V et S :

$$dU = -PdV + TdS \quad (4-5)$$

Suivant les problèmes rencontrés, il peut être intéressant d'utiliser d'autres fonctions d'état ou *potentiels thermodynamiques* comme l'enthalpie libre $G = U + PV - TS$, particulièrement adaptée aux transformations isothermes et isobares. Une petite variation de G s'écrit : $dG = VdP - SdT$, il est adapté aux transformations isothermes et isobares. Pour mémoire, rappelons l'existence de l'énergie libre $F = U - TS$ et de l'enthalpie $H = U + PV$.

4.2 Thermodynamique d'un système ouvert

Considérons maintenant un système ouvert : il peut échanger de la matière avec l'extérieur. Le nombre de particules N n'est plus constant : il devient une variable d'état. En chimie, c'est le nombre de moles n qui est utilisé. D'un point de vue mécanique, la masse m peut s'avérer plus pratique. Toutes ces variables sont reliées via le nombre d'Avogadro \mathcal{N} et la masse molaire

M :

$$n = \frac{N}{\mathcal{N}} = \frac{m}{M} \quad (4-6)$$

Le potentiel chimique μ représente la variation de l'énergie par modification du nombre de particules à température et pression constantes. Dans le cas où i espèces coexistent dans le système avec la quantité n_i , le potentiel μ_i est défini pour chaque espèce :

$$\mu = \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right)_{P,T} \quad \text{ou} \quad \mu_i = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{P,T,n_j \neq n_i} \quad (4-7)$$

la différentielle $dG = VdP - SdT + \mu dn$ est totale exacte, potentiel chimique et pression sont donc reliés par :

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial P} \right)_{T,n} = \left(\frac{\partial V}{\partial n} \right)_{T,P} \quad (4-8)$$

Le deuxième terme représente le volume molaire V_m de l'espèce considérée à la température T et à la pression P .

Habituellement, le potentiel chimique d'une phase i dépend des autres phases présentes dans le milieu. Il est alors mis sous la forme de deux contributions distinctes : l'une serait le potentiel chimique de la phase i si elle était seule, l'autre représente l'effet des autres phases.

$$\mu_i(P, T, c_j) = \mu_{i0}(P, T) + \mathcal{R}T \ln(a_i) \quad (4-9)$$

a_i est, par définition, l'activité de l'espèce i et ne dépend que de la composition du milieu. Lorsque le milieu est monophasique (un seul constituant), a_i vaut 1.

4.3 Potentiels classiques

La relation 4-8 permet d'obtenir le potentiel chimique dans les cas classiques, moyennant la définition d'un état de référence. Pour définir complètement le comportement d'une phase, il faut introduire son équation d'état.

Pour un gaz parfait, l'équation d'état est $PV = n\mathcal{R}T$, le volume molaire est donc $\frac{\mathcal{R}T}{P}$. Le potentiel chimique d'un gaz parfait est donc

$$\mu_{\text{gaz}} = \mathcal{R}T \ln\left(\frac{P}{P_0}\right) \quad (4-10)$$

où P_0 est une pression de référence, en général la pression atmosphérique (1 bar).

Le comportement de la vapeur dans l'atmosphère est assez particulier. En effet, à une température donnée, la pression de vapeur P_{vap} ne peut dépasser un seuil P_{sat} appelé *pression de vapeur saturante*. P_{sat} est atteint lorsque l'atmosphère est à la pression P_0 , en équilibre thermodynamique avec une nappe d'eau plane dont la pression est également $P_{liq} = P_0 = 1 \text{ bar}$: c'est l'état de référence. La vapeur est assimilée à un gaz parfait. En notant $h = \frac{P_{vap}}{P_{sat}}$ l'hygrométrie de l'atmosphère, le potentiel chimique de la vapeur est donc :

$$\mu_{vap} = \mathcal{R}T \ln(h) \quad (4-11)$$

Pour un liquide incompressible, le volume molaire V_m est une constante. Le potentiel chimique du liquide est donc

$$\mu_{liq} = V_m(P - P_0) \quad (4-12)$$

À la pression de référence, le potentiel est supposé nul. Il y a linéarité entre les variations de potentiels chimiques et les variations de pression.

Habituellement, les liquides naturels ne sont pas purs, il s'agit de solutions aqueuses contenant des anions et des cations. Dans le cas d'une solution idéale diluée, l'activité de ces solutés est égale à leur concentration :

$$\mu_i = \mu_i^0(T, P_{liq}) + \mathcal{R}T \ln(c_i) \quad (4-13)$$

Si la concentration de l'ion considéré tend vers 0, son potentiel tend vers $-\infty$. La solution devient alors un puits de potentiel, les ions vont donc y être attirés. C'est exactement l'effet de la diffusion : elle tend à uniformiser la répartition des ions dans le système. Cela signifie que les ions tendent à aller vers des points de concentration forte vers les points de concentration faible.

Plus généralement, l'activité d'un soluté est de la forme :

$$a_i = \gamma_i c_i \quad (4-14)$$

où γ_i est le coefficient d'activité qui vaut 1 pour une solution idéale diluée.

De la même façon, le solvant (généralement l'eau) voit son activité modifiée par la présence de solutés. Dans l'approximation d'une solution idéale diluée dans laquelle les concentrations

des différents solutés valent c_i , le potentiel de l'eau à la pression P_{liq} est :

$$\mu_{eau} = (P_{liq} - P_0)V_m + \mathcal{R}T \ln(1 - \sum_i c_i) \quad (4-15)$$

soit encore (les concentrations sont supposées faibles)

$$\mu_{eau} = (P_{liq} - P_0)V_m - \mathcal{R}T \sum_i c_i \quad (4-16)$$

La présence d'ions diminue donc le potentiel chimique de l'eau.

4.4 Équilibres et flux

Considérons deux systèmes thermodynamiques numérotés 1 et 2 séparés par une membrane perméable. Les pressions thermodynamiques P^1 et P^2 et températures T^1 et T^2 de chaque compartiment sont maintenues constantes. Les différentes espèces i dont les potentiels chimiques sont notés μ_i^1 et μ_i^2 peuvent passer d'un compartiment à l'autre (figure 1).

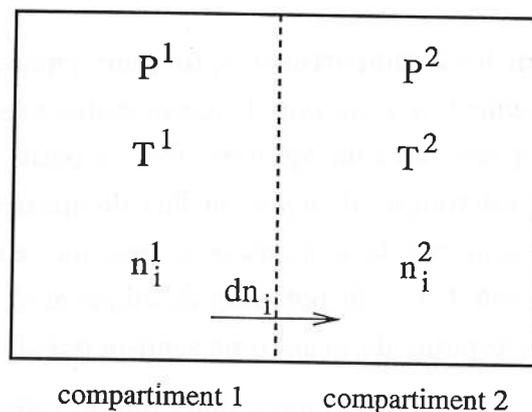


FIG. 1 - Compartiments séparés par une membrane (semi)-perméable

Supposons que la quantité infinitésimale dn_i traverse (comptée par exemple positivement de 1 vers 2). A l'équilibre, par définition, la variation totale G sur l'ensemble des deux compartiments doit être nulle ce qui impose :

$$\forall dn_i \quad (\mu_i^2 - \mu_i^1)dn_i = 0 \quad \text{soit} \quad \mu_i^1 = \mu_i^2 \quad (4-17)$$

Si cette inégalité n'est pas vérifiée, il y a un gradient de potentiel chimique, ce qui va créer un flux de matière jusqu'au rétablissement de l'équilibre thermodynamique. Une modélisation simple consiste à dire que le flux de matière est proportionnel au gradient :

- pour un liquide incompressible, cette hypothèse est équivalente à la loi de Darcy ;
- pour un ion dans une solution aqueuse diluée à pression fixée, cette hypothèse est équivalente à la loi de Fick.

Considérons à présent une solution aqueuse idéale diluée à la pression P_{liq} dans le compartiment 1 et de l'eau pure incompressible à la pression de référence P_0 dans le compartiment 2. La membrane est perméable à l'eau mais pas aux ions. L'égalité des potentiels chimiques doit alors uniquement être vérifiée pour l'eau, elle n'a pas de sens pour les ions. Elle donne :

$$(P_{liq} - P_0) V_m = \mathcal{R}T \sum_i c_i \quad (4-18)$$

Cela signifie qu'à l'équilibre, la pression thermodynamique de l'eau sera plus faible dans la solution aqueuse que dans l'eau pure bien que les potentiels chimiques soient égaux : la différence est appelée *pression osmotique* et elle est liée à une concentration non uniforme dans le système (chapitre 1.4).

Considérons à présent que les 2 compartiments, toujours séparés par une membrane semi-perméable, contiennent initialement de l'eau pure incompressible à la même pression thermodynamique. Les 2 compartiments sont donc en équilibre. Petit à petit, des ions sont injectés dans le compartiment 1 : l'équilibre est rompu, il va y avoir flux de matière entre les compartiments. Cependant, les ions ne traversent pas la membrane si bien que c'est l'eau qui va passer du compartiment 2 au compartiment 1, i.e. du potentiel chimique élevé vers le potentiel chimique faible. C'est un comportement typique de membrane semi-perméable.

La membrane peut être une séparation entre deux phases différentes d'une même espèce, par exemple de l'eau liquide et de l'eau vapeur : cela signifie qu'il y a égalité des potentiels chimiques de l'eau liquide et de la vapeur d'eau.

$$\mu_{liq} = \mu_{vap} \quad (4-19)$$

Cela sous-entend que le passage d'une phase à l'autre, i.e. la traversée de la membrane, se fait sans dissipation d'énergie. Si la phase liquide est de l'eau pure incompressible, si la vapeur est un gaz parfait et si la phase gazeuse est à la pression de référence, l'égalité des potentiels chimiques aboutit à la *loi de Kelvin*

$$P_{liq} = P_{atm} + \frac{\mathcal{R}T}{V_m} \ln(h) \quad (4-20)$$

Il faut remarquer que cette loi autorise l'existence de pressions infiniment négatives (i.e. de tractions) dans l'eau liquide en équilibre avec une atmosphère très sèche. Il s'agit là simplement d'une pression thermodynamique : les processus physiques à l'origine de ces tractions ne sont pas décrits par la loi de Kelvin. Pour cela, il faut faire appel à une description de ces processus, par exemple la capillarité (chapitre 1.4). La loi de Kelvin n'est pas vérifiée si l'une des hypothèses manquent.

Considérons la situation déjà évoquée de deux plans chargés se faisant face illustrée par la figure 2 page 19. Le compartiment 1 représente la solution interstitielle, le compartiment 2 la pression de liquide extérieure imposée. À l'équilibre, les pressions entre les deux compartiments diffèrent : c'est la pression de disjonction. En revanche, les potentiels chimiques sont égaux. Cela signifie, que si un échantillon de roche est mis en équilibre avec une pression imposée, la pression à l'intérieur de l'échantillon est inconnue mais le potentiel chimique de la solution interstitielle est fixée : il y a cohérence entre l'échelle de la particule et l'échelle de l'échantillon pour cette variable.

Supposons qu'un échantillon de roche soit mis en équilibre avec une hygrométrie imposée. Il est difficile de savoir exactement le degré de saturation de la roche, qui d'ailleurs n'est pas forcément désaturé. Il est encore plus difficile de connaître la valeur de la pression de liquide. En revanche, l'équilibre liquide/vapeur fixe le potentiel chimique de l'eau sous sa forme liquide et sa forme vapeur.

4.5 Potentiel de l'eau du sol

Le potentiel de l'eau du sol n'est rien d'autre que le potentiel chimique de l'eau de la solution interstitielle, il s'exprime donc en J/mol . Cette unité n'étant pas très parlante, d'autres unités sont apparues :

- en divisant le potentiel chimique par le volume molaire, on obtient une pression équivalente. Pour des potentiels négatifs, la pression obtenue est négative : son opposé est la succion. En d'autres termes, la succion est l'opposé de la pression qui régnerait dans une eau pure incompressible en équilibre avec la solution considérée ;
- la succion peut s'exprimer en hauteur équivalente h_{eq} de colonne d'eau, donc en m ;
- l'unité pF , très utilisée en agronomie, est une unité logarithmique dérivée de la précédente, elle n'est définie que pour des potentiels négatifs et ne décrit donc pas le passage aux potentiels positifs.

Une autre unité possible est l'hygrométrie équivalente, qui est l'hygrométrie d'une atmosphère fictive qui serait en équilibre avec cette solution. Elle peut être également vue comme l'activité de l'eau.

D'un point de vue pratique, les formules utilisées sont les suivantes :

$$\text{succion} = -\frac{\mu\rho_{\text{eau}}}{M} \quad \rho_{\text{eau}} : \text{masse volumique de l'eau} \quad (4-21a)$$

$$\text{hauteur d'eau équivalente} = \frac{\text{succion}}{d_{\text{eau}}g} \quad g : \text{accélération de la pesanteur} \quad (4-21b)$$

$$pF = \log_{10}(\text{hauteur d'eau en cm}) \quad (4-21c)$$

Le tableau 4.A montre qu'un matériau en équilibre avec une atmosphère non saturée est soumis à une succion importante par rapport aux pressions habituellement rencontrées dans les liquides. De plus, une atmosphère absolument sèche correspondrait à une succion infinie. Cela peut s'expliquer de la façon suivante : une atmosphère sèche équivaut à un vide parfait pour le seul constituant «eau». Elle va donc attirer les molécules d'eau qui vont spontanément vers les points de bas potentiel. En ce sens, le vide est un puits de potentiel infiniment profond.

En supposant que la solution est de l'eau pure incompressible, que la vapeur est un gaz parfait et que l'atmosphère est à la pression de référence, la succion devient égale à la pression capillaire par application de la loi de Kelvin. Rappelons que la première hypothèse semble forte pour la solution interstitielle des argilites.

Synthèse

Le potentiel chimique de l'eau représente l'état énergétique de l'eau dans la roche, qu'elle soit sous forme liquide ou gazeuse. Elle est d'une utilisation plus commode que la plupart des autres variables possibles. D'un point de vue expérimental, lorsque une hygrométrie ou une pression de liquide est imposée sur un échantillon, c'est le potentiel chimique qui est fixé.

Notons que l'utilisation du potentiel chimique pour modéliser les équilibre thermodynamiques exclut l'existence de réactions chimiques, dans le sens où une phase ne peut pas se transformer en une autre avec dissipation d'énergie (le passage liquide/vapeur est supposé non-dissipatif). Cela suppose par exemple qu'il n'y a pas de phénomènes d'oxydation lors du séchage. Comme la plupart des modélisations hydromécaniques, nous ferons cette hypothèse, sans doute non vérifiée. Cela signifie également que le passage eau libre/eau adsorbée ne peut pas être vu comme une réaction chimique : ces deux types d'eau font partie de la même phase.

Potentiel chimique

| hygrométrie équivalente | potentiel (J/mol) | pression (bar) | | |
|-------------------------|-------------------|----------------|-------------------------|------|
| 100, 67% | 16,2 | 10 | | |
| 100, 30% | 7,2 | 5 | | |
| 100, 14% | 3,6 | 3 | | |
| 100, 07% | 1,8 | 2 | | |
| 100% | 0 | 1 | ← pression de référence | |
| 99, 96% | -9 | 0,5 | | |
| 99, 92% | -18 | 0 | | |
| hygrométrie | | succion (MPa) | hauteur d'eau (m) | pF |
| 100% | 0 | 0 | 0 | -∞ |
| 99% | -24 | 1,31 | 131 | 4,12 |
| 98% | -49 | 2,64 | 264 | 4,42 |
| 97% | -74 | 3,98 | 398 | 4,60 |
| 96% | -99 | 5,34 | 534 | 4,73 |
| 95% | -125 | 6,70 | 670 | 4,83 |
| 90% | -257 | 13,8 | 1377 | 5,14 |
| 85% | -396 | 21,2 | 2124 | 5,33 |
| 80% | -544 | 29,2 | 2917 | 5,46 |
| 70% | -869 | 46,6 | 4662 | 5,67 |
| 60% | -1244 | 66,8 | 6677 | 5,82 |
| 50% | -1689 | 90,6 | 9060 | 5,96 |
| 40% | -2232 | 120 | 11977 | 6,08 |
| 30% | -2932 | 157 | 15738 | 6,20 |
| 10% | -5609 | 301 | 30098 | 6,48 |
| 0% | -∞ | +∞ | +∞ | +∞ |

TAB. 4.A - Correspondance entre les unités du potentiel

La pertinence de cette hypothèse est du ressort de la géochimie et dépasse quelque peu le cadre de cette étude.

A priori, l'utilisation du potentiel chimique exclut également les phénomènes électriques. Cela peut sembler paradoxal puisque les interactions entre la solution interstitielle et les particules argileuses sont, entre autres, d'origine électrique. À l'échelle d'un échantillon, les propriétés d'électro-osmose des matériaux argileux témoignent également de l'importance de ces phénomènes. En fait, le potentiel électrochimique devrait être utilisé en lieu et place du potentiel chimique. Le potentiel électrochimique est la somme du potentiel chimique et du potentiel électrique. Ce dernier potentiel dépend de la charge de l'espèce considérée et du champ électrique dans lequel il se trouve. Dans la mesure où il n'y a pas eu de mise en évidence d'une éventuelle variation du champ électrique sur le site de Tournemire, nous considérerons qu'il est uniforme et constant à l'échelle mésoscopique (d'un échantillon) et macroscopique (du massif). Les variations de potentiel électrochimique deviennent exactement équivalentes à celles du potentiel chimique à ces échelles.

Chapitre 5

Modélisation semi-linéaire du comportement hydromécanique

Introduction

Ghassemi et al. (1998) résument les phénomènes modélisés par la théorie classique de la poromécanique de Biot :

- la sensibilité de la réponse en déformation à la vitesse de chargement ;
- la déformation par variation de la pression interstitielle ;
- la variation de pression interstitielle avec la contrainte moyenne appliquée ;

Ils montrent que l'application directe de cette approche aux argilites revient à négliger certaines de leurs spécificités : l'adsorption d'une fraction importante de l'eau présente dans le matériau, les interactions physico-chimiques entre les particules argileuses et les solutés. En effet, dans cette approche, l'eau constitue la seule phase interstitielle, caractérisée par sa pression.

Une démarche rigoureuse inscrite dans le cadre de la poromécanique, a été proposée par Biot (1972) pour prendre en compte l'eau adsorbée. Plus récemment, Sherwood (1993) introduit les ions présents en solution comme phases supplémentaires pour modéliser les phénomènes osmotiques. Dans les deux cas, un comportement réversible isotherme est obtenu de manière incrémentale. Ces travaux sont ici étendus dans l'hypothèse des petites déformations pour modéliser le comportement des argilites quel que soit leur état de saturation.

5.1 Poroélasticité linéaire

Le comportement poroélastique linéaire peut être construit dans un cadre thermodynamique qui lui assure une base théorique claire. Cette approche amorcée par Biot a été reprise et complétée par Coussy (1991). Elle est rapidement exposée ici car elle sera reprise pour l'élaboration du comportement hydromécanique des argilites.

Comportement réversible La densité d'énergie libre volumique ψ d'un matériau dépend des variables d'état, qui se répartissent entre variables internes et variables externes. Considérons un matériau poreux contenant de l'eau pure comme unique phase interstitielle. Ce matériau est vu comme un milieu continu. Les variables externes sont les déformations ε , l'apport de masse fluide m et la température T .

Les déformations constituent une variable classique en mécanique. Dans le cas présent, il ne s'agit pas des déformations dans le squelette solide mais des déformations définies sur un milieu continu intégrant le squelette solide et l'eau interstitielle.

La température est également une variable classique en mécanique. Elle est également définie à l'échelle du milieu continu. Cela implique qu'il y a équilibre thermique entre le squelette solide et l'eau interstitielle.

L'apport de masse fluide est une variable spécifique des systèmes ouverts. Lors de la transformation d'une structure, un volume élémentaire isolé dans cette structure se déforme. De plus, il ne contient pas forcément la même quantité de fluide au début et à la fin de cette transformation. Cette variation est l'apport de masse fluide m , généralement exprimé en g/m^3 . Dans la suite du document, elle sera exprimée en mol/m^3 . Cela revient à remplacer m par m/\mathcal{M} où \mathcal{M} est la masse molaire de l'eau, qui est constante.

Les variables internes caractérisent les éventuelles irréversibilités du comportement. Elles ne sont pas définies a priori mais résultent du choix du modélisateur. Si le comportement du matériau est réversible, ψ admet l'expression suivante :

$$\psi = \psi(\varepsilon, m, T) \quad (5-1)$$

Identification des dissipations L'inégalité de Clausius-Duhem traduit le second principe de la thermodynamique. Pour écrire cette inégalité, il faut, entre autres, définir la puissance des efforts extérieurs appliqués sur un petit volume de matériau poreux Ω . La quantité d'eau contenue dans Ω varie lors de la transformation. Le flux massique de l'eau est alors noté w .

Si le tenseur des contraintes régnant dans la phase fluide est une pression P , la puissance associée à ce mouvement relatif entre l'eau et le squelette solide vaut :

$$\int_{\partial\Omega} -\frac{P}{\rho} \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} \quad (5-2)$$

\mathbf{n} est le vecteur normal à la surface $\partial\Omega$. ρ est la masse volumique de l'eau, éventuellement variable.

Dans le cas quasistatique et en l'absence de force de masse, l'inégalité de Clausius-Duhem s'écrit alors :

$$\Phi = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \mu \dot{m} - (\dot{\psi} + s\dot{T}) + \frac{\mathbf{w}}{\rho} \cdot \text{grad } P - \mathbf{q} \cdot \frac{\text{grad } T}{T} \geq 0 \quad (5-3)$$

μ est le potentiel chimique de l'eau, s est l'entropie volumique du matériau poreux. Les détails du calcul sont disponibles dans Coussy (1991).

Φ peut se décomposer en

- une dissipation volumique intrinsèque $\Phi_1 = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \mu \dot{m} - (\dot{\psi} + s\dot{T})$;
- une dissipation volumique thermique $\Phi_2 = -\frac{\mathbf{q}}{T} \cdot \text{grad } T$;
- une dissipation volumique associée au transport de la masse fluide $\Phi_3 = \frac{\mathbf{w}}{\rho} \cdot \text{grad } P$

Chacun de ces termes est, par hypothèse, positif.

Petites perturbations La positivité de Φ_1 entraîne :

$$\left(\boldsymbol{\sigma} - \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \right) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \left(\mu - \frac{\partial \psi}{\partial m} \right) \dot{m} - \left(s + \frac{\partial \psi}{\partial T} \right) \dot{T} \geq 0 \quad (5-4)$$

Cette inégalité doit être vérifiée pour des variations indépendantes de la température, des déformations et des variations d'apport de masse fluide (postulat de l'état local). Cela aboutit aux lois de comportement

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \quad \mu = \frac{\partial \psi}{\partial m} \quad s = -\frac{\partial \psi}{\partial T} \quad (5-5)$$

Il faut maintenant déterminer le potentiel ψ .

Dans l'hypothèse des petites déformations, des petites variations de température et des petits apports de masse fluide, ψ peut se linéariser au deuxième ordre sous la forme

$$\psi(\boldsymbol{\varepsilon}, m, T) = \psi^0 + \frac{a}{2} \boldsymbol{\varepsilon} : \boldsymbol{\varepsilon} + \frac{b}{2} T^2 + \frac{c}{2} m^2 + \mathbf{d} : \boldsymbol{\varepsilon} m + emT + \mathbf{f} : \boldsymbol{\varepsilon} T + gm + ht + \mathbf{i} : \boldsymbol{\varepsilon} \quad (5-6)$$

Les lois de comportement (5-5) prennent alors la forme :

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{i} + \mathbf{a} : \boldsymbol{\varepsilon} + \mathbf{d}m + \mathbf{f}T \quad (5-7a)$$

$$\mu = g + \mathbf{d} : \boldsymbol{\varepsilon} + cm + eT \quad (5-7b)$$

$$s = -(h + \mathbf{f} : \boldsymbol{\varepsilon} + em + bT) \quad (5-7c)$$

a, b, c, d, e, f, g, h et i sont des constantes issues de la linéarisation : ce sont les paramètres du comportement.

Linéarisation du comportement du fluide Le comportement du fluide est lui même défini par des équations d'état

$$\frac{1}{\rho} = \frac{g_m}{P} \quad s_m = -\frac{\partial g_m}{\partial T} \quad (5-8)$$

g_m est l'enthalpie massique du fluide, μ étant l'enthalpie molaire (autre nom du potentiel chimique). s_m est l'entropie volumique du fluide.

Cette écriture suppose qu'il n'existe pas d'ions en solution, ou qu'ils n'interviennent pas sur l'état thermodynamique du fluide. Dans le cas contraire, g_m dépendrait des concentrations de ces ions, ce qui modifierait les équations d'état.

L'hypothèse des petits apports de masse fluide, déjà formulée pour linéariser le comportement du matériau, permet de linéariser également g_m :

$$g_m = g_m^0 + a_m m + b_m T + \frac{c_m}{2} m^2 + \frac{d_m}{2} T^2 \quad (5-9)$$

Comportement poroélastique linéaire isotherme L'intégration de la forme linéarisée de g_m dans les lois de comportement permet de remplacer le potentiel chimique par la pression. Avec les notations adéquates et dans le cas isotherme, on retrouve les lois classiques de la poroélasticité linéaire

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^0 + \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon} - M\mathbf{B}\frac{m}{\rho_0} \quad (5-10a)$$

$$P = P_0 + M \left(-\mathbf{B} : \boldsymbol{\varepsilon} + \frac{m}{\rho_0} \right) \quad (5-10b)$$

$\boldsymbol{\sigma}^0, P_0, s_m^0$ et ρ_0 sont la pression, l'entropie massique et la masse volumique initiales du fluide. $\boldsymbol{\sigma}^0$ sont les contraintes initiales. M et \mathbf{B} sont le module et le tenseur de Biot. \mathbf{C} est le tenseur d'élasticité isotherme non drainée.

Lois de conduction de la masse fluide La positivité de Φ_3 est assurée dès que

$$w = K : \text{grad } P \quad (5-11)$$

K est le tenseur de perméabilité du matériau. Lorsque ce tenseur est constant, la loi précédente est la loi de Darcy. Il peut cependant varier, par exemple avec le champ de contraintes.

5.2 Comportement réversible

Le comportement des matériaux argileux est sensible aux aspects physico-chimiques. Les ions présents dans la solution interstitielle doivent donc être pris en compte. De plus, il faut également prendre en compte l'éventuelle désaturation de l'argilite pour pouvoir ensuite étudier l'impact d'une hygrométrie variable sur le comportement des galeries du site de Tournemire. Il faut donc considérer plusieurs phases fluides interstitielles : l'eau liquide, les ions et éventuellement la phase gazeuse si le matériau est non saturé. Cette phase gazeuse est formellement divisée en deux phases : l'air sec et la vapeur d'eau. Cette distinction ne correspond pas à une séparation physique. Il n'y a pas de différence entre l'eau adsorbée et l'eau libre, elles sont toutes deux intégrées dans l'eau liquide.

L'apport de masse fluide m_i , le potentiel chimique μ_i et le flux massique w_i sont alors définis pour chacune de ces I phases interstitielles. Nous supposons que les N dernières correspondent aux N ions en solution. Les phases $1, \dots, J = I - N$ correspondent alors à l'eau liquide ($J = 1$) et éventuellement la vapeur et l'air sec ($J = 3$). Le matériau est en conditions *non drainées* pour le constituant i si $m_i = 0$ et en *conditions drainées* si μ_i reste constant.

Le comportement du matériau est supposée réversible. ψ admet alors l'expression suivante :

$$\boxed{\psi = \psi(\epsilon, m_i, T)} \quad (5-12)$$

5.3 Identification des dissipations

Le champ de contraintes dans la phase fluide ne se réduit sans doute pas à une pression P . Il faut alors corriger la puissance des efforts extérieurs appliquées dans le mouvement relatif des phases fluides par rapport au squelette solide. Par définition du potentiel chimique, elle

vaut pour la phase i

$$\int_{\partial\Omega} -\mu_i \mathbf{w}_i \cdot \mathbf{n} \quad (5-13)$$

L'utilisation du potentiel chimique justifie le regroupement de l'eau adsorbée et de l'eau libre dans une seule phase.

L'inégalité de Clausius-Duhem prend alors la forme suivante :

$$\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \sum_{i=1}^I \mu_i \dot{m}_i - (\dot{\psi} + s\dot{T}) - \mathbf{q} \cdot \frac{\text{grad } T}{T} + \sum_{i=1}^I \mathbf{w}_i \cdot \text{grad } \mu_i \geq 0 \quad (5-14)$$

Elle diffère de l'expression (5-3) par

- le nombre de phases interstitielles
- la disparition de la pression au profit du potentiel chimique

De plus, elle suppose implicitement un équilibre thermodynamique constant entre la vapeur d'eau et l'eau liquide. Leurs potentiels chimiques sont les mêmes et le terme qui serait associé au changement de phase liquide/vapeur disparaît.

Par hypothèse, la dissipation est décomposée en trois termes, chacun positif ou nul :

$$\boxed{\phi_1 = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \sum_i \mu_i \dot{m}_i - (\dot{\psi} + s\dot{T}) \geq 0} \quad (5-15a)$$

$$\boxed{\phi_2 = -\mathbf{q} \cdot \frac{\text{grad } T}{T} \geq 0} \quad (5-15b)$$

$$\boxed{\phi_3 = \sum_i \mathbf{w}_i \cdot \text{grad } \mu_i \geq 0} \quad (5-15c)$$

5.4 Petites déformations

La positivité de ϕ_1 implique :

$$\left(\boldsymbol{\sigma} - \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \right) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \sum_i \left(\mu_i - \frac{\partial \psi}{\partial m_i} \right) \dot{m}_i - \left(s + \frac{\partial \psi}{\partial T} \dot{T} \right) \geq 0 \quad (5-16)$$

Cette inégalité doit être vérifiée pour toute variation indépendante de la température, des déformations et des apports de masse fluide. Les $I+1$ lois de comportement réversible isotherme

sont alors :

$$\boxed{\sigma = \frac{\partial \psi(\varepsilon, m_1, \dots, m_I)}{\partial \varepsilon} \quad \mu_j = \frac{\partial \psi(\varepsilon, m_1, \dots, m_I)}{\partial m_j} \quad j = 1, I} \quad (5-17)$$

La poroélasticité linéaire classique fait l'hypothèse des petites perturbations, i.e petites déformations et petites variations d'apport de masse fluide. Ici, seules les déformations sont supposées petites. Le potentiel ψ ne se linéarise au deuxième ordre qu'en déformations.

$$\psi(\varepsilon, m_1, \dots, m_I) = \psi^0(m_1, \dots, m_I) + \sigma^0(m_1, \dots, m_I) : \varepsilon + \frac{1}{2} \varepsilon : \mathbf{C}(m_1, \dots, m_I) : \varepsilon \quad (5-18)$$

Ces deux hypothèses (petites déformations, grandes variations des apports de masse fluides) sera justifiée plus loin dans le document.

L'expression de ψ ainsi déterminée permet d'obtenir les lois de comportement. Après changement de notation et en ne gardant que le premier ordre en déformations, elles s'écrivent :

$$\boxed{\sigma = \sigma^0(m_1, \dots, m_I) + \mathbf{C}(m_1, \dots, m_I) : \varepsilon} \quad (5-19a)$$

$$\boxed{\mu_j = \mu_j^0(m_1, \dots, m_I) + \frac{\partial \sigma^0(m_1, \dots, m_I)}{\partial m_j} : \varepsilon} \quad j = 1, I \quad (5-19b)$$

Dans ces équations, les contraintes et les potentiels chimiques sont exprimés en fonction des déformations et des apports de masse fluide. L'inversion de ces relations n'est pas évidente car la dépendance de σ , \mathbf{C} et μ^0 avec m_i n'est pas explicite.

Un moyen simple d'y parvenir consiste à introduire

$$\bar{\psi}(\varepsilon, \mu_1, \dots, \mu_I) = \sum_{i=1}^I m_i \mu_i - \psi(\varepsilon, m_1, \dots, m_I) \quad (5-20)$$

$\bar{\psi}$ est la transformée de Legendre-Fenchel de ψ . Cette transformation n'est définie que si la matrice $\left(\frac{\partial \mu_i}{\partial m_j} \right)_\varepsilon$ est inversible. Physiquement, cette condition d'inversibilité se traduit de différentes façons :

- à déformations bloquées, toute variation de potentiel chimique crée un flux (pas forcément uniquement dans la phase correspondante) ;
- à déformations bloquées, un flux n'est possible que par variation du (des) potentiel(s) chimique(s) ;
- en conditions totalement non drainées, une variation de potentiel chimique crée forcément des déformations ;

- en conditions totalement drainées, un apport de masse n'est possible que s'il y a déformation.

$\bar{\psi}$ vérifie les relations suivantes

$$\frac{\partial \bar{\psi}(\varepsilon, \mu_1, \dots, \mu_I)}{\partial \varepsilon} = -\sigma \quad \frac{\partial \bar{\psi}(\varepsilon, \mu_1, \dots, \mu_N)}{\partial \mu_i} = m_i \quad (5-21)$$

En linéarisant $\bar{\psi}$ au deuxième ordre en ε , ces lois de comportement s'écrivent

$$\sigma = \sigma^0(\mu_1, \dots, \mu_I) + C(\mu_1, \dots, \mu_I) : \varepsilon \quad (5-22a)$$

$$m_j = m_j^0(\mu_1, \dots, \mu_I) - \frac{\partial \sigma^0(\mu_1, \dots, \mu_I)}{\partial \mu_j} : \varepsilon \quad j = 1, I \quad (5-22b)$$

Les relations de comportement (5-22) sont les inverses des relations (5-19). Les notations C et σ^0 , utilisées dans les deux cas, diffèrent par la dépendance soit avec les potentiels chimiques soit avec les apports de masse fluide.

5.5 Comportement de membrane parfaite

À ce stade, les relations (5-19) ou (5-22) décrivent simplement le comportement en petites déformations d'un milieu poreux contenant plusieurs phases interstitielles. Les argilites ont la particularité supplémentaire d'avoir un comportement de membrane. Les interactions physico-chimiques sont telles que les ions sont peu mobiles. En particulier, un gradient de potentiel chimique d'un ion crée un flux d'ions dans le sens attendu mais également un flux d'eau dans le sens contraire. Dans l'hypothèse d'un comportement de membrane parfaite, le flux d'ions est nul et le matériau est en conditions non drainées pour les ions. Comment intégrer cette information dans les lois de comportement? Elle se traduit par $m_i = 0$ pour $i = J + 1, N$.

Parmi les I variables m_i utilisées par les lois de comportement (5-19), N dernières sont éliminées par la conditions $m_i = 0$. Ces lois se réduisent alors à

$$\sigma = \sigma^0(m_1, \dots, m_J) + C(m_1, \dots, m_J) : \varepsilon \quad (5-23a)$$

$$\mu_j = \mu_j^0(m_1, \dots, m_J) + \frac{\partial \sigma^0(m_1, \dots, m_J)}{\partial m_j} : \varepsilon \quad j = 1, J \quad (5-23b)$$

La présence des ions a disparu des lois de comportement.

Les équations de comportement inverses (5-22) deviennent :

$$\sigma = \sigma^0(\mu_1, \dots, \mu_I) + C(\mu_1, \dots, \mu_I) : \varepsilon \quad (5-24a)$$

$$m_i = m_i^0(\mu_1, \dots, \mu_I) - \frac{\partial \sigma^0(\mu_1, \dots, \mu_I)}{\partial \mu_i} : \varepsilon \quad i = 1, J \quad (5-24b)$$

$$0 = m_i^0(\mu_1, \dots, \mu_I) - \frac{\partial \sigma^0(\mu_1, \dots, \mu_I)}{\partial \mu_i} : \varepsilon \quad i = J + 1, I \quad (5-24c)$$

Les (5-24c) montrent qu'ils existent N fonctions f_i reliant μ_I et ε :

$$f_i(\mu_1, \dots, \mu_I, \varepsilon) = 0 \quad i = J + 1, I \quad (5-25)$$

Sous des conditions d'inversibilité déjà présentées, les N variables $\mu_i \quad i = J + 1, I$ peuvent être exprimés en fonctions des autres variables $\mu_i \quad i = 1, J$ et ε :

$$\mu_i = \mu_i(\mu_1, \dots, \mu_J, \varepsilon) \quad i = J + 1, I \quad (5-26)$$

Les potentiels chimiques des ions sont donc complètement déterminés par les autres phases interstitielles et par les déformations. Ils peuvent être éliminés de l'ensemble des variables, ce qui peut se remarquer par ailleurs en vérifiant que les lois de comportement (5-21) deviennent pour les N ions :

$$\frac{\partial \bar{\psi}(\varepsilon, \mu_1, \dots, \mu_I)}{\partial \mu_i} = 0 \quad i = J + 1, N \quad (5-27)$$

Finalement, les lois de comportement (5-22) deviennent

$$\sigma = \sigma^0(\mu_1, \dots, \mu_J) + C(\mu_1, \dots, \mu_J) : \varepsilon \quad (5-28a)$$

$$m_i = m_i^0(\mu_1, \dots, \mu_J) - \frac{\partial \sigma^0(\mu_1, \dots, \mu_J)}{\partial \mu_i} : \varepsilon \quad i = 1, J \quad (5-28b)$$

Grâce à l'hypothèse de membrane semi-perméable parfaite, les seules variables à considérer sont les déformations et les potentiels chimiques (ou apports de masse fluide) de l'eau liquide et éventuellement de la vapeur et de l'air sec. Les ions disparaissent des lois de comportement. D'un point de physique, ces ions n'ont pas disparu mais leur état thermodynamique (μ_i et m_i) est entièrement déterminé par l'état thermodynamique des autres phases et par les déformations.

5.6 Équilibre phase gazeuse/atmosphère

Dans les notations, l'eau liquide, la vapeur et l'air sec seront indicés par *liq*, *vap*, *sec*. Les lois de comportement (5-23) et (5-28) sont différentes pour un même matériau s'il est saturé ou s'il est non saturé, puisque le nombre total de phases est différent ($J = 1$ dans un cas, $J = 3$ dans l'autre). Les lois de comportement en potentiels chimiques (5-28) s'écrivent pour le milieu non saturé:

$$\sigma = \sigma^0(\mu_{liq}, \mu_{vap}, \mu_{sec}) + C(\mu_{liq}, \mu_{vap}, \mu_{sec}) : \varepsilon \quad (5-29a)$$

$$m_j = m_j^0(\mu_{liq}, \mu_{vap}, \mu_{sec}) - \frac{\partial \sigma^0(\mu_{liq}, \mu_{vap}, \mu_{sec})}{\partial \mu_j} : \varepsilon \quad j = liq, vap, sec \quad (5-29b)$$

Les lois de comportement en apport de masse fluide (5-23) s'écrivent pour le milieu non saturé :

$$\sigma = \sigma^0(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec}) + C(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec}) : \varepsilon \quad (5-30a)$$

$$\mu_j = \mu_j^0(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec}) + \frac{\partial \sigma^0(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec})}{\partial m_j} : \varepsilon \quad j = liq, vap, sec \quad (5-30b)$$

Les deux hypothèses suivantes vont permettre d'éliminer les variables afférentes à l'air sec :

- continuité de la phase gazeuse ;
- pression atmosphérique constante ;

Selon la première hypothèse, la pression de la phase gazeuse dans le matériau est égale à celle de la pression atmosphérique. D'après la deuxième hypothèse, la pression atmosphérique est constante. Comme la pression de vapeur est une part très faible de la pression totale, la pression de l'air sec est elle aussi constante. En l'assimilant à un gaz parfait, son potentiel chimique est constant : le matériau est en condition drainée pour l'air sec.

La variable μ_{sec} peut donc être éliminée dans les équations (5-29), qui deviennent

$$\sigma = \sigma^0(\mu_{liq}, \mu_{vap}) + C(\mu_{liq}, \mu_{vap}) : \varepsilon \quad (5-31a)$$

$$m_{liq} = m_{liq}^0(\mu_{liq}, \mu_{vap}) - \frac{\partial \sigma^0(\mu_{liq}, \mu_{vap})}{\partial \mu_{liq}} : \varepsilon \quad (5-31b)$$

$$m_{vap} = m_{vap}^0(\mu_{liq}, \mu_{vap}) - \frac{\partial \sigma^0(\mu_{liq}, \mu_{vap})}{\partial \mu_{vap}} : \varepsilon \quad (5-31c)$$

L'air sec semble avoir disparu des lois de comportement. Pour mieux comprendre ce qui se passe d'un point de vue physique, il faut examiner les lois de comportement inverses (5-30) qui deviennent

$$\sigma = \sigma^0(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec}) + C(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec}) : \varepsilon \quad (5-32a)$$

$$\mu_j = \mu_j^0(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec}) + \frac{\partial \sigma^0(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec})}{\partial m_j} : \varepsilon \quad j = liq, vap \quad (5-32b)$$

$$\mu_{sec} = \mu_{sec}^0(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec}) + \frac{\partial \sigma^0(m_{liq}, m_{vap}, m_{sec})}{\partial m_{sec}} : \varepsilon \quad (5-32c)$$

μ_{sec} étant constant, la dernière équation montre que m_{sec} peut s'exprimer en fonction des autres variables m_{liq} , m_{vap} et ε . m_{sec} peut être éliminé des équations précédentes

$$\sigma = \sigma^0(m_{liq}, m_{vap}) + C(m_{liq}, m_{vap}) : \varepsilon \quad (5-33a)$$

$$\mu_{liq} = \mu_{liq}^0(m_{liq}, m_{vap}) + \frac{\partial \sigma^0(m_{liq}, m_{vap})}{\partial m_{liq}} : \varepsilon \quad (5-33b)$$

$$\mu_{vap} = \mu_{vap}^0(m_{liq}, m_{vap}) + \frac{\partial \sigma^0(m_{liq}, m_{vap})}{\partial m_{vap}} : \varepsilon \quad (5-33c)$$

5.7 Équilibre thermodynamique local liquide/vapeur

Par hypothèse, l'eau liquide et la vapeur d'eau sont constamment en équilibre thermodynamique local. Les potentiels chimiques de l'eau liquide et de la vapeur sont donc égaux : $\mu_{liq} = \mu_{vap} = \mu_{eau}$. Cela signifie que la variable μ_{eau} peut être utilisée aussi bien dans les domaines saturé et non saturé. En fait, μ_{eau} est le niveau énergétique de l'ensemble de la phase «eau», la répartition entre liquide et vapeur pour ce niveau de potentiel est un problème physico-chimique dépendant de chaque système particulier : il n'y a pas de règle générale si ce n'est que la phase liquide prédomine pour les potentiels élevés. Par exemple, l'état de saturation d'un milieu capillaire à une hygrométrie fixée dépend du rayon des pores : sans cette information, rien ne peut être affirmé a priori sur la répartition de l'eau entre la phase liquide et la phase gazeuse. Définissons alors $m_{eau} = m_{liq} + m_{vap}$. m_{eau} représente l'apport total en eau sous forme liquide et gazeuse.

Examinons d'abord les lois de comportement en potentiel chimique (5-31). Pour cela, nous utilisons la relation

$$\frac{\partial f}{\partial \mu_{eau}} = \frac{\partial f}{\partial \mu_{liq}} \frac{\partial \mu_{liq}}{\partial \mu_{eau}} + \frac{\partial f}{\partial \mu_{vap}} \frac{\partial \mu_{vap}}{\partial \mu_{eau}} = \frac{\partial f}{\partial \mu_{liq}} + \frac{\partial f}{\partial \mu_{vap}} \quad (5-34)$$

qui est valable pour toute fonction $f(m_{liq}, m_{vap})$. Il suffit, en effet, de sommer les deux dernières relations de (5-31) :

$$\sigma = \sigma^0(\mu_{eau}) + C(\mu_{eau}) : \varepsilon \quad (5-35a)$$

$$m_{eau} = m_{eau}^0(\mu_{eau}) - \frac{\partial \sigma^0(\mu_{eau})}{\partial \mu_{eau}} : \varepsilon \quad (5-35b)$$

Examinons à présent les lois de comportement en apports de masse fluide (5-33). La relation suivante, valable pour toute fonction $f(m_{liq}, m_{vap})$ et analogue à la précédente, est utilisée :

$$\frac{\partial f}{\partial m_{eau}} = \frac{\partial f}{\partial m_{liq}} \frac{\partial m_{liq}}{\partial m_{eau}} + \frac{\partial f}{\partial m_{vap}} \frac{\partial m_{vap}}{\partial m_{eau}} \quad (5-36)$$

Sachant $\mu_{liq}^0 = \frac{\partial \psi^0}{\partial m_{liq}}$ et $\mu_{vap}^0 = \frac{\partial \psi^0}{\partial m_{vap}}$, il suffit alors de multiplier la deuxième équation de (5-33) par $\frac{\partial m_{liq}}{\partial m_{eau}}$ et la troisième par $\frac{\partial m_{vap}}{\partial m_{eau}}$. Il vient alors

$$\sigma = \sigma^0(m_{eau}) + C(m_{eau}) : \varepsilon \quad (5-37a)$$

$$\mu_{eau} = \mu_{eau}^0(m_{eau}) + \frac{\partial \sigma^0(m_{eau})}{\partial m_{eau}} : \varepsilon \quad (5-37b)$$

5.8 Lois de conduction

La positivité de la dissipation ϕ_3 (relation 5-15c), qui est liée aux mouvements des phases fluides, est assurée dès que :

$$[\mathbf{w}_1, \dots, \mathbf{w}_I] = \mathbf{K} : [\text{grad } \mu_1, \dots, \text{grad } \mu_I] \quad (5-38)$$

\mathbf{K} représente le tenseur de perméabilité globale du matériau. Les flux ne sont pas découplés a priori : un gradient de μ_i peut créer un flux dans toutes les phases. Ce couplage traduit le comportement de membrane imparfaite du matériau argileux. Si les dissipations apparaissant

dans ϕ_3 étaient découplées, chacun des termes devrait être positif ou nul et ce phénomène n'apparaîtrait pas.

Dans le cas d'un comportement réversible, K ne dépend que des variables d'état du système. Dans le cas isotherme, elles se réduisent à $\varepsilon, m_1, \dots, m_I$:

$$K_i = K_i(\varepsilon, m_1, \dots, m_I) \quad (5-39)$$

La dépendance en ε traduit l'action du problème mécanique sur les transferts. D'un point de vue physique, l'application d'une contrainte sur l'échantillon va par exemple diminuer le rayon des pores et certainement diminuer la perméabilité du matériau.

La conservation de masse de la phase i (en l'absence de changement de phase) s'écrit

$$\dot{m}_i + \text{div } \mathbf{w}_i = 0 \quad (5-40)$$

Il peut être intéressant d'utiliser les potentiels chimiques comme variables principales dans les équations de conduction, qui deviennent alors (quitte à redéfinir les notations) :

$$0 = \dot{m}_i + \text{div } (\mathbf{K}_i(\varepsilon, \mu_1, \dots, \mu_I) : [\text{grad } \mu_1, \dots, \text{grad } \mu_I]) \quad i = 1, I \quad (5-41)$$

Si le flux de la phase i est nul, cela implique $\dot{m}_i = 0$ et donc $m_i = 0$ puisqu'il est nul à l'état initial pris comme référence. Pour un comportement de membrane semi-perméable parfaite, les seules phases mobiles sont les phases «eau liquide», «vapeur» et «air sec». Par hypothèse, il n'y a pas de gradient de pression d'air sec puisqu'il est à la pression atmosphérique constante.

Pour l'eau liquide et la vapeur, les lois de conduction 5-41 sont à compléter en défaut puisque l'on autorise un changement de phase entre l'eau liquide et l'eau vapeur : il faut donc ajouter un terme de perte (ou de gain) dans l'équation de conservation de la masse de chacune de ces phases. Cependant, il y a conservation globale : toute l'eau évaporée se retrouve dans la phase vapeur, toute la vapeur condensée se retrouve dans la phase eau liquide.

$$M = \dot{m}_{liq} + \text{div } (\mathbf{K}_{liq}(\varepsilon, \mu_{eau}) : [\text{grad } \mu_{eau}]) \quad (5-42)$$

$$-M = \dot{m}_{vap} + \text{div } (\mathbf{K}_{vap}(\varepsilon, \mu_{eau}) : [\text{grad } \mu_{eau}]) \quad (5-43)$$

La sommation de ces équations traduit cette conservation globale et aboutit à

$$0 = \dot{m}_{eau} + \text{div } (\mathbf{K}_{eau}(\varepsilon, \mu_{eau}) : [\text{grad } \mu_{eau}]) \quad (5-44)$$

Dans la suite du document, la variation éventuelle de la perméabilité avec les déformations (ou les contraintes) est négligée : elle n'est pas probante expérimentalement. Il vient

$$0 = \dot{m} + \text{div} (\mathbf{K}(\mu_{\text{eau}}) : [\text{grad} \mu_{\text{eau}}]) \quad (5-45)$$

5.9 Autres modèles en potentiels chimiques

L'utilisation des potentiels chimiques dans un cadre poromécanique n'est pas nouvelle. Dans le cadre de l'étude du comportement réversible des milieux poreux en grandes déformations, Biot (1972) l'utilise comme variable à la place de la pression. Il indique que cette variable permet de prendre en compte l'eau libre et l'eau adsorbée. Cependant, il ne prend pas en compte la présence des ions en solution car il ne traite pas des aspects physico-chimiques. Aussi ne considère-t-il qu'une seule phase interstitielle. D'autres lois de comportement en potentiels chimiques dédiées à la modélisation du comportement des matériaux argileux ont été proposés.

Sherwood (1993) prolonge la démarche de (Biot, 1972) à un milieu contenant de l'eau et des ions en solution. Il écrit les relations de comportement réversibles de manière incrémentale et introduit \mathbf{Q}^r , \mathbf{S} et \mathbf{B}^{rs} tels que :

$$d\varepsilon = \mathbf{S} : d\sigma - \sum_{r=1}^R \mathbf{Q}^r d\mu^r \quad dm^r = \mathbf{Q}^r : d\varepsilon + \sum_{s \neq r} \mathbf{B}^{rs} d\mu^s \quad (5-46)$$

Les différents tenseurs dépendent de l'état actuel du matériau, i.e. des déformations et des potentiels chimiques. Cette loi serait équivalente à la loi de comportement proposée dans ce document si l'hypothèse des petites déformations était faite : cela signifierait que les tenseurs ne dépendraient que des potentiels chimiques. L'auteur montre également l'importance de l'hypothèse d'une membrane semi-perméable parfaite. En revanche, le cas du milieu non saturé n'est pas traité.

Sherwood et Bailey (1994) et Ghassemi et al. (1998) utilisent ce comportement pour étudier les effets du gonflement autour d'un forage cylindrique vertical ou incliné dans un massif d'argilite. Ils se placent dans le cas isotrope avec un comportement de membrane semi-perméable parfaite. Il n'y a donc plus qu'une seule variable hydrique : le potentiel chimique de l'eau. Ils font également l'hypothèse des petites déformations et des petites variations de potentiels chimiques.

Le tableau 5.A compare le modèle proposé avec les modèles ci-dessus. Rappelons qu'ils n'ont pas vocation à traiter des matériaux non saturés.

| | | | |
|--------------------------------|--------------------------|----------------------------|-------------------|
| Biot (1972) | Sherwood (1993) | (Sherwood et Bailey, 1994) | Modèle proposé |
| Comportement réversible | | | |
| grandes déformations | | petites déformations | |
| grands apports de masse fluide | | petits apports | grand apports |
| 1 phase fluide | plusieurs phases fluides | | |
| sans objet | membrane parfaite | | |
| milieu saturé | | | milieu non saturé |

TAB. 5.A – Comparaison avec des modèles proches

5.10 Potentiels chimiques et poromécanique

La modélisation proposée est cohérente avec la poroélasticité linéaire classique. Il suffit d'ajouter les hypothèses suivantes (cf. 5.1):

- une seule phase interstitielle (eau liquide);
- petits apports de masse fluide;
- comportement linéarisé du fluide.

Une autre situation intéressante consiste à étudier l'influence des hypothèses suivantes :

- une seule phase interstitielle;
- incompressibilité de la phase fluide;
- incompressibilité de la matrice.

Les variations de volume du milieu poreux sont alors exactement proportionnelles aux variations d'apport de masse fluides :

$$tr(\varepsilon) = m \frac{\mathcal{M}_{eau}}{\rho_{eau}} \quad \text{soit, d'après (5-35),} \quad tr(\varepsilon) = m^0(\mu) \frac{\mathcal{M}_{eau}}{\rho_{eau}} - \frac{\mathcal{M}_{eau}}{\rho_{eau}} \frac{\partial \sigma^0(\mu)}{\partial \mu} : \varepsilon \quad (5-47)$$

Cela implique

$$m^0(\mu) = 0 \quad \text{et} \quad \sigma^0(\mu) = -\frac{\rho_{eau}}{\mathcal{M}_{eau}} \mu \text{Id} = -(P - P_0) \text{Id} \quad (5-48)$$

où P est la pression thermodynamique du fluide incompressible. Les lois de comportement (5-35) deviennent alors

$$\sigma + (P - P_0) \text{Id} = \mathbf{C}(\mu_{eau}) : \varepsilon \quad (5-49a)$$

$$m_{eau} = \frac{\rho_{eau}}{\mathcal{M}_{eau}} tr(\varepsilon) \quad (5-49b)$$

Ces relations ne diffèrent des contraintes effectives au sens de Terzaghi que par la dépendance des modules élastiques avec le potentiel chimique.

Il est utile de comparer la modélisation proposée avec celui de Lassabatère (1994), qui utilise une démarche analogue pour la modélisation du comportement réversible milieu poreux non saturé. Il ne traite pas les interactions physico-chimiques et se place dans la cas où il y a trois phases interstitielles : l'eau liquide, la vapeur et l'air sec. Il utilise les trois hypothèses suivantes :

- squelette incompressible ;
- fluide incompressible ;
- module d'incompressibilité indépendant des pressions interstitielles, et donc indépendant des potentiels chimiques.

Les deux premières portent sur le comportement à l'échelle microscopique. La troisième signifie que les modules élastiques ne varient pas avec l'état hydrique du matériau.

Synthèse

Les principales hypothèses utilisées pour formuler le comportement sont :

- réversibilité du comportement : cela peut sembler assez peu représentatif de la réalité. La suite de l'étude montrera que cela sera suffisant en première approximation. De plus, une modélisation du comportement irréversible nécessiterait une très bonne maîtrise expérimentale pour pouvoir effectuer l'identification ;
- petites déformations et grandes variations de potentiels chimiques. Les déformations hydriques observées sur l'argilite de Tournemire sont effectivement faibles. L'hypothèse des grandes variations de potentiels chimiques sera justifiée expérimentalement plus loin dans le document ;
- comportement de membrane parfaite : cette hypothèse semble d'autant plus justifiée que la porosité du matériau est faible et fine. Sans cette hypothèse, il faudrait prendre en compte explicitement toutes les phases (eau liquide, vapeur, air sec et ions), cela pose un problème avant tout expérimental de détermination des paramètres correspondants ;
- équilibre thermodynamique liquide-vapeur : plus généralement, cela suppose que les changements de phase ne sont pas dissipatifs, i.e. qu'il n'y a pas de réactions chimiques au sein du matériau ;
- continuité de la phase gazeuse : le comportement de bulles d'air piégées peut cependant affecter le comportement du matériau. Leur prise en compte est cependant difficile, en

particulier d'un point de vue expérimental et quantitatif, aussi cette hypothèse est-elle habituelle dans la modélisation des milieux non saturés.

En échangeant les rôles des contraintes et des déformations dans 5-35a et en renotant $\mu_{eau} = \mu$, les lois de comportement 5-35 et la loi de conduction se réécrivent :

$$\varepsilon = \alpha(\mu) + \mathbf{C}^{-1}(\mu)\sigma \quad (5-50a)$$

$$\begin{aligned} m &= m^0(\mu) + \frac{\partial \mathbf{C}(\mu) : \alpha(\mu)}{\partial \mu} : \varepsilon \\ &= m^{0'}(\mu) + \frac{\partial \mathbf{C}(\mu) : \alpha(\mu)}{\partial \mu} : \mathbf{C}^{-1}(\mu) : \sigma \end{aligned} \quad (5-50b)$$

$$0 = \frac{\partial m}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{K}(\text{grad}(\mu))) \quad (5-50c)$$

Elles peuvent être explicitées dans le cas isotrope :

$$\varepsilon = \alpha(\mu)\text{Id} + \frac{[1 + \nu(\mu)]\sigma - \nu(\mu)\text{tr}(\sigma)\text{Id}}{E(\mu)} \quad (5-51a)$$

$$\begin{aligned} m &= m^0(\mu) + \frac{d}{d\mu} \left[\frac{E(\mu)\alpha(\mu)}{1 - 2\nu(\mu)} \right] \text{tr}(\varepsilon) \\ &= m^{0'}(\mu) + \frac{d}{d\mu} \left[\frac{E(\mu)\alpha(\mu)}{1 - 2\nu(\mu)} \right] \frac{1 - 2\nu(\mu)}{E(\mu)} \text{tr}(\sigma) \end{aligned} \quad (5-51b)$$

$$0 = \frac{\partial m}{\partial t} + K\Delta(\mu) \quad (5-51c)$$

Les paramètres définissant le comportement du matériau isotrope sont donc K , $E(\mu)$, $\nu(\mu)$, $\alpha(\mu)$ et $m^0(\mu)$ ou $m^{0'}(\mu)$.

La relation 5-51a montre que les déformations totales sont la somme de déformations mécaniques et de déformations hydriques. Cette partition n'est pas postulée a priori mais découle naturellement de l'hypothèse des petites déformations. Cette justification théorique permet donc de réconcilier cette approche pragmatique avec les contraintes effectives, et plus largement, la poromécanique au sens de Biot. En effet, l'approche en potentiel chimique en est une généralisation. De plus, cette hypothèse de partition doit être associée à la dépendance des modules élastiques avec le potentiel chimique : ceci constitue un résultat de la théorie.

La fusion de l'eau liquide et de la vapeur en une seule phase peut apparaître comme un défaut de cette approche puisque l'information sur l'état de saturation est «perdue» dans la modélisation. Rappelons cependant que, d'un point de vue expérimental, il est difficile de suivre le degré de saturation d'une argilite, lors d'un essai mécanique par exemple. En fait, le degré de saturation peut apparaître comme une variable microscopique, qui n'apparaît pas dans

la modélisation macroscopique. Les relations 5-51 décrivent continuellement le comportement macroscopique du matériau, qu'il soit saturé ou non, à l'aide du même formalisme.

La notion d'essai drainé ou non drainé en conditions non saturées diffère de la définition classique. Un essai est drainé si l'eau interstitielle peut sortir de l'échantillon (ou y rentrer); plus précisément, la pression de la phase liquide doit être imposée. Un essai est non drainé si l'eau ne peut pas sortir de l'échantillon: le flux d'eau est nul. Les essais en non saturés sont généralement considérés comme non drainés même à long terme puisque l'eau liquide ne sort pas de l'échantillon sous forme liquide. En revanche, si l'eau liquide et la vapeur d'eau sont réunies dans une seule phase, un essai à hygrométrie imposée est un essai à potentiel imposé, donc drainé au moins à long terme. Les échanges d'eau avec l'extérieur se font sous forme liquide ou vapeur. Cependant, la réponse instantanée reste non drainée car ces échanges d'eau n'ont pas le temps de s'effectuer.

Les données microscopiques du type CEC, surface spécifique, taille des pores n'apparaissent pas alors qu'ils jouent un rôle important dans le comportement. En fait, ils interviennent car ils déterminent les paramètres du comportement. Pour notre application au séchage d'un ouvrage de génie civil, il est plus utile de savoir quels sont les paramètres à utiliser ($E(\mu)$, $\nu(\mu)$, $\alpha(\mu)$ et $m^0(\mu)$ ou $m^0'(\mu)$ dans le cas isotrope) d'autant plus qu'ils sont relativement accessibles expérimentalement, que de chercher à relier théoriquement et précisément leurs valeurs aux données microscopiques, ce qui constitue un problème d'homogénéisation et de passage micro/macro.

Chapitre 6

Identification du comportement

Introduction

Les paramètres issus de la modélisation n'ont d'intérêt que s'ils sont identifiables. Cependant, l'approche théorique ne définit pas de nouvelles expériences pour les identifier. En revanche, elle permet de réinterpréter les expériences classiques. En effet, le fait d'imposer une pression de liquide ou une hygrométrie revient à imposer le potentiel de l'eau.

Imposer une pression de liquide à l'intérieur d'un échantillon d'argilite est très difficile à cause de la très faible porosité et la très faible perméabilité du matériau. Cependant, il est plus intéressant pour l'application la désaturation d'ouvrages souterrains d'imposer une hygrométrie à un échantillon. Il est plus facile de contrôler la réalisation de l'équilibre en suivant par exemple la masse de l'échantillon.

Ce chapitre reprend les expériences décrites dans le chapitre 2 p. 27. Il montre comment elles peuvent être interprétées en utilisant la modélisation réversible semi-linéaire et utilisées pour l'identification des paramètres.

6.1 Isothermes d'adsorption

Dans les conditions expérimentales d'une isotherme d'adsorption, aucune contrainte n'est appliquée et le potentiel est imposée (cf section 2.1 p. 27). Les lois de comportement isotrope 5-51 deviennent

$$\varepsilon = \alpha(\mu)1 \quad (6-1a)$$

$$m = m^0(\mu) \quad (6-1b)$$

Expérimentalement, c'est la teneur en eau w qui est déterminée. Elle est liée à m par

$$m = w \frac{\rho_{mat}}{\mathcal{M}_{eau}} \quad \rho_{mat} : \text{masse volumique} \quad \mathcal{M}_{eau} : \text{masse molaire de l'eau} \quad (6-2)$$

Cependant, m comprend l'eau liquide et l'eau vapeur et w devrait comprendre la teneur en eau liquide et la teneur en eau vapeur. Nous faisons donc l'hypothèse que la masse de vapeur est négligeable devant la masse d'eau liquide, ce qui semble raisonnable au vu de leur différence de densité. En effet, on estime que la densité de l'eau liquide varie entre 1 et 1,4 selon la position de la couche d'eau considérée vis à vis de la surface des particules argileuses tandis que celle de la vapeur est négligeable. Moyennant cette hypothèse, l'isotherme d'adsorption donne directement accès à $m^0(\mu)$. Remarquons qu'il n'y a pas de différence entre le matériau isotrope et anisotrope.

Dans le cas d'un matériau isotrope, la mesure de variation de volume donne directement accès à $3\alpha(\mu)$. Dans le cas d'un matériau anisotrope, il faut mesurer le tenseur complet de déformations $\alpha(\mu)$. L'identification utilise donc directement la courbe de retrait (cf. figure 1 p. 28).

6.2 Essais mécaniques

Pour identifier $E(\mu)$ et $\nu(\mu)$ dans le cas isotrope ou $C(\mu)$ dans le cas général, il suffit a priori d'effectuer des essais mécaniques classiques (compression simple par exemple) après avoir mis l'échantillon en équilibre avec l'hygrométrie souhaitée. Ce type d'expériences est d'ailleurs relativement classique (cf chap 2.3 p. 30). Une variation des modules élastiques est effectivement observée.

Cependant, un problème de dissipation du potentiel chimique apparaît. Dans les essais sur milieu poreux saturés, le matériau est en équilibre avec une pression de fluide extérieure. Lors d'une compression simple, la pression dans l'échantillon va augmenter puis ensuite se dissiper. Le retour à la pression imposée prend un certain temps. Le phénomène est analogue dans le cas d'une hygrométrie imposée. L'application d'une contrainte modifie le potentiel chimique interne de l'eau de l'échantillon.

Il faut donc pouvoir vérifier que cette modification est négligeable. À cet effet, imaginons que le potentiel chimique de l'eau soit en équilibre avec le potentiel initial μ_0 . Une compression simple non drainé (pas de flux d'eau sous forme vapeur ou liquide) est effectuée. Il n'y a pas d'échange avec l'extérieur. Le potentiel chimique dans l'échantillon varie pour atteindre la

valeur μ_1 qui dépend de la contrainte appliquée. Cette valeur μ_1 n'est pas facilement mesurable expérimentalement.

Aussi, une expérience proche, la consolidation d'une couche de sol, sera modélisée plus loin dans le document (cf section 7.5 p. 97). Il ne s'agira pas de vérifier expérimentalement la faible variation du potentiel chimique mais de la vérifier numériquement. Cela signifiera qu'avec les hypothèses de la modélisation et l'ordre de grandeur des différents paramètres utilisés, il y a peu de différence entre les modules drainés et non drainés.

6.3 Perméabilité

La notion de perméabilité découle de la loi de conduction de la phase fluide :

$$\underline{j} = K' \text{grad}P \quad (6-3)$$

où P est la pression du liquide exprimée en hauteur d'eau équivalente (m) et \underline{j} la vitesse de la phase fluide exprimée en m/s . K' s'exprime donc en m/s ; s'il est constant, la loi de conduction se réduit à la loi de Darcy. Pour la mesurer, il faut donc appliquer un gradient de pression hydraulique sur l'échantillon et mesurer la vitesse du fluide. Ce type de mesure est difficilement réalisable sur l'argilite de Tournemire et des méthodes plus fines (pulse-test) sont à peine plus efficaces. Le cas du milieu non saturé est encore plus problématique.

La loi de conduction que nous utilisons ici est de la forme

$$\underline{w} = K \text{grad}\mu \quad (6-4)$$

Pour déterminer la perméabilité K , il faudrait imposer un gradient de potentiel chimique (par exemple, deux hygrométries différentes de part et d'autre d'un échantillon) et mesurer le flux d'eau sous forme liquide et vapeur. La faiblesse des quantités en jeu et la difficulté de réaliser l'étanchéité d'un tel dispositif rend la question difficile. Cette perméabilité diffère des perméabilités relatives, qui sont une notion classique des milieux poreux non saturés, à cause du regroupement de l'eau liquide et de l'eau vapeur dans une seule phase.

Lors de la mise en équilibre d'un échantillon à une hygrométrie imposée, la masse de l'échantillon varie par départ ou arrivée d'eau. Si le potentiel chimique initial de l'eau dans l'échantillon est connu par exemple par mise en équilibre avec une hygrométrie imposée, il est possible de caler une perméabilité permettant de retrouver la variation de masse d'eau. Il s'agirait d'une mesure indirecte de la perméabilité par résolution d'un problème inverse.

Ici, pour obtenir une valeur de K , nous allons supposer que la perméabilité globale (liquide et vapeur) ne varie pas lors du séchage. Elle est donc la même que la perméabilité en milieu saturé au sens de Darcy. Cette hypothèse a été expérimentalement vérifiée par Robinet et al. (1992) sur l'argile de Boom. La somme de la perméabilité au liquide et à la vapeur restait à peu près constant lors du séchage.

Il faut réécrire l'équation 6-4 en «variables de Darcy», i.e. en pression et vitesse de fluide. Dans le cas d'une eau pure incompressible, il vient :

$$\mu - \mu_0 = (P - P_0) \mathcal{M}_{eau} g \quad \underline{w} = j \frac{\rho_{mat} w}{\mathcal{M}_{eau}} \quad (6-5)$$

où g est la gravité, d'où

$$K = K' \frac{w \rho_{mat}}{\mathcal{M}^2 g} \quad (6-6)$$

Pour une perméabilité $K' = 10^{-14} m/s$, cela donne $K = 2.710^{-10} \frac{mol^2 s}{kg m^3}$. L'écart entre la perméabilité réelle et celle résultant de l'approximation est difficilement quantifiable. Cela constitue encore un des points difficiles du point de vue expérimental.

6.4 Expériences de gonflement

Nous reprenons ici les expériences décrites dans la section 2.2 page 29.

Une expérience de gonflement libre revient à faire passer le potentiel chimique de l'eau, d'une valeur initiale μ_{ini} à un potentiel μ_{fin} sous contraintes nulles. Considérons un échantillon cylindrique : la surface latérale et les deux bases du cylindre sont libres de contraintes. la déformation longitudinale consécutive au gonflement est alors notée ε_{gonf} et vaut

$$\varepsilon_{gonf} = \alpha(\mu_{fin}) - \alpha(\mu_{ini}) \quad (6-7)$$

Si une compression uniaxiale (en conditions drainées) est effectuée de manière à revenir à l'état initial de déformation, la pression P à appliquer est

$$P_{gonf} = E(\mu_{fin}) \varepsilon_{gonf} \quad (6-8)$$

P_{gonf} correspond à l'une des définitions de la pression de gonflement.

Reprenons la même expérience de gonflement libre en empêchant les déformations dans la direction uniaxiale. P_{gonf} est la pression exercée par l'échantillon dans cette direction. La

condition de déformations nulles implique

$$\alpha(\mu_{ini}) = \alpha(\mu_{fin}) - \frac{P_{gonf}}{E(\mu_{fin})} \quad (6-9)$$

La modélisation utilisée montre que les deux définitions de la pression de gonflement sont cohérentes. De plus, elle montre qu'il existe un lien entre pression de gonflement et gonflement libre de la forme :

$$P_{gonf} = E(\mu_{fin})\alpha_{gonf} \quad (6-10)$$

Il peut s'agir d'un moyen de validation de la théorie dans la mesure où il est envisageable de mesurer ces trois paramètres de manière indépendante.

6.5 Endommagement hydrique

Un modèle simple d'endommagement mécanique isotrope consiste à définir un paramètre D

$$D = 1 - \frac{E}{E_0} \quad E_0 : \text{module d'Young initial} \quad E : \text{module d'Young courant} \quad (6-11)$$

D traduit la diminution irréversible des modules élastiques suite à un chargement (fig. 1). D est donc compris entre 0 et 1 et ne peut qu'augmenter. Lorsque $D = 1$, le matériau est considéré comme détruit ($E = 0$). D représente un endommagement diffus avant la rupture de l'échantillon : il ne décrit pas le comportement après rupture ni même la rupture elle-même. En particulier, le matériau reste continu. Un tel comportement élastoplastique endommageable pour les argilites a été formulé par Shao et al. (1998). Ce type d'irréversibilité est interprété comme le développement d'une micro-fissuration au sein du matériau. Son existence ne peut être prouvée que par l'observation directe à l'échelle microscopique.

Le cas du séchage peut sembler paradoxal puisqu'il entraîne une rigidification du matériau. A priori, cela signifierait que le séchage n'endommage pas le matériau mais au contraire le « cicatrise » ! En fait, il faut suivre le matériau sur un chemin séchage / imbibition et comparer les modules initiaux et finaux. Cette procédure expérimentale permettrait de savoir si le séchage peut réellement endommager le matériau à l'échelle de l'échantillon.

En d'autres termes, la variation de module d'Young avec le séchage n'est pas, dans la modélisation proposée, un endommagement car cette variation est supposée réversible. De même,

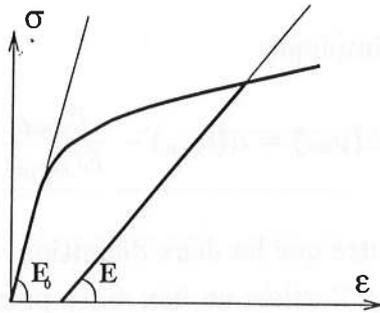


FIG. 1 – Comportement élastoplastique endommageable

d'un point de vue expérimental, il faut séparer l'évolution réversible et irréversible du module d'Young lors du séchage en faisant un cycle séchage/imbibition.

6.6 Application à l'argilite de Tournemire

Les données expérimentales actuellement disponibles sur l'argilite de Tournemire ne permettent pas d'obtenir un jeu complet de paramètres; aussi, nous sommes amenés à faire des hypothèses qui, bien qu'elles soient naturelles, nécessiteraient d'être vérifiées :

- l'anisotropie des modules élastiques et de la perméabilité est la même que celle des déformations de retrait (les isothermes d'adsorption ne donnent que la variation de volume en fonction du potentiel) ;
- les modules élastiques sont doublés entre le potentiel nul et le potentiel -5600 J/mol ;
- les coefficients de Poisson sont constants ;
- entre les potentiels 0 J/mol et -600 J/mol , les déformations de retrait et la teneur en eau varient linéairement avec le potentiel ;
- entre les potentiels -600 J/mol et -5600 J/mol , les déformations de retrait et la teneur en eau varient linéairement avec le pF ;
- les modules élastiques varient linéairement avec la teneur en eau
- les modules élastiques obtenus par des essais classiques correspondent aux modules pour un potentiel chimique $\mu = 0$

Les isothermes d'adsorption montrent en réalité une variation bilinéaire avec le pF , donc en $\log(-\mu)$ et non pas en μ (fig. 5 p. 7). Cependant, cela n'est pas possible pour des potentiels proches de 0, le pF y étant mal défini (tableau 4.A p. 59). Ceci explique notre choix de variations linéaires avec le potentiel dans cette plage.

Identification du comportement

La loi de comportement choisie pour modéliser l'argilite de Tournemire est résumée par le tableau 6.A. Le matériau étant isotrope transverse, l'indice 1 indique la direction horizontale (parallèle à la stratification) et l'indice 2 indique la direction verticale (normale à la stratification). Pour certains calculs, une loi isotrope servira à modéliser le matériau. Les caractéristiques choisies sont donc proches de celles du comportement anisotrope (tab. 6.B).

| μ | -5600 J/mol $h = 10\%$ | évolution linéaire | -600 J/mol $h = 78\%$ | évolution linéaire | 0 J/mol $h = 100\%$ |
|----------------------|---------------------------|-----------------------|---|-----------------------|-------------------------|
| E_1 , | 54 GPa | ↘ | 40,5 GPa | ↘ | 27 GPa |
| E_2 , | 18 GPa | ↘ | 13,5 GPa | ↘ | 9 GPa |
| G_{12} , | 8 GPa | ↘ | 6 GPa | ↘ | 4 GPa |
| ν_{12}, ν_{23} | | | 0,17 0.20 | | |
| α_1 , | $-3e - 3$ | ↗ | $-1.5e - 3$ | ↗ | 0 |
| α_2 , | $-9e - 3$ | ↗ | $-4.5e - 3$ | ↗ | 0 |
| $m^{0'}$ | 700 mol/m ³ | ↗ | 5000 mol/m ³ | ↗ | 5700 mol/m ³ |
| K_1 | | | $9e - 11 \frac{\text{mol}^2 \cdot \text{s}}{\text{kg m}^3}$ | | |
| K_2 | | | $2,7e - 10 \frac{\text{mol}^2 \cdot \text{s}}{\text{kg m}^3}$ | | |

TAB. 6.A - Paramètres du comportement anisotrope

| μ | -5600 J/mol $h = 10\%$ | évolution linéaire | -600 J/mol $h = 78\%$ | évolution linéaire | 0 J/mol $h = 100\%$ |
|--------------|---------------------------|-----------------------|---|-----------------------|-------------------------|
| E | 42 GPa | ↘ | 31,5 GPa | ↘ | 21 GPa |
| ν | | | 0,18 | | |
| α_1 , | $-5e - 3$ | ↗ | $-2.5e - 3$ | ↗ | 0 |
| $m^{0'}$ | 700 mol/m ³ | ↗ | 5000 mol/m ³ | ↗ | 5700 mol/m ³ |
| K | | | $2,7e - 10 \frac{\text{mol}^2 \cdot \text{s}}{\text{kg m}^3}$ | | |

TAB. 6.B - Paramètres du comportement isotrope

Synthèse

L'identification du comportement repose essentiellement sur les isothermes d'adsorption et utilise les relations

- modules élastiques / humidité imposée ;
- déformations / humidité imposée ;
- teneur en eau / humidité imposée.

Notons que peu de modèles utilisent simultanément l'ensemble de ces données expérimentales, en particulier les deux premières relations.

L'hypothèse de réversibilité n'est qu'approximativement vérifiée. Cependant, elle est beaucoup plus réaliste que pour les sols argileux dont le comportement est fortement irréversible. De plus, nous nous bornerons à un chemin hydrique monotone de séchage à partir de l'état initial.

| α | β | γ | δ | ϵ |
|----------|---------|----------|----------|------------|
| 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.1 |
| 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 |
| 0.3 | 0.3 | 0.3 | 0.3 | 0.3 |
| 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 |
| 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 |
| 0.6 | 0.6 | 0.6 | 0.6 | 0.6 |
| 0.7 | 0.7 | 0.7 | 0.7 | 0.7 |
| 0.8 | 0.8 | 0.8 | 0.8 | 0.8 |
| 0.9 | 0.9 | 0.9 | 0.9 | 0.9 |
| 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.0 |

| α | β | γ | δ | ϵ |
|----------|---------|----------|----------|------------|
| 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.1 |
| 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 |
| 0.3 | 0.3 | 0.3 | 0.3 | 0.3 |
| 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 |
| 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 |
| 0.6 | 0.6 | 0.6 | 0.6 | 0.6 |
| 0.7 | 0.7 | 0.7 | 0.7 | 0.7 |
| 0.8 | 0.8 | 0.8 | 0.8 | 0.8 |
| 0.9 | 0.9 | 0.9 | 0.9 | 0.9 |
| 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.0 |

Chapitre 7

Aspects numériques

Introduction

L'utilisation d'une loi de comportement n'est pratique que si elle peut s'intégrer dans un logiciel de calcul, d'autant plus que la finalité de l'étude est d'étudier la désaturation autour d'ouvrages souterrains. Le logiciel de calcul thermohydrromécanique par éléments finis CASTEM2000 (Millard, 1996), développé au CEA, sera utilisé.

Rappelons les équations de comportement (5-50)

$$\varepsilon = \alpha(\mu) + \mathbf{C}^{-1}(\mu)\sigma \quad (5-50a)$$

$$\begin{aligned} m &= m^0(\mu) + \frac{\partial \mathbf{C}(\mu) : \alpha(\mu)}{\partial \mu} : \varepsilon \\ &= m^{0'}(\mu) + \frac{\partial \mathbf{C}(\mu) : \alpha(\mu)}{\partial \mu} : \mathbf{C}^{-1}(\mu) : \sigma \end{aligned} \quad (5-50b)$$

$$0 = \dot{m} + \text{div} (\mathbf{K} : [\text{grad } \mu]) \quad (5-50c)$$

Le potentiel chimique n'est pas une variable utilisée dans les logiciels de calcul. Une analogie avec la pression ou la température est donc nécessaire.

L'approche naturelle est de comparer les équations (5-50) avec les lois de la poromécanique. Sous forme incrémentale, elles s'écrivent formellement :

$$d\varepsilon = b(\mu, \sigma)d\mu + C(\mu)d\sigma \quad (7-2a)$$

$$dm = f(\mu, \sigma)d\mu + M(\mu)d\sigma \quad (7-2b)$$

Même en identifiant potentiel chimique μ et pression P , elles diffèrent des équations de la poromécanique par la dépendance des coefficients avec la pression et les contraintes.

Une autre approche consiste à identifier potentiel chimique μ et température T , apport de masse fluide m et quantité de chaleur Q . Les équations (5-50) se mettent alors formellement sous la forme

$$\varepsilon = a(T)(T - T_0) + \mathbf{C}^{-1}(T)\sigma \quad (7-3a)$$

$$Q = c_p(T)(T - T_0) + Q_0(T, \sigma) \quad (7-3b)$$

Ce sont les équations de la thermoélasticité avec des coefficients dépendants de la température et un terme source Q_0 dépendant de la température et des contraintes (il s'agit de la deuxième équation (5-50b)). C'est cette procédure qui sera utilisée pour la réalisation des calculs. Le vocabulaire spécifique aux problème thermique sera donc utilisé. Pour valider cette procédure numérique, ses résultats seront comparés à un calcul semi-analytique pour le problème de la désaturation d'une couche de sol. Le problème de la consolidation sera également traité.

7.1 Position du problème

Considérons un domaine Ω occupé par la structure étudiée. Les équations de champ vérifiées par les contraintes σ , les déformations ε , les déplacements u et la température T sont

$$\text{Équilibre mécanique} \quad \text{div}(\sigma) = 0 \quad (7-4a)$$

$$\text{Comportement mécanique} \quad \varepsilon = a(T)(T - T_0) + \mathbf{C}^{-1}(T)(\sigma - \sigma_0) \quad (7-4b)$$

$$\text{Comportement thermique} \quad Q = c_p(T)(T - T_0) + Q_0(T, \sigma) \quad (7-4c)$$

$$\text{Équation de conduction} \quad 0 = \dot{Q} + \text{div}K \text{grad}(T) \quad (7-4d)$$

$$\text{Équation de compatibilité} \quad \varepsilon = \frac{1}{2}(\text{grad} u + t \text{grad} u) \quad (7-4e)$$

$$\text{Conditions aux limites mécaniques} \quad \begin{cases} \sigma \cdot n = \Sigma^d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{m\Sigma} \\ u = u^d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{mu} \end{cases} \quad (7-4f)$$

$$\text{Conditions aux limites thermiques} \quad \begin{cases} T = T_d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{tT} \\ Q = 0 & \text{sur } \delta\Omega_{tQ} \end{cases} \quad (7-4g)$$

$\{\delta\Omega_{m\Sigma}, \delta\Omega_{mu}\}$ d'une part et $\{\delta\Omega_{tT}, \delta\Omega_{tQ}\}$ d'autre part forment une partition de $\delta\Omega$. L'évolution du chargement est traduite par la dépendance temporelle des conditions aux limites. A l'instant initial, la température est T_0 supposée uniforme. Le champ de contraintes initial est σ_0 non nul pour pouvoir prendre en compte le poids des terres.

Notons que ce type de conditions aux limites simule de manière très simple le comportement hydrique d'une surface. Imaginons une surface initialement saturée brutalement exposée à une hygrométrie imposée. Le passage du potentiel initial au potentiel imposée ne peut se modéliser que par une variation «rapide» de la valeur de la condition aux limites $T = T_d(t)$. En fait, une condition aux limites de type convection semble plus appropriée. D'après Wilson et al. (1995), le flux d'eau traversant la surface est proportionnel à la différence de potentiel. Cela signifie qu'il existe une période transitoire de mise en équilibre de la surface. Faute de données expérimentales pouvant mettre ce phénomène en évidence sur l'argilite de Tournemire, nous conserverons les conditions classiques de potentiel imposé.

7.2 Stabilité thermodynamique et numérique

Avant de chercher une approximation de la solution du problème précédemment définie, il faut s'assurer de l'existence et surtout de sa stabilité thermodynamique. En particulier, cela implique que des petites perturbations des paramètres de la loi de comportement doivent entraîner des petites perturbations de cette solution.

Il faut donc formuler le comportement de manière incrémentale. Cela revient à écrire les variations $d\mu$ et $d\sigma$ autour des valeurs actuelles μ , σ à partir des variations $d\varepsilon$, dm autour des valeurs actuelles ε et m . Afin de respecter l'ordre en $d\varepsilon$ à laquelle ces relations de comportement sont formulées, il faut utiliser les relations de comportement suivantes

$$\varepsilon = \alpha(\mu) + C^{-1}(\mu)\sigma \quad (7-5a)$$

$$m = m^0(\mu) + \frac{\partial C(\mu) : \alpha(\mu)}{\partial \mu} : \varepsilon - \frac{1}{2} \varepsilon : \frac{dC^{-1}}{d\mu}(\mu) : \varepsilon \quad (7-5b)$$

En effet, la formulation incrémentale devient alors

$$d\mu = \frac{1}{\frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon} dm + \frac{\frac{dC}{d\mu} : \varepsilon - \frac{dC:\alpha}{d\mu}}{\frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon} d\varepsilon \quad (7-6a)$$

$$d\sigma = \frac{\frac{dC}{d\mu} : \varepsilon - \frac{dC:\alpha}{d\mu}}{\frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon} dm + \left(C + \frac{\left(\frac{dC:\alpha}{d\mu} - \frac{dC}{d\mu} : \varepsilon \right)^2}{\frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon} \right) d\varepsilon \quad (7-6b)$$

Ces relations de comportement incrémentales sont associées à un potentiel d'énergie libre $\psi(d\varepsilon, dm)$

$$d\sigma = \left(\frac{\partial \psi}{\partial d\varepsilon} \right)_{\partial dm} \quad d\mu = \left(\frac{\partial \psi}{\partial dm} \right)_{\partial d\varepsilon} \quad (7-7)$$

avec

$$\psi(d\varepsilon, dm) = \frac{1}{2} \frac{1}{\frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon} dm^2 + \frac{\frac{dC}{d\mu} : \varepsilon - \frac{dC:\alpha}{d\mu}}{\frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon} d\varepsilon dm + \frac{1}{2} d\varepsilon : \left(C + \frac{\left(\frac{dC:\alpha}{d\mu} - \frac{dC}{d\mu} : \varepsilon \right)^2}{\frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon} \right) : d\varepsilon \quad (7-8)$$

soit encore

$$\psi(d\varepsilon, dm) = \frac{1}{2} d\varepsilon : C(\mu) : d\varepsilon + \frac{1}{2} \frac{\left(dm + \left(\frac{dC}{d\mu} : \varepsilon - \frac{dC:\alpha}{d\mu} \right) d\varepsilon \right)^2}{\frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon} \quad (7-9)$$

La stabilité est assurée dès que ψ est une forme quadratique définie positive, ce qui suppose donc :

$$C(\mu) > 0 \quad \text{et} \quad \frac{dm_0}{d\mu} + \frac{dC:\alpha}{d\mu} : \varepsilon = \left(\frac{dm}{d\mu} \right)_\varepsilon > 0 \quad (7-10)$$

La première inégalité de (7-10) est la restriction classique sur les modules élastiques et impose donc dans le cas isotrope

$$E(\mu) > 0 \quad \text{et} \quad -1 < \nu(\mu) < \frac{1}{2} \quad (7-11)$$

La seconde inégalité de (7-10) doit être vérifiée à chaque instant en tout point au cours d'un problème d'évolution. Notons que la condition d'inversibilité page 67 stipulait déjà que cette quantité était non nulle. Sa positivité (stricte) a une signification physique claire. Pour des déformations fixées, donc à géométrie fixée, la quantité d'eau présente dans le matériau croît lorsque le potentiel chimique de l'eau croît. Cela signifie simplement que le matériau contient de plus en plus d'eau lorsque la pression imposée de liquide est de plus en plus importante ou lorsqu'il est placé dans une atmosphère de plus en plus humide.

Dans le cas où les déformations sont fixées, la loi de conduction (5-50c) prend la forme suivante

$$0 = \left(\frac{\partial m}{\partial \mu} \right)_\varepsilon \dot{\mu} + \text{div}(\mathbf{K}(\text{grad}(\mu))) \quad (7-12)$$

Si la deuxième inégalité de (7-10) n'était pas vérifiée, cela reviendrait à ce que la perméabilité soit négative. En d'autres termes, les gradients de potentiels chimiques seraient amplifiés au lieu d'être réduits. Il est clair que cela n'est pas possible tant numériquement que physiquement.

7.3 Procédure itérative de résolution

CASTEM2000 ne possède pas de procédure prédéfinie pouvant résoudre un problème thermomécanique avec un terme source de chaleur $Q_0(T, \varepsilon)$ qui dépend du champ de contraintes et du champ thermique tel qu'il apparaît dans (7-4c). En revanche, CASTEM2000 peut résoudre ce problème lorsque le terme source est donné a priori.

Supposons que $Q_0(T, \varepsilon)$ est «petit», négligeable en première approximation. Le système (7-4) ainsi modifié est résoluble par CASTEM2000, la solution $T^0(t), Q^0(t), \sigma^0(t), \varepsilon^0(t), u^0(t)$ vérifie :

$$\text{Équilibre mécanique} \quad \text{div}(\sigma^0) = 0 \quad (7-13a)$$

$$\text{Comportement mécanique} \quad \varepsilon = a(T^0)(T^0 - T_0) + C^{-1}(T^0)(\sigma^0 - \sigma_0) \quad (7-13b)$$

$$\text{Comportement thermique} \quad Q^0 = c_p(T^0)(T^0 - T_0) \quad (7-13c)$$

$$\text{Équation de conduction} \quad 0 = \dot{Q}^0 + \text{div}K \text{grad}(T^0) \quad (7-13d)$$

$$\text{Équation de compatibilité} \quad \varepsilon^0 = \frac{1}{2} (\text{grad}u^0 + t\text{grad}u^0) \quad (7-13e)$$

$$\text{Conditions aux limites mécaniques} \quad \begin{cases} \sigma^0 \cdot n = \Sigma^d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{m\Sigma} \\ u^0 = u^d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{mu} \end{cases} \quad (7-13f)$$

$$\text{Conditions aux limites thermiques} \quad \begin{cases} T^0 = T_d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{tT} \\ Q^0 = 0 & \text{sur } \delta\Omega_{tQ} \end{cases} \quad (7-13g)$$

Cette solution «à l'ordre »0 est une approximation de la solution du problème réel. Pour évaluer l'erreur commise, il faudrait avoir une estimation du terme négligé $Q_0(T, \varepsilon)$. Il suffit pour cela d'utiliser la solution du problème approché : $Q_0(T, \varepsilon) \approx Q_0(T^0, \varepsilon^0)$. Pour obtenir une solution «à l'ordre 1», il suffit d'intégrer ce terme source dans le système. On obtient alors une

nouvelle solution $T_1(t), Q^1(t), \sigma^1(t), \varepsilon^1(t), u^1(t)$ vérifiant

$$\text{Équilibre mécanique} \quad \text{div}(\sigma^1) = 0 \quad (7-14a)$$

$$\text{Comportement mécanique} \quad \varepsilon = a(T^1)(T^1 - T_0) + C^{-1}(T^1)(\sigma^1 - \sigma_0) \quad (7-14b)$$

$$\text{Comportement thermique} \quad Q^1 = c_p(T^1)(T^1 - T_0) + Q_0(T_0, \varepsilon_0) \quad (7-14c)$$

$$\text{Équation de conduction} \quad 0 = \dot{Q}^1 + \text{div} K \text{grad}(T^1) \quad (7-14d)$$

$$\text{Équation de compatibilité} \quad \varepsilon^1 = \frac{1}{2} (\text{grad} u^1 + t \text{grad} u^1) \quad (7-14e)$$

$$\text{Conditions aux limites mécaniques} \quad \begin{cases} \sigma^1 \cdot n = \Sigma^d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{m\Sigma} \\ u^1 = u^d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{mu} \end{cases} \quad (7-14f)$$

$$\text{Conditions aux limites thermiques} \quad \begin{cases} T^1 = T_d(t) & \text{sur } \delta\Omega_{tT} \\ Q^1 = 0 & \text{sur } \delta\Omega_{tQ} \end{cases} \quad (7-14g)$$

Les suites $T^n, Q^n, \sigma^n, \varepsilon^n, u^n$ sont donc définies par itération de ce processus: chaque étape correspond à la résolution d'un problème thermomécanique avec prise en compte de la diffusion thermique, le terme source étant issu de l'étape précédente. Les limites éventuelles de ces suites vérifient nécessairement le système initial (7-4). Le principe de l'algorithme est donné par la figure 1. La convergence n'est bien sûr pas assurée dans le cas général.

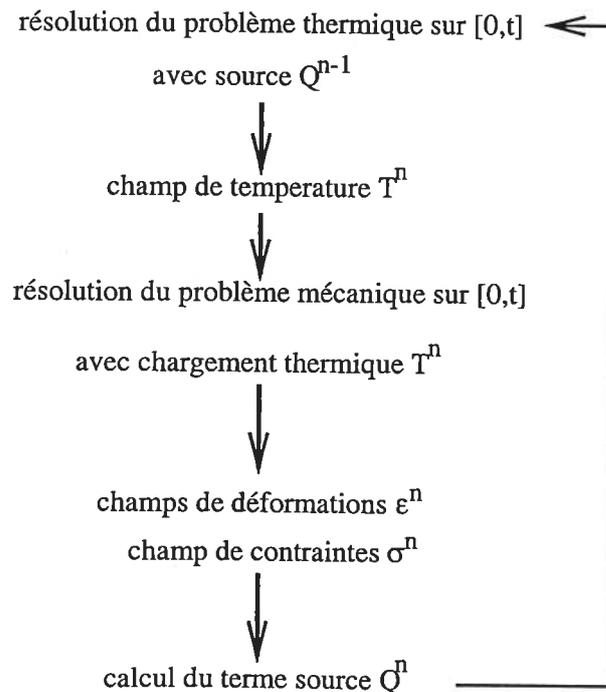


FIG. 1 – Principe de résolution d'un problème hydromécanique couplé

7.4 Désaturation d'une couche de sol

Considérons une couche de sol de profondeur $h = 10\text{cm}$, initialement sous contraintes nulles et dont le potentiel chimique de l'eau est nul. Elle est en contact avec une atmosphère dont l'hygrométrie passe de 100% à 40% en 6 mois. Cette hygrométrie est ensuite maintenue à cette valeur. On suppose alors que le potentiel chimique à la surface diminue linéairement au cours du temps de la valeur 0 à la valeur -2200J/mol sur 6 mois puis se maintient à cette valeur : c'est une approximation qui ne tient pas compte de la relation logarithmique entre l'hygrométrie et le potentiel chimique. Le flux sur la surface $z = h$ est supposé nul (figure 2).

Dans le cas d'une couche de profondeur infinie, existe-t-il un état permanent limite? Le champ de potentiel chimique devrait alors vérifier $\frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} = 0$. μ devrait être linéaire, ce qui est incompatible avec les conditions aux limites : il y a indéfiniment désaturation du demi-espace.

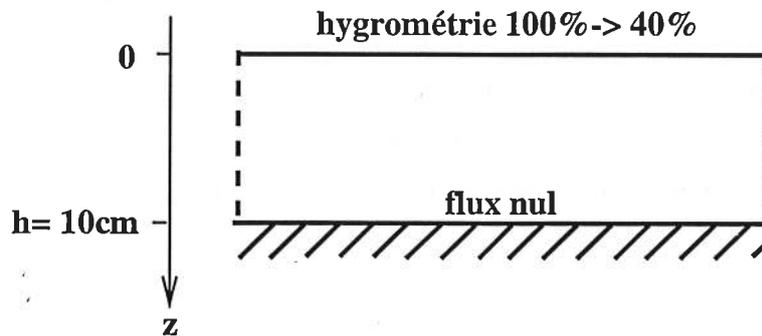


FIG. 2 - Géométrie et conditions aux limites

La géométrie particulière de ce problème permet de postuler la forme des champs mécaniques :

- $u_x = 0$, $u_y = 0$ et $u_z = u(z)$
- $\varepsilon_{ij} = 0$ $i, j = x, y, z$ sauf $\varepsilon_{zz} = \varepsilon(z)$
- $\sigma_{i,j} = 0$ $i, j = x, y, z$ sauf $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma$

La loi de comportement mécanique impose alors

$$\sigma = -\frac{E(\mu)\alpha(\mu)}{1-\nu} \quad \varepsilon = \frac{1+\nu}{1-\nu}\alpha(\mu) \quad u = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \int_z^\infty \alpha(\mu) dz \quad (7-15)$$

La loi de comportement hydrique s'écrit

$$m = m^0(\mu) - \frac{2\alpha(\mu)}{1-\nu} \frac{dE\alpha}{d\mu} \quad (7-16)$$

et la loi de diffusion devient

$$\left[\frac{dm^{0'}}{d\mu} - \frac{2}{1-\nu} \frac{d\left(\alpha \frac{dE\alpha}{d\mu}\right)}{d\mu} \right] \frac{\partial \mu}{\partial t} = K \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} \quad (7-17)$$

Le problème hydromécanique se réduit donc à la résolution d'une équation de diffusion avec un coefficient non constant, avec les conditions aux limites $\mu(0, t)$ imposé en surface et $\mu = 0$ à l'infini. À partir du potentiel chimique $\mu(z)$, il est possible de calculer les champs mécaniques et la teneur en eau.

Les valeurs utilisées pour l'application numérique sont proches des caractéristiques de l'argilite de Tournemire. Nous supposons que dans la plage de potentiel chimique située entre 0 J/mol et -5600 J/mol :

- la teneur en eau w varie linéairement entre 4% et 0,5%, ce qui correspond à une variation linéaire de $m^{0'}$ entre 5700 mol/m^3 et 700 mol/m^3 environ ;
- le module d'Young varie linéairement entre 21 GPa et 42 GPa ;
- le coefficient de Poisson vaut 0,18, il reste constant ;
- $\alpha(\mu)$ varie linéairement de 0 (état initial) à -5% , soit une variation volumique totale de $-1,5\%$;
- la perméabilité vaut $2,710^{-10} \frac{\text{mol}^2 \text{s}}{\text{kg m}^3}$.

L'équation de diffusion est résolue avec le logiciel de calcul formel Mathematica.

Les résultats de cette solution semi-analytique sont comparés avec aux résultats numériques obtenus par CASTEM2000. Le domaine est constitué par un rectangle de 10 cm de long et de 1 mm de large. Il est divisé en 100 quadrangles linéaires à 4 nœuds, qui font donc 1 mm sur 1 mm . Le calcul est effectué sur un an, le pas de temps étant de 10 jours. La figure 3 montre la rapidité de la convergence de la procédure numérique utilisée. Les courbes «Itération 1» correspondent au calcul strictement thermique. Les courbes «Itération 2» coïncident avec le résultat semi-analytique. Cette convergence très rapide ne doit pas être considérée comme une propriété générale: elle est spécifique au problème posé. De plus, le potentiel et la teneur en eau sont plus faibles pour l'itération 2 que pour l'itération 1. Cela signifie que la prise en compte du couplage accélère le processus de désaturation.

La figure 4 montre l'évolution des champs mécaniques sur 12 mois calculés par CASTEM2000. Des contraintes horizontales de tractions importantes se développent pour atteindre 70 MPa en paroi (la contrainte verticale reste bien sûr nulle). En revanche, le déplacement de la surface est faible: le tassement maximal est de 0.25 mm après 12 mois. Notons que les paramètres utilisés sont plutôt des caractéristiques d'une roche que d'un sol, il est donc normal d'avoir des résultats numériques sans aucune mesure avec la réalité. !h

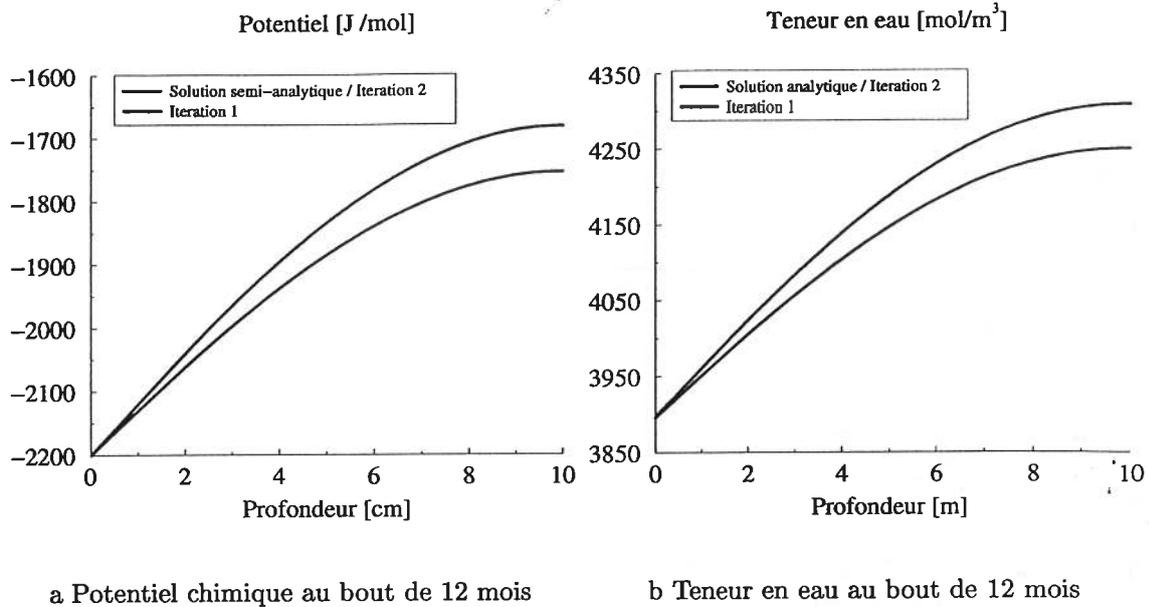


FIG. 3 – Convergence du procédé numérique

La figure 5 montre l'évolution des champs hydriques calculés par CASTEM2000. Le potentiel chimique diminue effectivement pour atteindre l'état limite $\mu = -2200 J/mol$. De même, la teneur totale en eau (liquide et vapeur) diminue au cours du temps.

Le problème traité est caractéristique d'un couplage principal mécanique \Rightarrow hydraulique. En effet, le chargement est purement mécanique. Cela signifie que la loi de comportement utilisée peut, par exemple, modéliser des effets de variations de potentiels chimiques par décompression.

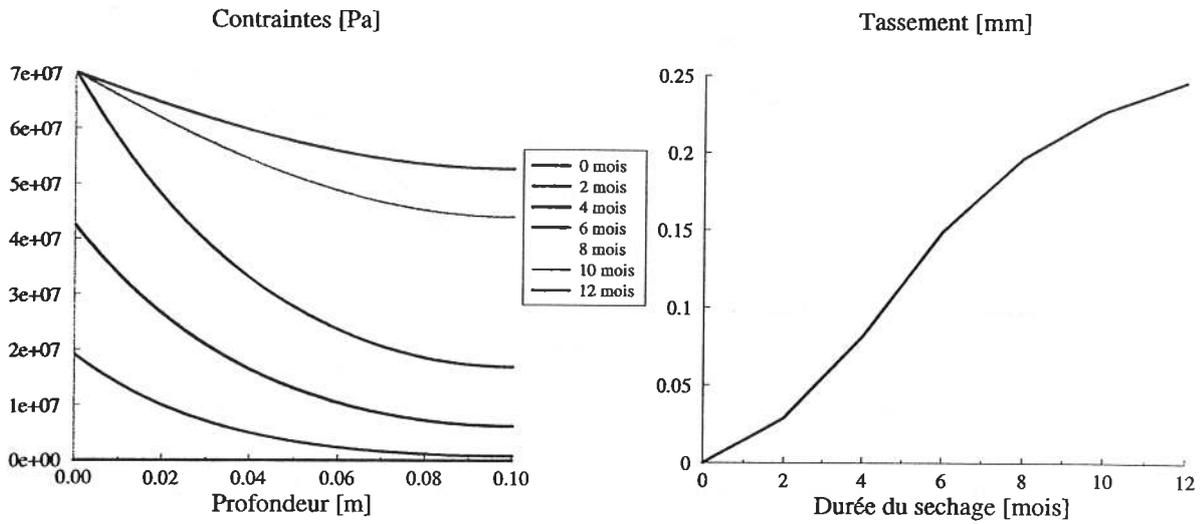


FIG. 4 - Évolution des champs mécaniques lors de la désaturation

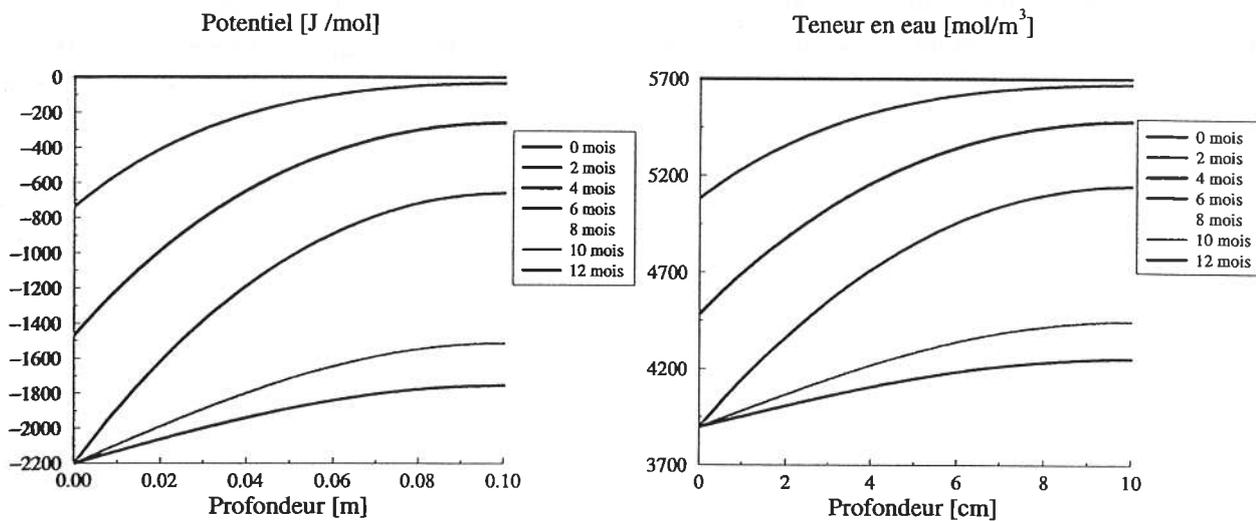


FIG. 5 - Évolution des champs hydriques lors de la désaturation

7.5 Consolidation d'une couche de sol

Considérons le problème de la consolidation de cette même couche de sol. Initialement, le potentiel chimique et les contraintes sont nulles. La pression exercée sur cette couche de sol passe de 0 bar à 10 bars en 1 jour puis maintenue à cette valeur (figure 6). L'application de la contrainte mécanique va dans un premier temps créer une surpression interstitielle (en fait une augmentation du potentiel chimique) qui se dissipe ensuite au cours du temps. Le potentiel chimique initial est uniforme et vaut $\mu_0 = 0 \text{ J/mol}$.

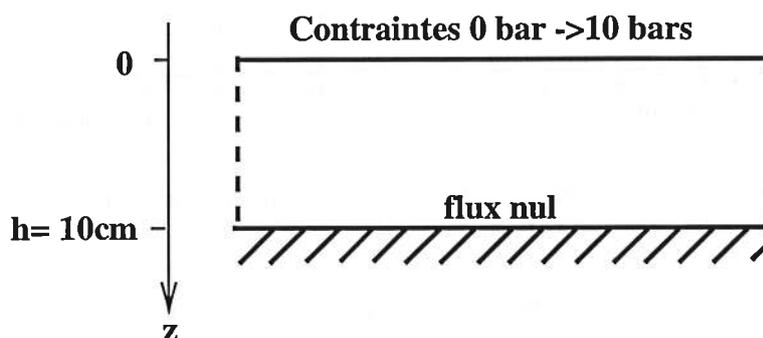


FIG. 6 – Géométrie et conditions aux limites

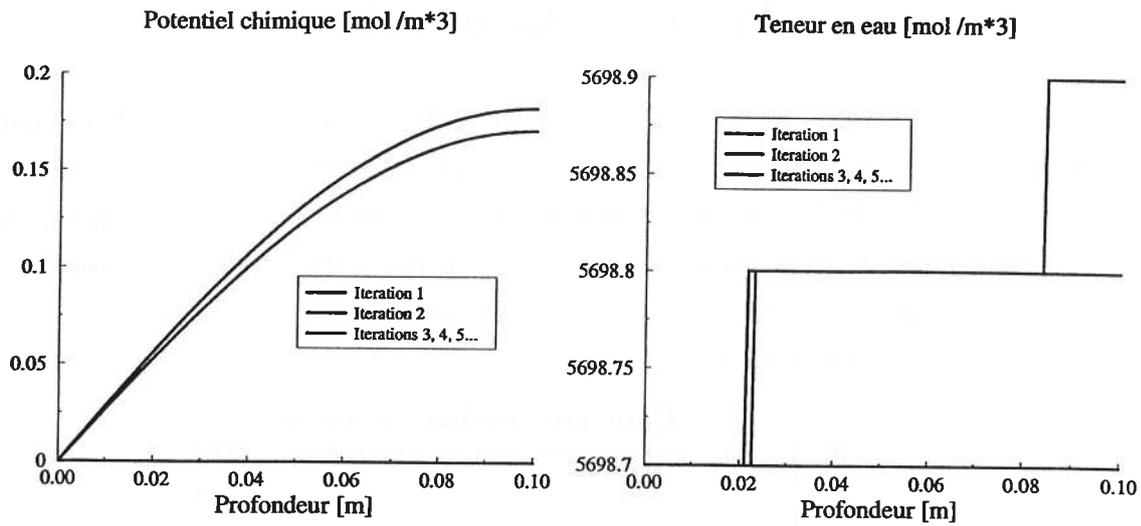
La figure 7 montre la rapidité de la convergence de la procédure numérique. L'«itération 1» correspond au calcul purement thermique. Dans la mesure où le chargement est purement mécanique, cette itération n'affecte pas les champs hydriques initiaux. La solution peut être considérée comme stable au bout de 3 itérations. Les variations de teneur en eau sont très faibles, proches de la limite de sensibilité numérique, ce qui explique l'allure particulière des résultats de la simulation.

La figure 8 montre l'évolution des champs hydriques durant 1 an. La réponse de la couche de sol peut se décomposer en une réponse instantanée où le matériau répond en conditions quasiment non-drainées et une réponse différée en conditions drainées. Cela est particulièrement marquée pour le tassement de la couche de sol, qui reste cependant très faible ($4,5 \mu\text{m}$ au bout d'un an). Ces résultats peuvent être vérifiés grâce à un calcul simple. Cette couche est soumise à une compression de $\Sigma = -10 \text{ bars}$, il est alors facile d'en déduire la valeur des contraintes horizontales σ et du déplacement de la surface u lorsque l'équilibre est atteint :

$$\sigma = \Sigma \frac{\nu}{1 - \nu} = -2,19 \cdot 10^5 \text{ Pa} \quad u = -h \frac{\Sigma}{E(\mu = 0)} \frac{(1 - 2\nu)(1 + \nu)}{1 - \nu} = 4,39 \cdot 10^{-6} \text{ m} \quad (7-18)$$

C'est ce qui est effectivement observé sur les résultats de la simulation.

La figure 9 montre que le potentiel chimique atteint un maximum vers $1,5 \text{ J/mol}$ au bout de 2 jours. Ce sur-«potentiel chimique» se dissipe graduellement durant l'année pour presque



a Potentiel chimique au bout de 12 mois

b Teneur en eau au bout de 12 mois

FIG. 7 – Convergence du procédé numérique

rejoindre le potentiel 0. L'état limite est calculable: le potentiel final est uniforme dans la couche, égal à 0.

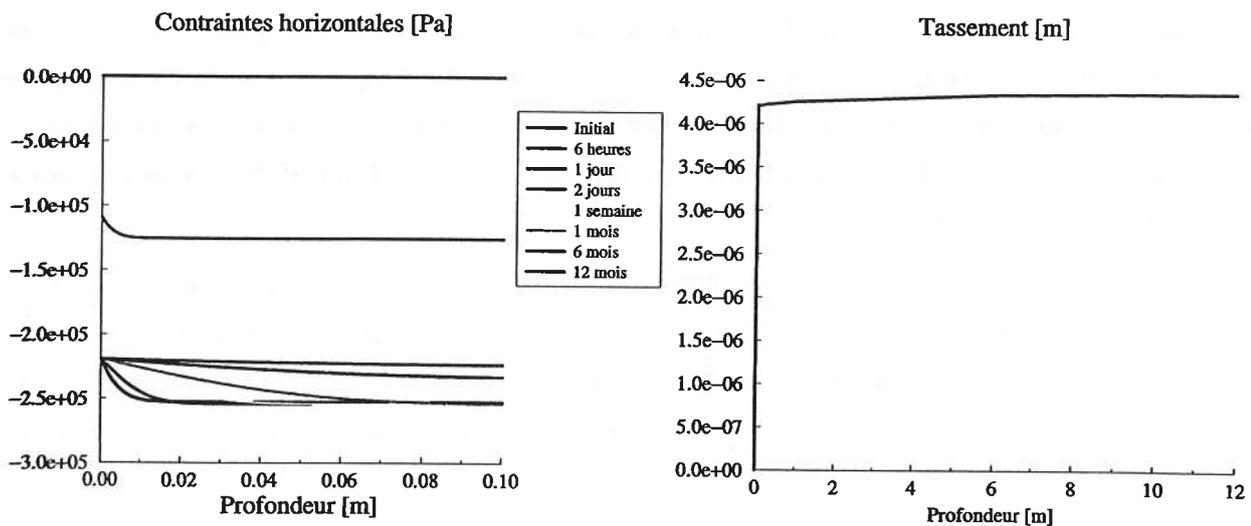


FIG. 8 – Évolution des champs mécaniques lors de la consolidation

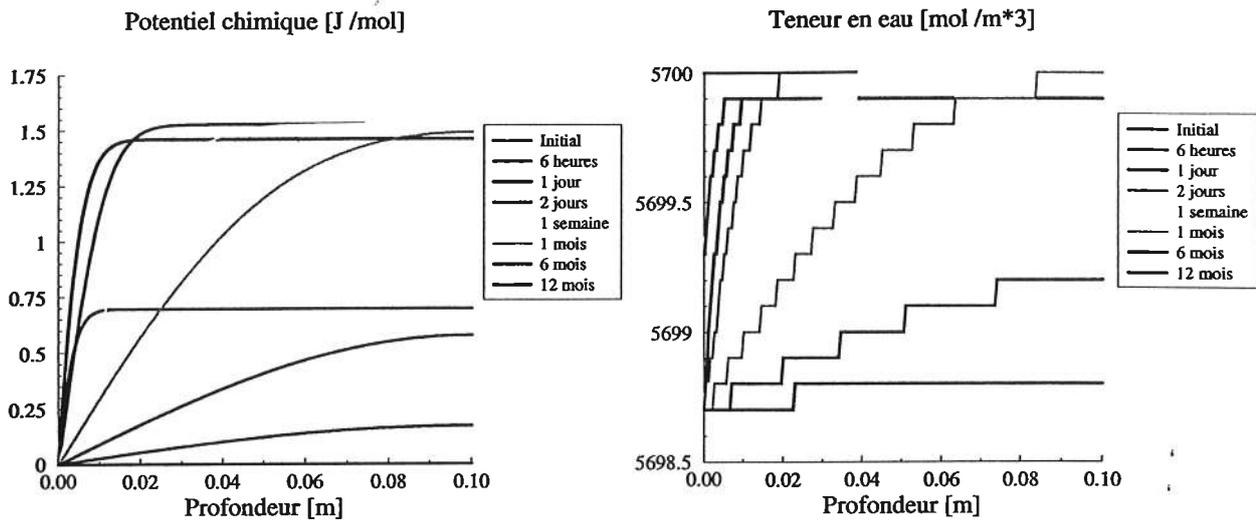


FIG. 9 – Évolution des champs hydriques lors de la consolidation

Synthèse

La procédure numérique définie dans ce chapitre s'est montrée performante pour les deux problèmes étudiés : celui de la désaturation pour lequel le chargement est purement hydrique et celui de la consolidation pour lequel le chargement est purement mécanique. Cette méthode est utilisée par souci de rapidité, il serait sans doute plus intéressant pour de futurs développements de programmer directement la loi de comportement dans un code de calcul. La convergence de cette méthode est sans doute également liée aux valeurs des paramètres du comportement de l'argilite : de manière intuitive, le problème mécanique affecte peu le problème hydrique, si bien que la solution hydrique du problème hydromécanique complet n'est pas «très éloignée» du problème hydrique seul. La validité de la procédure utilisée permet d'étudier un certain nombre de cas-tests avant d'aborder la simulation des galeries du site de Tournemire.

Synthèse de la deuxième partie

Les phénomènes microscopiques d'hydratation et de séchage des matériaux argileux sont tout à la fois complexes et variés. S'il peut exister des modèles théoriques reliant des données microscopiques comme la capacité d'échange cationique et des données sur échantillons comme les isothermes d'adsorption, il est difficile de les utiliser en pratique. En revanche, l'approche thermodynamique permet :

- de se placer d'emblée à l'échelle de l'échantillon tout en tenant compte des équilibres et processus microscopiques ;
- de décrire de manière unifiée le comportement du milieu saturé et non saturé.

De plus, elle permet de définir plus précisément comment l'échelle microscopique est reliée au comportement de l'échantillon. En effet, la loi de comportement ne semble pas intégrer dans les paramètres les données comme la CEC, la porosité, la surface spécifique. En fait, ces données apparaissent dans les relations des modules élastiques et de la teneur en eau avec le potentiel chimique. Ces relations sont obtenues expérimentalement à l'échelle de l'échantillon. Rien dans la théorie proposée n'explique pourquoi on observe une rigidification et une perte d'eau lors du séchage : il s'agit uniquement d'un constat expérimental. Pour comprendre l'origine de ces phénomènes, il faut descendre à l'échelle microscopique : c'est là qu'interviennent les variables microscopiques déjà citées. On peut d'ailleurs remarquer que le degré de saturation fait partie de ces variables microscopiques.

L'approche thermodynamique est naturelle pour étudier les évolutions réversibles car, dans ce cas, les variables d'état se réduisent aux variables cinématiques, qui se déduisent naturellement de la description de la transformation géométrique d'un «petit» volume de milieu poreux. En revanche, le choix des variables destinés à décrire les irréversibilités du comportement n'est pas dicté par la modélisation. Deux attitudes sont possibles : définir ces variables internes à l'échelle de l'échantillon, comprendre et modéliser les phénomènes microscopiques pour identifier les sources de dissipation. En tous les cas, elles nécessitent toutes deux une bonne maîtrise expérimentale.

La généralité de l'approche thermodynamique ne doit pas occulter l'hypothèse implicite quant au comportement du matériau : l'absence de réactions chimiques. L'utilisation de potentiel chimique suppose en effet que l'équilibre thermodynamique soit atteint à l'échelle microscopique de manière instantanée et non dissipatif. Cela exclut tout phénomène cinétique qui retarderait (voire empêcherait) cet équilibre. Cela exclut également toute réaction chimique, par exemple d'oxydation lors de la désaturation du matériau. Ces hypothèses relèvent de la géochimie. Elles sont implicitement formulées dans la majorité des cas. Par exemple, dans la poromécanique classique, utiliser la pression revient à supposer qu'il y a équilibre mécanique local à l'échelle microscopique au sein du fluide. Quelques travaux sur les milieux poreux réactifs existent, les réactions chimiques apparaissent dans le comportement mécanique via leur avancement (Ulm et Coussy, 1995), (Ulm, Coussy, et Bažant, 1999), (Ulm, Acker, et Levy, 1999), (Hellmich, Ulm, et Mang, 1999a), (Hellmich, Ulm, et Mang, 1999b). Dans le cas de l'argilite de Tournemire, la maîtrise expérimentale ne semble pas suffisante pour utiliser ces travaux avec profit.

Troisième partie

Impact de la désaturation sur les galeries du site de Tournemire

Introduction de la troisième partie

La résolution d'un problème mécanique de structure requiert la connaissance de :

- la loi de comportement du matériau ;
- la géométrie de la structure modélisée ;
- l'histoire du chargement appliqué.

La loi de comportement établie dans la deuxième partie de ce document décrit continuellement le comportement hydromécanique de l'argilite de Tournemire en conditions saturées et non saturées. Elle rend compte de la rigidification et du retrait du matériau lors du séchage.

Quel est l'impact de ces deux phénomènes sur un ouvrage souterrain ? Le problème du séchage d'une couche de sol (cf. section 7.4 p. 93) suggère que des tractions importantes peuvent apparaître en paroi des ouvrages. Même si cela semble cohérent avec les observations sur le site de Tournemire, il faut confirmer ces résultats pour un comportement et une géométrie plus représentatifs.

Au préalable, des calculs de séchage sont menés pour des ouvrages de géométrie simple. Ils confirment l'importance de la prise en compte du retrait et de la rigidification dans le comportement pour la résolution du problème hydromécanique. En particulier, ils montrent que les tractions sont créées par le retrait et amplifiées par la rigidification.

Une représentation plus fidèle du site réel doit intégrer l'anisotropie du matériau, la géométrie tridimensionnelle du front de taille et la non linéarité du comportement. Les calculs sont donc menés avec le code de calculs par éléments finis CASTEM2000, développé au Commissariat à l'Énergie Atomique. En front de taille, les contraintes de tractions sont plus fortes dans la direction verticale que dans la direction horizontale. Cela est cohérent avec l'orientation subhorizontale de la fissuration de retrait : elle suit la stratification du matériau qui constitue la direction de plus grande faiblesse.

Ces fissures de retrait en front de taille possèdent la propriété remarquable d'être régulièrement espacées d'environ 20 cm. Un calcul élastoplastique ou avec endommagement ne permet pas de retrouver facilement cette propriété. La plasticité et l'endommagement traduisent

à l'échelle de l'échantillon (quelques *cm*) une fissuration microscopique (quelques *mm* voire quelques μm) sans aucune mesure avec la fissuration observée sur le site (quelques *dm*). Les fissures sont donc explicitement intégrées dans la modélisation et leur propagation est modélisée avec la théorie de la rupture fragile.

L'espacement régulier des fissures peut s'expliquer de la façon suivante. Autour d'une fissure, les contraintes sont réduites dans une zone d'autant plus grande que la fissure est longue. Quelles que soient les conditions de chargement, une deuxième fissure se trouvant dans cette zone ne sera que peu chargée et se propagera difficilement. Si un réseau de fissures parallèles se propageant sous l'action d'un chargement, les zones de décharge des contraintes de chaque fissure finissent par se recouvrir : cela signifie qu'elles se gênent les unes les autres dans leur progression. En fait, certaines d'entre elles vont être «sacrifiées» au profit d'autres qui restent actives. Le réseau va alors voir augmenter l'espacement entre ses fissures et tend naturellement à être périodique. Les notions de stabilité et de bifurcation permettent de replacer cette interprétation intuitive dans un cadre théorique précis.

Chapitre 8

Désaturation autour d'ouvrages simples

Une loi de comportement hydromécanique des argilites a été établie dans les chapitres précédents. Elle diffère d'une loi de comportement strictement mécanique par :

- des déformations hydriques s'ajoutant aux déformations mécaniques classiques et dépendant du potentiel chimique de la solution interstitielle ;
- une dépendance des modules élastiques avec le potentiel chimique de la solution interstitielle.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier des cas-tests afin d'obtenir quelques indications sur l'influence de la prise en compte du couplage hydromécanique.

Tout d'abord, l'influence du retrait et de la rigidification du matériau est étudiée. Pour cela, les problèmes de désaturation d'un demi-espace infini et d'un tunnel circulaire sont traités, en prenant en compte le retrait seul, la rigidification seule puis les deux phénomènes simultanément.

Localement, toute surface suffisamment régulière peut être assimilée à son plan tangent si bien que la désaturation est, dans un premier temps, analogue à celle d'un espace semi-infini. Cela n'est valable qu'au début du phénomène : la forme réelle de la structure influe de plus en plus au fur et à mesure que la désaturation progresse. Cette différence joue-t-elle un rôle dans les conditions proches de celles prévalant sur le site ? Pour le savoir, trois ouvrages de géométrie différente sont testés : un demi-espace, un tunnel circulaire et un ouvrage sphérique. Ils sont soumis au même chargement et sont constitués du même matériau.

Deux sections dont la géométrie correspond à celle des galeries de Tournemire sont ensuite étudiées. La première représente une section «loin» du front de taille, la seconde représente approximativement la section du front de taille. Les calculs sont effectués pour un matériau isotrope et pour un matériau isotrope transverse.

Dans le site de Tournemire, l'hygrométrie varie si bien que le chargement hydrique est cyclique avec une période d'un an. Il est logique de s'attendre à une désaturation progressive du massif modulée par ces variations saisonnières. Pour le vérifier, la désaturation d'un ouvrage cylindrique soumis à un tel chargement cyclique est étudiée.

8.1 Influence du retrait et de la rigidification

Cas du demi-espace

La désaturation d'un espace semi-infini et celle d'une couche de sol sont décrites par les mêmes équations, excepté la condition de flux nul qui est rejetée à l'infini (cf.7.4). Elles sont rappelées ici :

$$\sigma = -\frac{E(\mu)\alpha(\mu)}{1-\nu} \quad (8-1a)$$

$$\varepsilon = \frac{1+\nu}{1-\nu}\alpha(\mu) \quad (8-1b)$$

$$u = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \int_z^\infty \alpha(\mu) dz \quad (8-1c)$$

$$0 = \left[\frac{dm^{0'}}{d\mu} - \frac{2}{1-\nu} \frac{d\left(\alpha \frac{dE\alpha}{d\mu}\right)}{d\mu} \right] \frac{\partial \mu}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} \quad (8-1d)$$

$$\mu(z=0, t) \text{ imposé} \quad (8-1e)$$

$$\mu(z, 0) = \mu_0 \quad (8-1f)$$

$$0 = \lim_{z \rightarrow +\infty} \frac{\partial \mu}{\partial z} \quad (8-1g)$$

La résolution de ce problème hydromécanique se réduit à celle de l'équation de diffusion (8-1d), effectuée ici à l'aide du logiciel de calcul formel MATHEMATICA. La connaissance du profil de potentiel chimique permet ensuite de déterminer l'ensemble des champs hydriques et mécaniques. Les calculs ont été effectués dans quatre situations différentes :

- pas de retrait ($\alpha = 0$) ni de rigidification (E constant) ;
- retrait sans rigidification ;
- rigidification sans retrait ;
- retrait et rigidification.

Désaturation d'autour d'ouvrages simples

Les paramètres du comportement varient de la façon suivante entre les potentiels chimiques 0 et -5600J/mol :

- $\alpha(\mu)$ varie linéairement de 0 à $-0,5\%$;
- $E(\mu)$ varie linéairement de 21GPa à 42GPa ;
- $m^{0'}$ varie linéairement de 5700mol/m^3 à 700mol/m^3 .

Le potentiel de la surface passe de $\mu_0 = 0\text{J/mol}$ à -2200J/mol en 6 mois. Ces valeurs seraient proches des caractéristiques de l'argilite de Tournemire.

La figure 1 montre les profils des différents champs hydriques au bout de 6 mois de désaturation pour les quatre situations précédemment définies. Les champs hydriques (potentiel chimique, teneur en eau) sont identiques (à la précision numérique près) quelle que soit l'hypothèse sur le retrait et la rigidification. L'existence d'un couplage hydromécanique modifie la vitesse de diffusion de la phase fluide (cf eq. (8-1d)) : en pratique, avec le jeu de paramètres utilisé, cette vitesse est inchangée. La zone hydriquement affectée s'étend sur une vingtaine de centimètres.

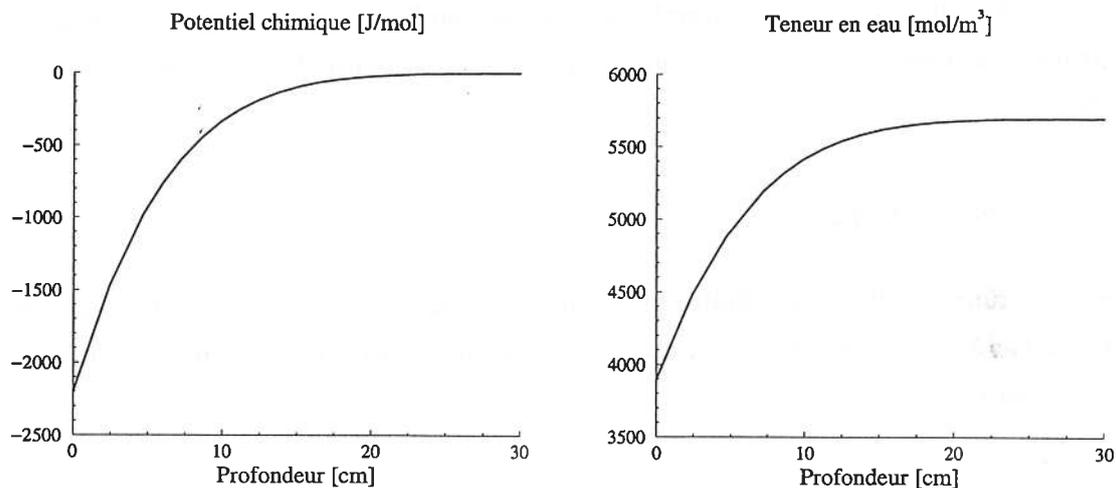


FIG. 1 – Champs hydriques après 6 mois de désaturation (demi-espace)

En revanche, les champs mécaniques sont fortement influencés par l'existence du couplage hydromécanique (figure 2). Si le couplage hydromécanique est négligé, les déformations et les contraintes restent nulles. En l'absence de retrait ($\alpha = 0$), ces champs sont également nuls. En présence de retrait, des contraintes de tractions apparaissent (50MPa en paroi) amplifiées par la rigidification (70MPa). Des déformations de retrait apparaissent également, de l'ordre de $-3 \cdot 10^{-3}$, qui ne sont pas influencées par la rigidification.

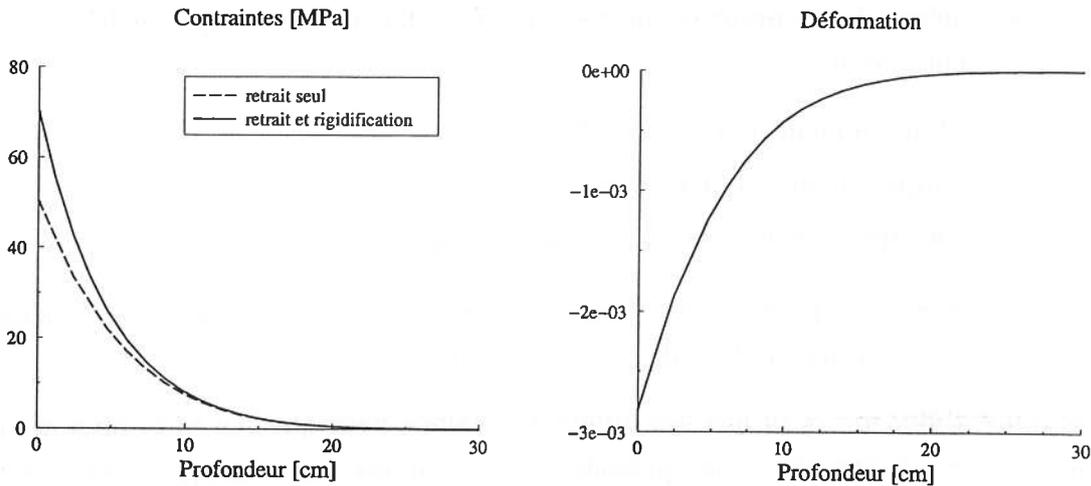


FIG. 2 – *Champs mécaniques après 6 mois de désaturation (demi-espace)*

Les différents profils correspondent à 6 mois de désaturation. Que se passe-t-il à très long terme? Existe-t-il un régime permanent? L'équation de diffusion (8-1d) montre que, dans un tel régime, $\frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} = 0$ ce qui est incompatible avec les conditions aux limites. La désaturation se poursuit donc indéfiniment. Une zone de plus en plus importante du demi-espace se retrouverait en traction.

Cas du tunnel circulaire

Considérons un tunnel circulaire infini construit dans un massif infini. Le rayon du tunnel vaut $R = 2m$. Le massif est soumis à une compression géostatique $P_e = 6MPa$. Les conditions aux limites sont :

$$\sigma_{rr}(r = +\infty) = 0 \quad \sigma_{rr}(r = R) = P_e \quad (8-2)$$

Il s'agit donc d'un problème en variations de contraintes. Pour obtenir le champ de contraintes total, il faut ajouter la compression $-P_e \underline{1}$. Le calcul est effectué dans l'hypothèse des déformations planes. Initialement, le potentiel de l'eau est uniforme dans le massif et égal à μ_0 . La paroi du tunnel est soumise à une hygrométrie imposée donc un potentiel imposé $\mu_1 < \mu_0$, ce qui entraîne une désaturation du massif.

Le comportement du matériau est très simplifié selon les deux états suivants :

- un état humide caractérisé par un module d'Young $E_2 = 21 GPa$

- un état sec caractérisé par un module d'Young $E_1 > E_2$ et un retrait volumique $3\alpha_1 = -1,5\%$

$e = \frac{E_1}{E_2} > 1$ traduit l'amplitude de la rigidification lors de la désaturation. Le coefficient de Poisson ν n'est pas affecté par la désaturation, il vaut 0,18.

La désaturation du massif se traduit par l'apparition et le développement d'une zone dans laquelle le matériau, initialement humide, se retrouve à l'état sec. Son extension est caractérisée par un rayon de désaturation R_d , ce qui permet de définir le paramètre adimensionnel $\rho = \frac{R_d}{R}$. Pour $r \geq R_d$, le matériau est dans son état humide. Deux zones (1) et (2) sont donc définies (cf fig. 3) dans lesquelles les caractéristiques du matériau élastique isotrope sont données par le tableau 8.A.

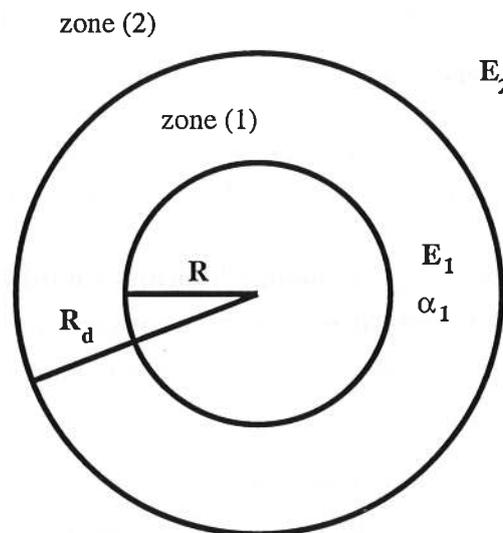


FIG. 3 - Problème simplifié

| | localisation | module d'Young | déformation de retrait |
|----------|--------------|----------------|------------------------|
| zone (1) | $r \leq R_d$ | $E_1 = eE_2$ | $\alpha \leq 0$ |
| zone (2) | $r \geq R_d$ | E_2 | 0 |

TAB. 8.A - Caractéristiques du matériau

À cause de la géométrie particulière de ce tunnel, seules les composantes σ_{rr} (renotée σ_r), $\sigma_{\theta\theta}$ (renotée σ_θ) et σ_{zz} sont non nulles. De même, le déplacement se limite à sa composante radiale u . Enfin, toutes ces variables ne dépendent que du rayon r . L'équation d'équilibre et la compatibilité des déformations amènent à une équation différentielle, dont l'intégration fait apparaître quatre constantes déterminées par :

- la condition à l'infini : $\sigma_r(+\infty) = 0$
- la condition en paroi : $\sigma_r(R) = P_e$

- la continuité de la contrainte radiale en R_d : $\sigma_r(R_d^-) = \sigma_r(R_d^+)$
- la continuité du déplacement en R_d : $u(R_d^-) = u(R_d^+)$

La contrainte orthoradiale totale $\Sigma_\theta = \sigma_\theta - P_e$ en paroi est alors :

$$\Sigma_\theta(R) = -2 \frac{P_e + \frac{e\alpha E_2}{1-2\nu+e}}{1 - \frac{e-1}{(1-2\nu+e)\rho^2}} \quad (8-3)$$

Dans le problème strictement mécanique d'excavation (pas de retrait, ni de rigidification), les contraintes orthoradiales sont en compression. La prise en compte de la rigidification seule augmente ces compressions. La prise en compte du retrait seul crée des tractions ($\alpha < 0$). Leur influence combinée dépend du signe de $P_e + \frac{e\alpha E_2}{1-2\nu+e}$. Lors de la progression du front de désaturation (augmentation de ρ), les contraintes tendent vers la valeur limite $-2(P_e + \frac{e\alpha E_2}{1-2\nu+e})$.

L'expression de la convergence est

$$-\frac{u(R)}{(1+\nu)R} = \frac{P_e}{E_2} + \frac{(\rho^2 - 1)(e - 1)}{\rho^2 - \frac{e-1}{1-2\nu+e}} \left(-\frac{P_e}{eE_2} - \frac{\alpha}{1 - 2\nu + e} \right) \quad (8-4)$$

S'il n'y a pas de rigidification ($e = 1$), les champs hydriques n'influencent pas sur la convergence. Dans le cas contraire, l'effet de la désaturation sur la convergence dépend encore du signe de $P_e + \frac{e\alpha E_2}{1-2\nu+e}$. S'il est négatif, la convergence augmente et le tunnel «se ferme». S'il est positif, la convergence diminue et le tunnel «s'ouvre».

La figure 4 donne l'évolution de la convergence et de la contrainte orthoradiale en paroi avec les données numériques précisées ci-dessus. $P_e + \frac{e\alpha E_2}{1-2\nu+e}$ est négatif si bien que la convergence augmente lors de la désaturation (elle est d'environ $5mm$) et que la paroi est en traction (environ $180MPa$).

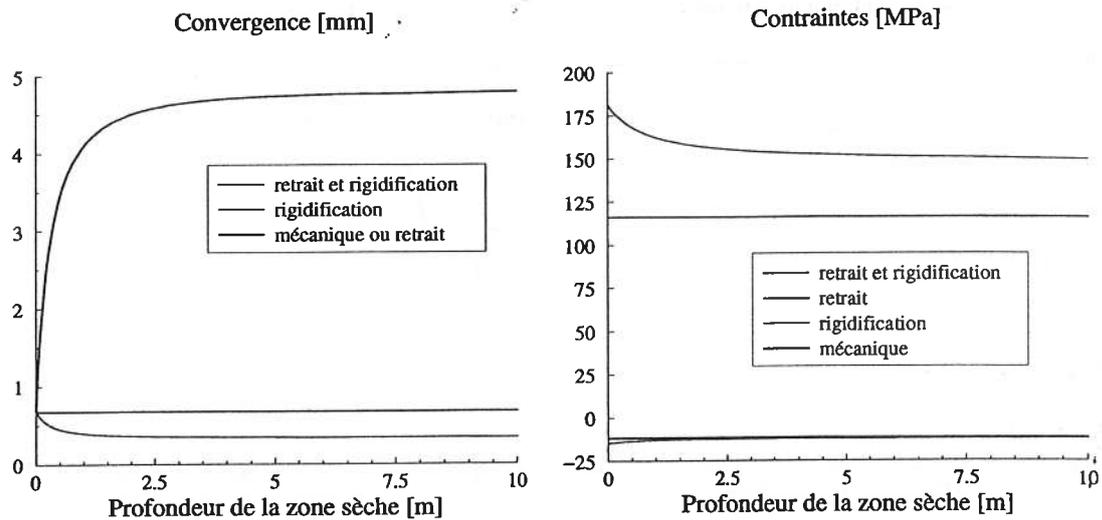


FIG. 4 – Évolution de la convergence et de la contrainte orthoradiale

8.2 Influence de la géométrie de l'ouvrage

Trois géométries d'ouvrages sont étudiées :

- un demi-espace infini ;
- un tunnel infini à section circulaire $2m$ de rayon dans un massif infini;
- un ouvrage sphérique de $2m$ de rayon dans un massif infini.

Dans les trois cas, le potentiel chimique est initialement uniforme et vaut $0J/mol$. Le massif est soumis à un champ de contraintes initial hydrostatique de compression $6MPa$. Le potentiel chimique est fixé en paroi par l'hygrométrie de l'atmosphère, qui passe de 100% à 40% en 6 mois. Pour les deux derniers ouvrages, la décompression due au creusement est modélisée par une pression fictive en paroi initialement égale à $6MPa$ et mise à $0MPa$ en 10 jours. Le matériau obéit aux lois de comportement isotropes (tableau 6.B page 85). Les différents champs mécaniques et hydriques (contraintes, déformations, potentiel chimique, teneur en eau) ne dépendent alors que de la distance à la paroi.

Les profils de potentiel chimique et de teneur en eau sont quasiment identiques pour ces trois ouvrages, la figure 5 présente donc leur profil au bout de 6 mois de désaturation dans le cas de l'espace semi-infini. La zone affectée hydriquement s'étend alors sur $25cm$ environ à partir de la paroi de l'ouvrage. Cette profondeur est faible devant le rayon de l'ouvrage sphérique et du tunnel circulaire, ce qui explique la similitude des profils entre les différents ouvrages.

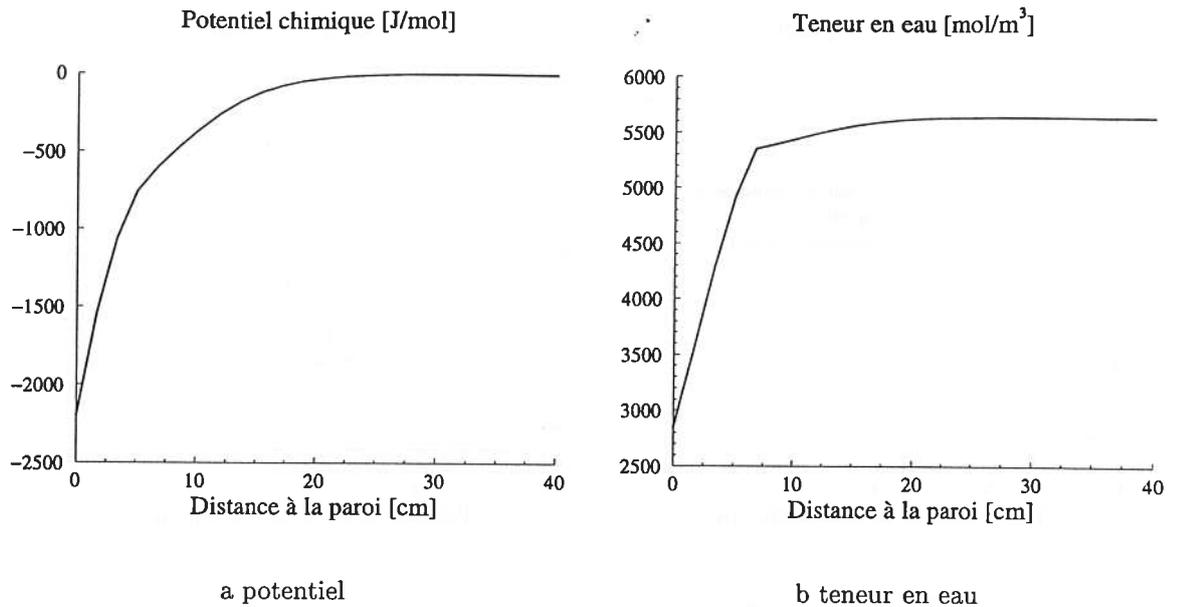


FIG. 5 – Champs hydriques au bout de 6 mois

En revanche, le déplacement (figure 6) dépend de l'ouvrage considéré :

- l'espace semi-infini subit un « tassement » de $0.4mm$;
- la convergence des ouvrages cylindrique ($0.7mm$) et sphérique ($0.4mm$) est légèrement amplifiée par la désaturation par rapport au problème purement mécanique du creusement. D'ailleurs, le déplacement maximal n'est pas obtenu à la paroi mais à l'intérieur du massif. De manière imagée, le massif se comporte comme si la zone « sèche », en se rétractant, « tirait » le reste du massif, la paroi ne bougeant presque pas.

Les profils de contraintes orthoradiales (figure 7) sont très similaires sur une vingtaine de centimètres, dans la zone « séchée ». De fortes tractions se développent, atteignant $150MPa$ en paroi. Au delà de cette zone, les contraintes sont en compression légèrement plus forte que pour le problème strictement mécanique du creusement. À $2m$ de la paroi, elles rejoignent la solution mécanique. Il semble que de faibles tractions radiales (quelques MPa) se développent en paroi (figure 7).

De manière générale, la prise en compte de la désaturation tend à créer une zone de tractions importantes en paroi de l'ouvrage. La géométrie influe peu sur le profil des contraintes, en tout cas au début du processus de désaturation. Les convergences sont plus sensibles à la géométrie de l'ouvrage, l'influence du problème strictement mécanique de creusement est plus marquée. L'effet de la désaturation est plus faible, il tend à augmenter la convergence pour les géométries étudiées.

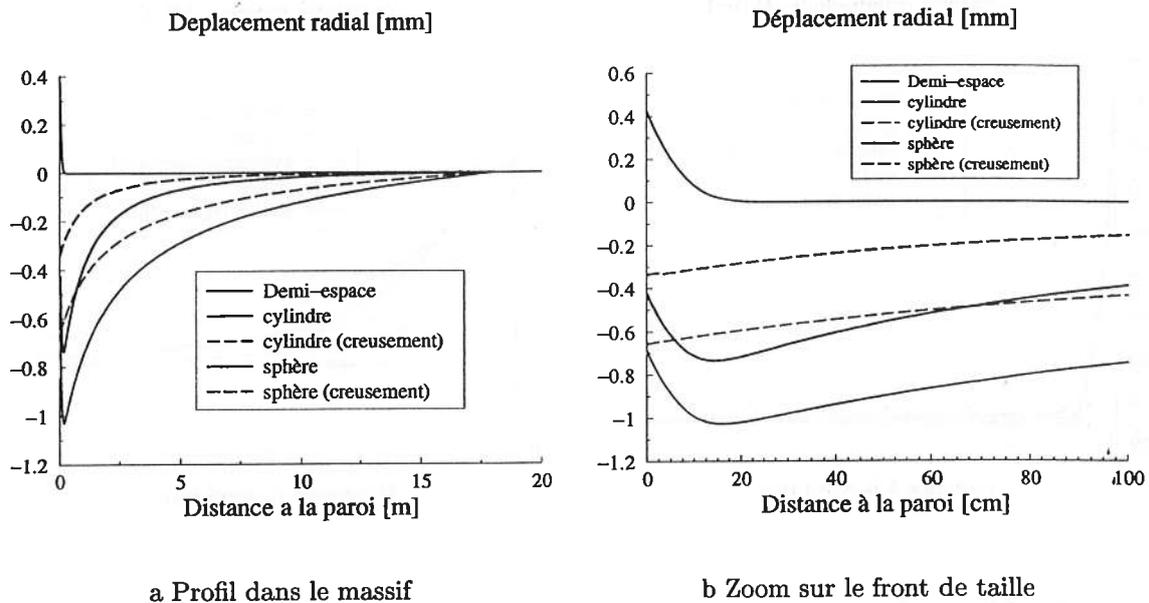


FIG. 6 – Déplacement au bout de 6 mois (les courbes en pointillés correspondent à la solution en déplacement du seul problème mécanique d'excavation sans couplage hydrique)

Quelle est l'influence à long terme des phénomènes de désaturation / resaturation ? L'examen de l'équation de conduction 5-50c montre que la désaturation se poursuit indéfiniment pour le demi-espace et le tunnel circulaire infini. La profondeur de la zone affectée devient infiniment grande. Ces deux ouvrages sont artificiels dans le sens où ils sont infiniment longs dans une ou deux directions.

En revanche, le profil de potentiel chimique atteint un régime permanent pour l'ouvrage sphérique. R est le rayon de l'ouvrage, μ_i est le potentiel chimique en paroi qui correspond à un potentiel chimique «moyen» inférieur au potentiel chimique μ_0 loin de l'ouvrage. Le profil de potentiel chimique est alors de la forme

$$\mu(r) = \mu_0 \left(1 - \frac{R}{r}\right) + \mu_1 \frac{R}{r} \quad (8-5)$$

Le potentiel chimique est la moyenne des potentiels chimiques extrêmes (en paroi et à l'infini) pour $r = 2R$. À très long terme, le massif va se trouver en traction dans une zone autour de l'ouvrage dont l'épaisseur est de l'ordre du rayon. Il s'agit d'un résultat numérique qui n'intègre pas toute la complexité d'un ouvrage réel. Il montre cependant qu'à très long terme la désaturation peut jouer un rôle important dans le comportement d'un ouvrage.

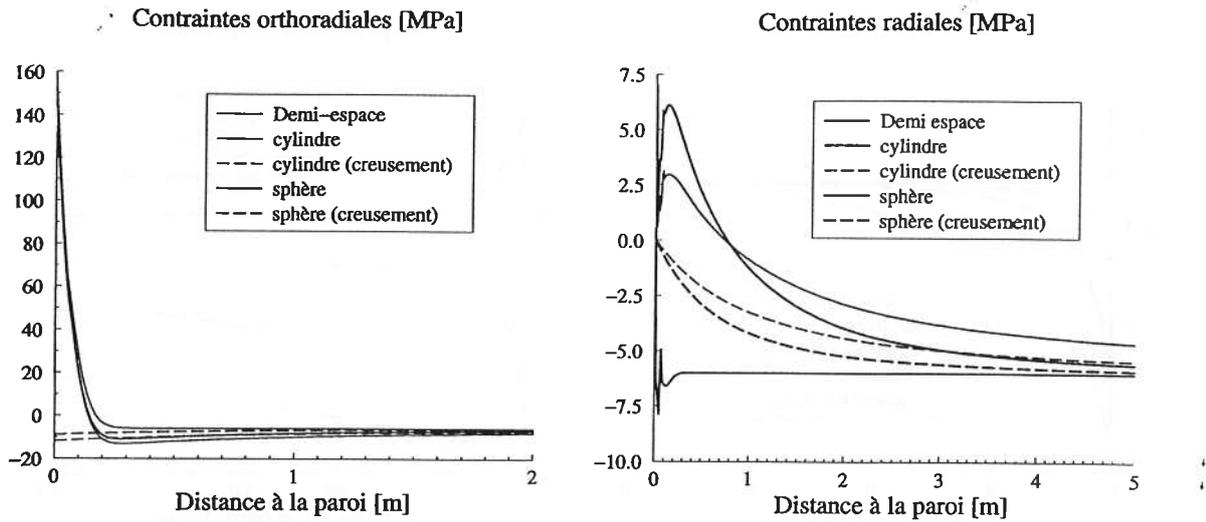


FIG. 7 – Contraintes au bout de 6 mois (les courbes en pointillés correspondent à la solution en contraintes du seul problème mécanique d'excavation sans couplage hydrique)

8.3 Sections des galeries de Tournemire

Le maillage utilisé pour modéliser une section d'une galerie de Tournemire est représentée sur la figure 8. Notons qu'il existe deux types de sections: celles qui interceptent la galerie et celles qui sont au delà du front de taille. Les premières sont «creuses» et les secondes sont «pleines», la différence étant le maillage du front de taille.

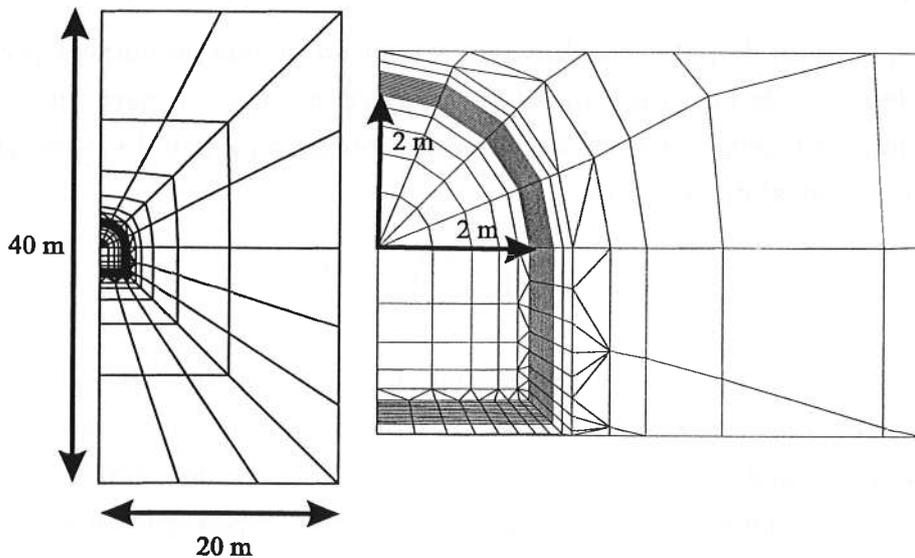


FIG. 8 – section d'une galerie de Tournemire

Le premier calcul traite de la désaturation d'une galerie infinie en déformations planes, dont la section correspond à la section «creuse». Sur le site, cela peut correspondre à une section de la galerie loin du front de taille. Le champ de contraintes initial est le champ de contraintes géostatique. Le chargement est le même que celui utilisé précédemment : seule la géométrie diffère. Les calculs sont menés avec un matériau isotrope et avec un matériau isotrope transverse, dont les modules sont données par les tableaux 6.B et 6.A.

La figure 9 donne les déformées de la paroi au bout de 2, 4 et 6 mois de désaturation. Les cas isotrope et isotrope transverse ne diffèrent que par l'amplitude plus importante des déformations dans le sens vertical. La désaturation diminue le soulèvement du radier et le rapprochement des parois résultant de l'excavation. La voûte circulaire de la galerie n'est quasiment pas affectée. De plus, la désaturation «arrondit» l'angle formé par la jonction radier-piédroit alors que l'excavation le rend plus aigu. En fait, tout se passe comme si la désaturation tendait à donner la forme la plus «circulaire» possible à la section mais cette explication semble plus appropriée au cas isotrope. Il n'est pas simple de définir une convergence pour ce type de géométrie, mais il est clair qu'il n'y a pas une simple fermeture de l'ouvrage par désaturation.

Le deuxième calcul traite d'une galerie dont la section correspond à la section pleine. Le potentiel chimique est imposé sur le front de taille. Il y a des contraintes initiales mais pas de déconfinement. Cette situation modélise approximativement la section du front de taille.

La figure 10 donne les déformées de la paroi au bout de 2, 4 et 6 mois de désaturation. Là encore, les cas isotrope et isotrope transverse ne diffèrent que par l'amplitude plus importante des déformations dans le sens vertical. Les déformations sont bien plus importantes que pour le cas précédent. Globalement, il y a une simple contraction homothétique de la paroi et la désaturation tend clairement à augmenter les convergences.

Ces différents exemples montrent que l'évolution de la convergence avec la désaturation dépend fortement de la géométrie de la galerie. Pour le site de Tournemire, en mesurant la convergence comme la variation de la distance entre le sommet et la base, on voit une diminution de la convergence avec la désaturation. Pour une section circulaire, on voit une augmentation de la convergence avec la désaturation.

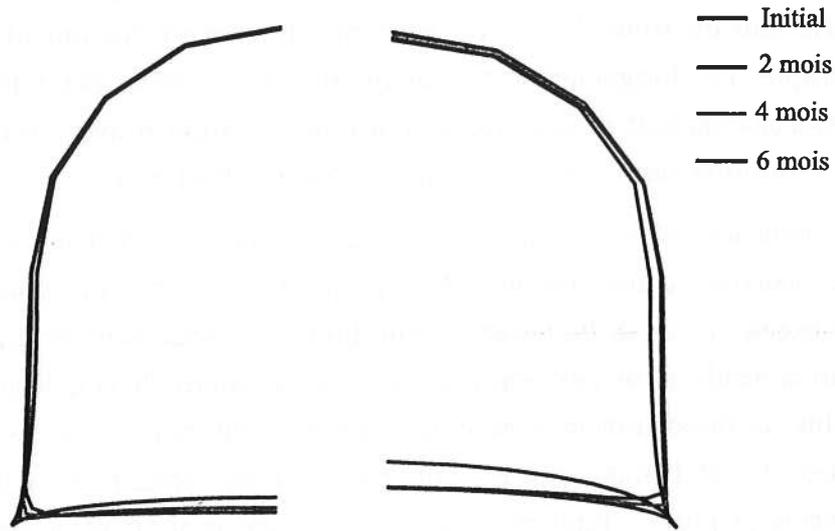


FIG. 9 - Déformées amplifiées 100 fois : la moitié gauche représente le cas isotrope, la moitié droite le cas orthotrope

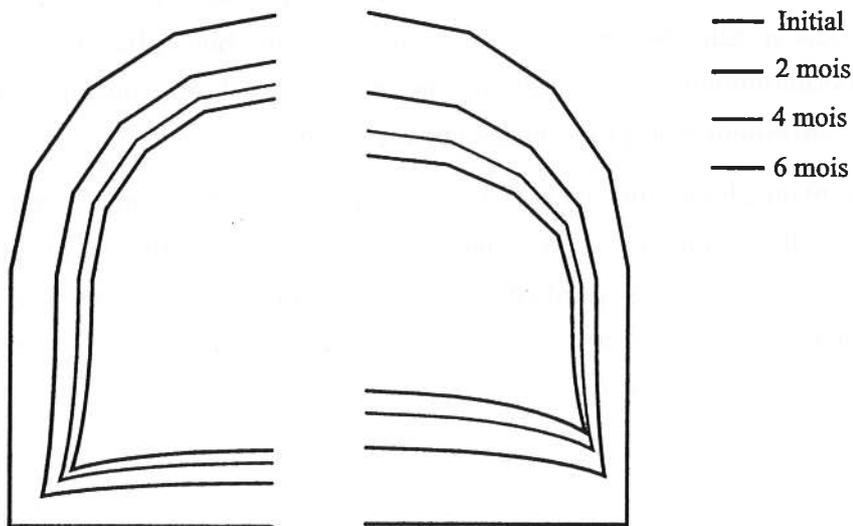


FIG. 10 - Déformées amplifiées 300 fois : la moitié gauche représente le cas isotrope, la moitié droite le cas orthotrope

8.4 Influence d'un chargement hydrique cyclique

Le site de Tournemire est soumis à des périodes successives de désaturation et de ressaturation. Les variations d'hygrométrie dans les galeries suivent, en effet, le rythme des saisons. Le maximum d'hygrométrie est atteint en été (100%) tandis que le minimum est atteint en hiver (40%). L'impact d'un tel chargement est étudié sur une galerie infinie à section circulaire dans un massif infini en déformations planes. Le déconfinement est également pris en compte.

L'évolution du déplacement radial de la paroi est représentée sur la figure 11. Il est compté négativement quand le tunnel se referme. La majeure partie de la convergence (environ 0,64mm) provient du déconfinement du massif durant les dix premiers jours. Par la suite, la convergence suit les variations saisonnières.

L'examen plus précis de ces variations montre qu'il existe une tendance globale à l'augmentation de la convergence, modulée par les variations saisonnières. De plus, les maximas et minimas de la convergence sont décalés d'un mois par rapport à ceux de l'hygrométrie imposée.

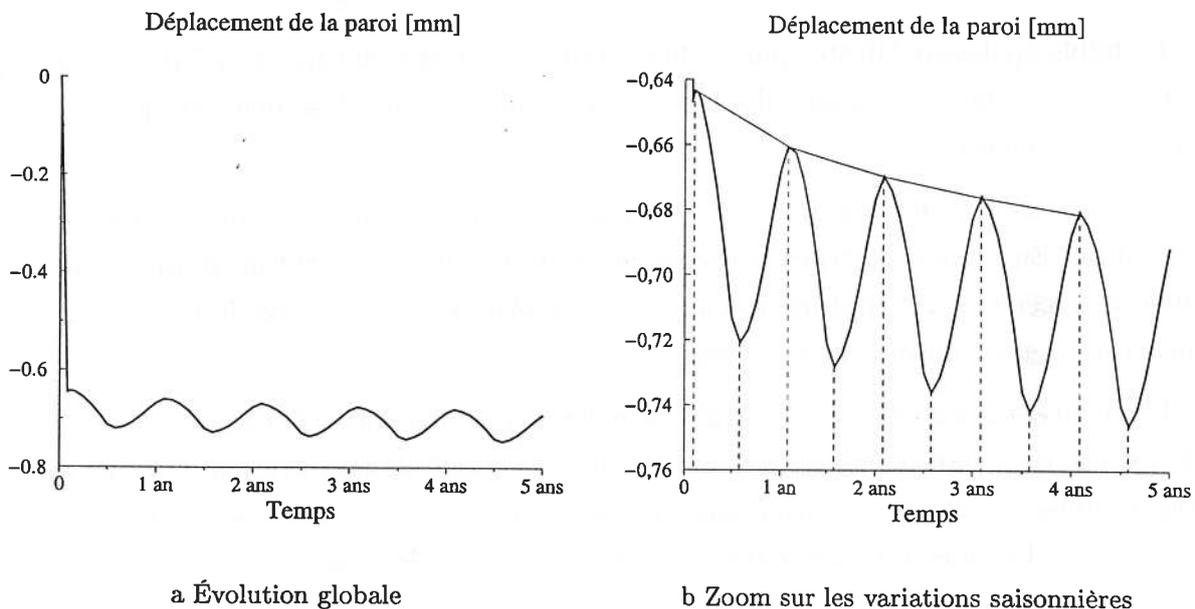


FIG. 11 - Évolution du déplacement radial sur 5 ans

Synthèse

Les exemples traités ici ne prétendent pas modéliser des situations réelles. Beaucoup de phénomènes sont ignorés: viscosité, endommagement et rupture du matériau, irréversi-

bilité des isothermes d'adsorption. Les paramètres servant aux applications numériques sont «raisonnables», dans le sens où ils sont proches des paramètres mesurés en laboratoire sur l'argilite de Tournemire. Cependant, certaines données majeures sont presque inconnues, comme la perméabilité du matériau.

Moyennant toutes ces restrictions, quelques indications sur l'influence du couplage hydro-mécanique sur le comportement d'un ouvrage peuvent être données :

- le problème hydrique est faiblement influencé par le problème mécanique ;
- la partie du massif affectée par la désaturation est localisée dans une zone de faible épaisseur autour de l'ouvrage, de l'ordre de la dizaine de centimètres ;
- des tractions importantes, de l'ordre de la dizaine ou la centaine de MPa , apparaissent en paroi des ouvrages ;
- il semble que le déconfinement explique la majeure partie des déformations et des déplacements (de l'ordre du mm), la désaturation représentant une perturbation (de l'ordre de $0,1mm$). L'action de la désaturation sur les convergences d'un ouvrage (amplification ou diminution) dépend fortement de la géométrie de cet ouvrage ;

La faible épaisseur affectée par la désaturation est fortement liée à la faiblesse de la perméabilité. Ce paramètre est particulièrement mal connu. De plus, il est peut être plus important à la paroi de l'ouvrage.

L'existence de tractions doit être interprétée comme le simple résultat numérique de la modélisation. En réalité, de telles tractions ne peuvent pas exister autour d'un ouvrage. Elles conduisent forcément à la rupture du matériau. Ces résultats peuvent expliquer une rupture du matériau par retrait autour d'un ouvrage.

Les convergences calculées peuvent sembler particulièrement faibles. Le comportement utilisé est élastique sans effets différés autres que ceux liés à la désaturation. Comme ces effets semblent faibles, le calcul des convergences correspond donc à la décompression instantanée due au creusement. De plus, les paramètres utilisés sont proches de ceux mesurés en laboratoire. La galerie Est se trouve dans une zone saine du massif tandis que la galerie Ouest traverse une zone faillée. Les convergences numériques, de l'ordre de 1 à $1,5 mm$, doivent donc être comparées aux convergences «instantanées» de la galerie Est, qui sont de $1,5$ à $2 mm$ (figure 12 p. 132).

Le couplage hydromécanique influe peu sur l'ordre de grandeur de convergence. Ce résultat numérique peut signifier que les effets différés observés sur le site de Tournemire ($5 mm$ de convergence totale pour $2 mm$ de convergence instantanée dans la galerie Est) ne sont pas le résultat de la désaturation du massif.

Chapitre 9

Désaturation autour des galeries de Tournemire

Introduction

La simplicité de la géométrie et du comportement utilisés sont loin de modéliser, même approximativement, la désaturation des galeries du site de Tournemire. En particulier, il faut prendre en compte :

- la géométrie tridimensionnelle du front de taille des galeries ;
- l'anisotropie du comportement

Une simulation tridimensionnelle est donc menée.

Les lois de comportement décrites dans le chapitre 5 seront utilisées pour modéliser le comportement du matériau. Les effets différés qui ne sont pas liés à la désaturation du massif ne sont donc pas considérés. De plus, la zone endommagée autour de l'ouvrage par le déconfinement du massif n'est pas prise en compte puisque le comportement du matériau est supposé élastique. De même, un éventuel effet d'échelle n'est pas pris en compte dans le choix des valeurs des paramètres de comportement. D'autres points, comme la présence du réseau de failles dans la galerie Ouest ou l'influence du tunnel sur le comportement des galeries, méritent d'être considérés mais ne seront pas traités ici.

L'objectif n'est donc pas de reproduire exactement le comportement réel des galeries sur le site de Tournemire mais de savoir dans quelle mesure les phénomènes de désaturation/ressaturation doivent être pris en compte. Après avoir présenté la modélisation du problème, les résultats sur les profils de potentiel chimique, de teneur en eau, de contraintes et de convergences sont étudiés. Le front de taille est plus spécifiquement examiné.

9.1 Modélisation du problème

L'hygrométrie régnant dans les galeries du site de Tournemire varie de façon saisonnière. Elle est maximale en été (100%) et minimale en hiver (40%). Suite à ce chargement hydrique cyclique, le massif, initialement saturé, connaît sans doute des périodes successives de désaturation et de resaturation. À cause de la dépendance des paramètres du comportement mécanique de la roche avec l'état hydrique, les états de contraintes et de déformations vont s'en trouver modifiés. Nous nous intéressons ici à la première phase de désaturation qui suit immédiatement le creusement du massif. C'est, en effet, durant cette phase que sera amorcée la fissuration de retrait en front de taille.

Initialement, le massif est soumis à une compression isotrope géostatique de 6MPa . Cette valeur est proche des mesures de contraintes effectuées sur le site (Rejeb, 1999). Le potentiel chimique initial dans l'ensemble du massif est 0J/mol . Cette valeur est en partie arbitraire dans la mesure où il est difficile de réaliser des mesures de pressions interstitielle *in situ*. Cependant, elle n'a que peu d'influence sur les résultats numériques.

Le potentiel chimique de la paroi de la galerie (front de taille compris) est imposé : il passe de 0J/mol (soit 100% d'hygrométrie) à -2200J/mol (soit 40% d'hygrométrie) sur 6 mois. Ce type de chargement est particulièrement simplifié puisque cela signifie que la désaturation commence en même temps au front de taille et en paroi des galeries. En réalité, le creusement des galeries n'est évidemment pas instantané si bien que la désaturation des parois commence avant celui du front de taille. Pour améliorer la modélisation, il faudrait prendre en compte l'historique du creusement. Dans le cas traité ici, une pression fictive de 6MPa est appliquée sur la paroi et le creusement se traduit par sa mise progressive à 0MPa en 10 jours.

Les champs tridimensionnels issus de la simulation numérique (contraintes, déplacements, potentiel chimique, teneur en eau) sont représentés le long d'axes caractéristiques définis dans des plans verticaux situés à différentes distances du front de taille (figure 1 et 2). Lorsque le plan intersecte la galerie, trois axes sont définis : un axe horizontal, un axe vertical ascendant et un axe vertical descendant. Lorsque le plan n'intersecte pas la galerie, deux axes sont définis : un axe vertical et un axe horizontal. De plus, un axe profond est défini : il part du front de taille et s'enfonce dans le massif.

Dans la mesure où c'est le comportement en front de taille qui est notre préoccupation majeure, la galerie sera supposée être semi-infinie dans un massif infini. D'un point de vue plus pratique, cela signifie que les dimensions de la structure maillée sont «grandes» (20m) devant la dimension caractéristique du front de taille (2m). La section de la galerie correspond à celle du site de Tournemire (figure 3). Grâce aux propriétés de symétrie de la structure, seule une moitié de galerie est modélisée. Les calculs préliminaires du chapitre précédent suggèrent que la zone

affectée hydriquement s'étend sur quelques décimètres. Cela implique qu'il faut mailler finement la structure au voisinage de la paroi pour modéliser au mieux la progression de la désaturation. La recherche d'une durée raisonnable de calcul a conduit à utiliser un maillage sans doute trop grossier mais qui permet d'obtenir les grandes tendances (figure 4) : 10564 noeuds, 9920 éléments linéaires. Les calculs sont menés avec les paramètres isotropes et anisotropes (cf tableau 6.B et tableau 6.A page 85).

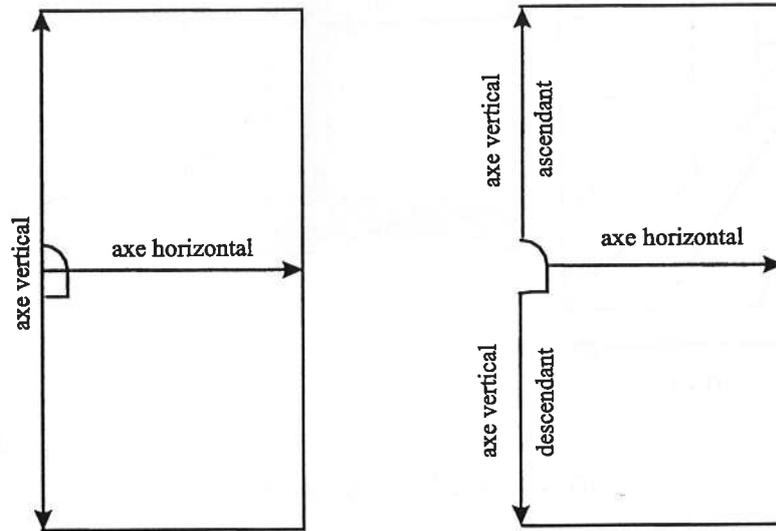


FIG. 1 - Axes verticaux et horizontaux (devant et derrière le front de taille)

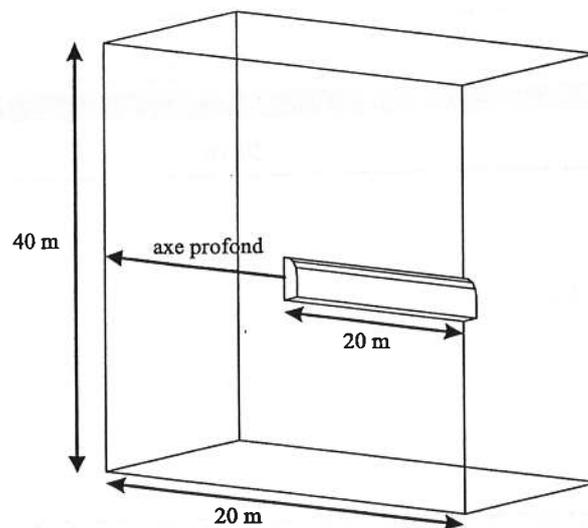


FIG. 2 - Axe profond

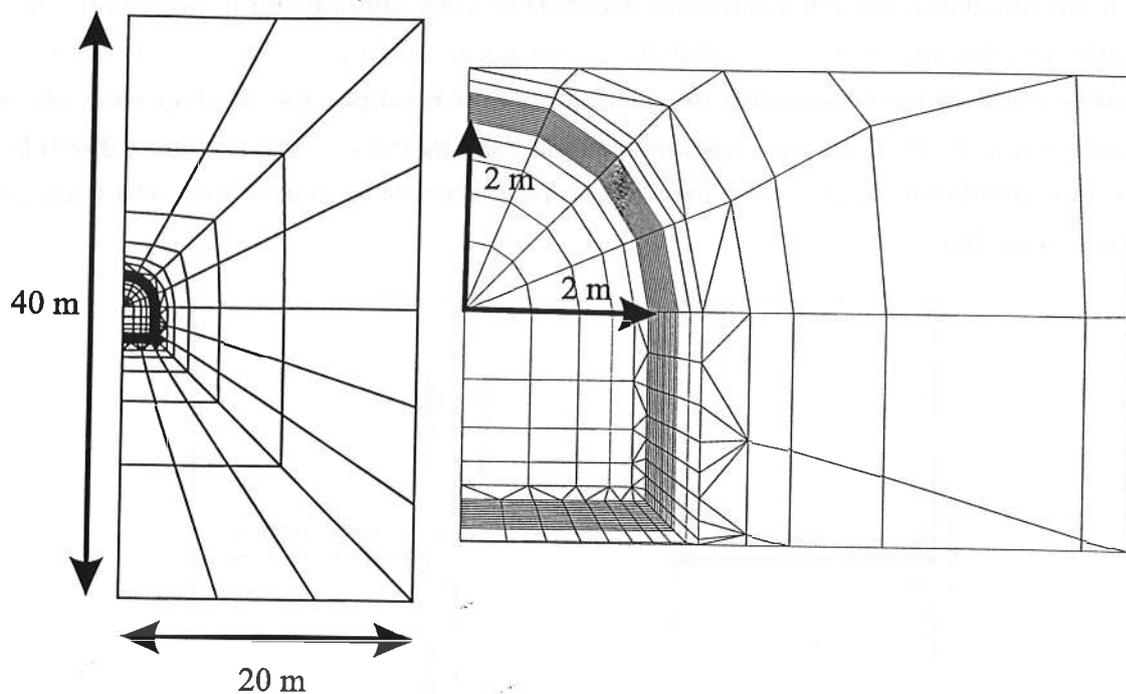


FIG. 3 - *Maillage des sections*

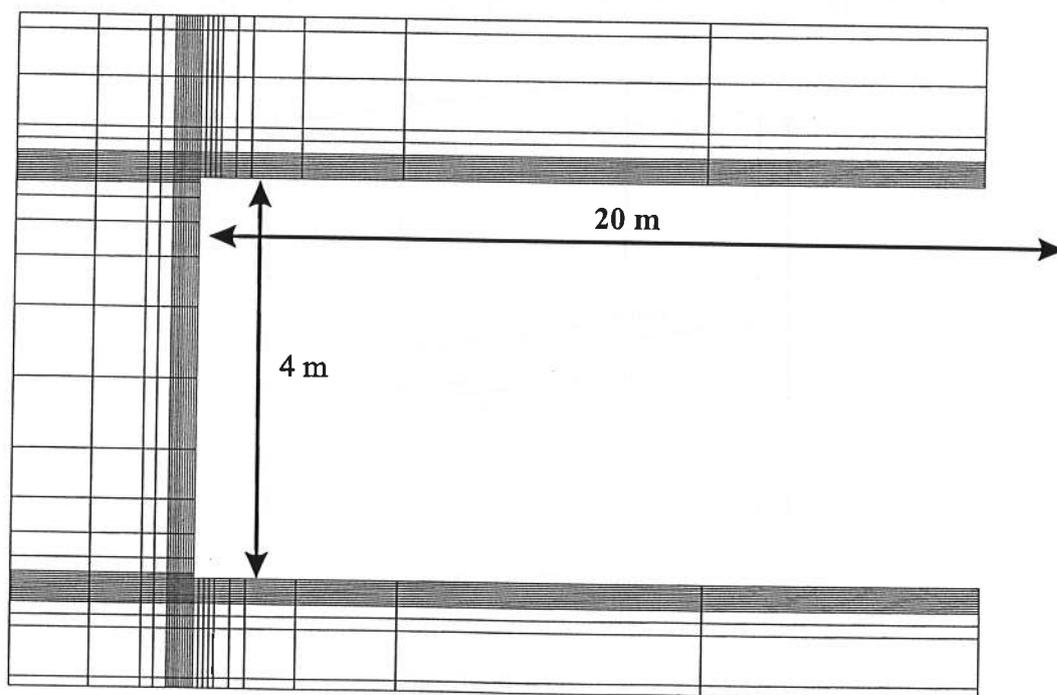


FIG. 4 - *Maillage du massif: plan de symétrie*

9.2 Convergence de la procédure numérique

La solution est obtenue lorsque la procédure itérative définie dans la section 7.3 converge. Cette convergence est vérifiée sur les profils de teneur en eau et de potentiel chimique le long de l'axe profond après 6 mois de désaturation (figures 5 et 6). La solution est obtenue avec une bonne approximation. L'écart entre deux itérations successives décroît rapidement, il est négligeable au bout de la 4^e ou 5^e itération.

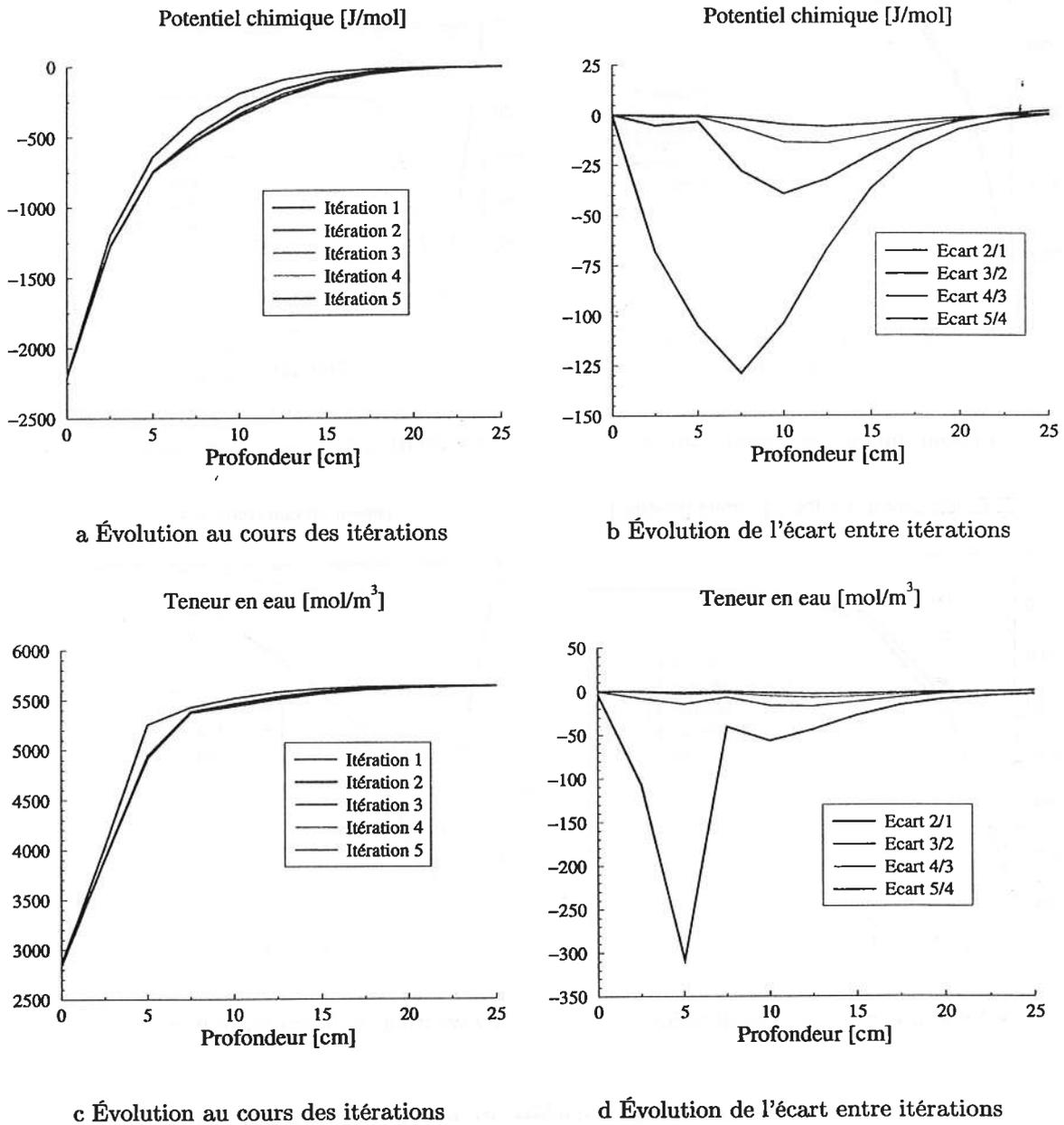


FIG. 5 – Convergence de la procédure numérique (cas isotrope)

De plus, ces profils évoluent peu au cours des itérations. Cela signifie que la prise en compte du couplage hydromécanique complet influence peu le problème strictement hydrique, dont la solution correspond à la première itération. Il tend néanmoins à diminuer la teneur en eau et le potentiel chimique sur l'axe profond. Ces remarques sont valables dans les cas isotrope et anisotrope.

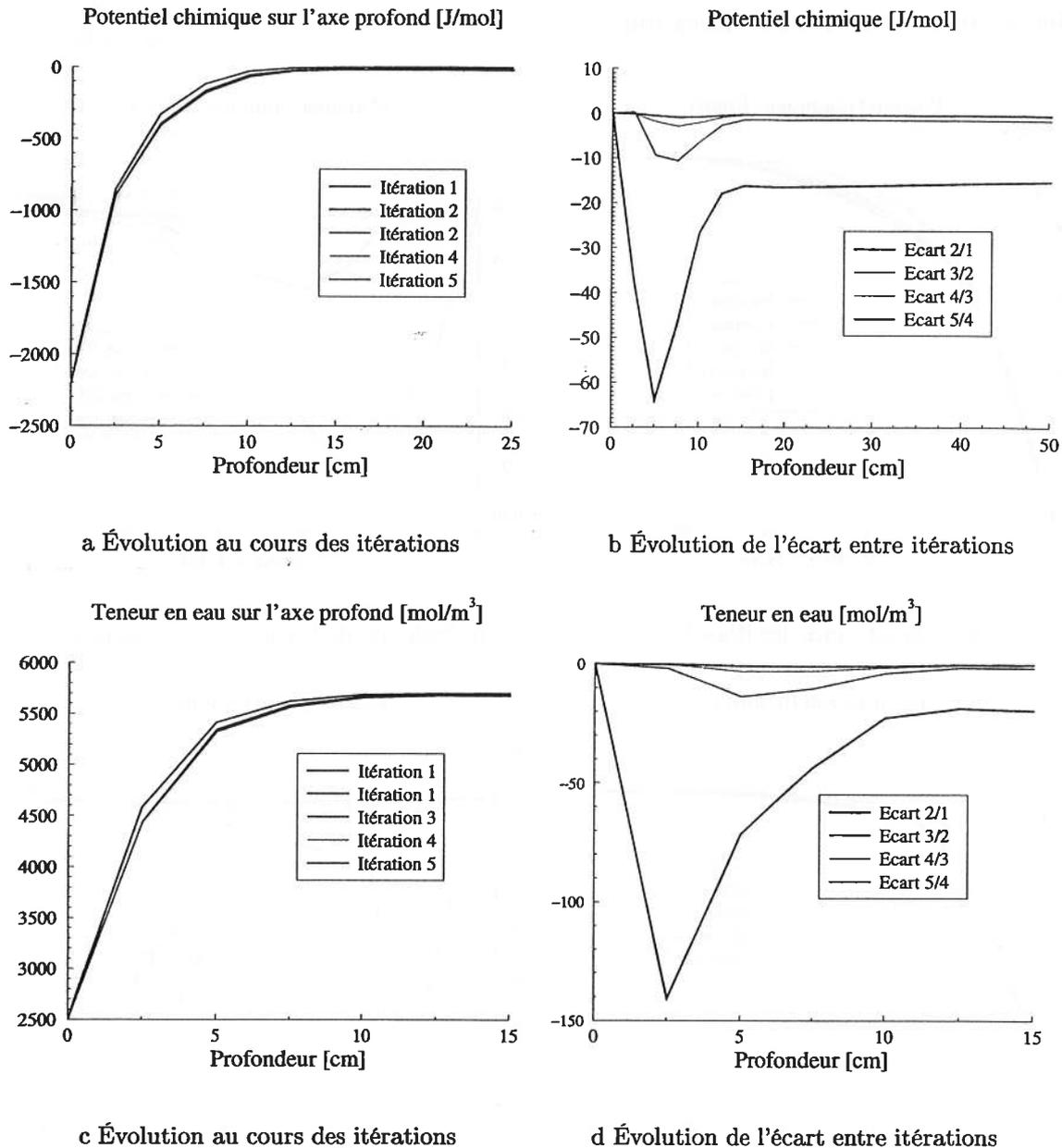


FIG. 6 – Convergence de la procédure numérique (cas anisotrope)

9.3 Potentiel chimique et teneur en eau

Pour étudier les potentiels chimiques et la teneur en eau, il est intéressant de tracer leur profil le long des axes caractéristiques précédemment définis (figures 1 et 2) et partant de la paroi de l'ouvrage. Ils pourraient différer selon l'axe choisi, à cause par exemple de l'inhomogénéité éventuelle du champ de contraintes autour de l'ouvrage. Dans le cas isotrope, ils sont quasiment tous identiques. La figure 7 montre ces profils le long de l'axe profond après 2 mois et 6 mois de désaturation.

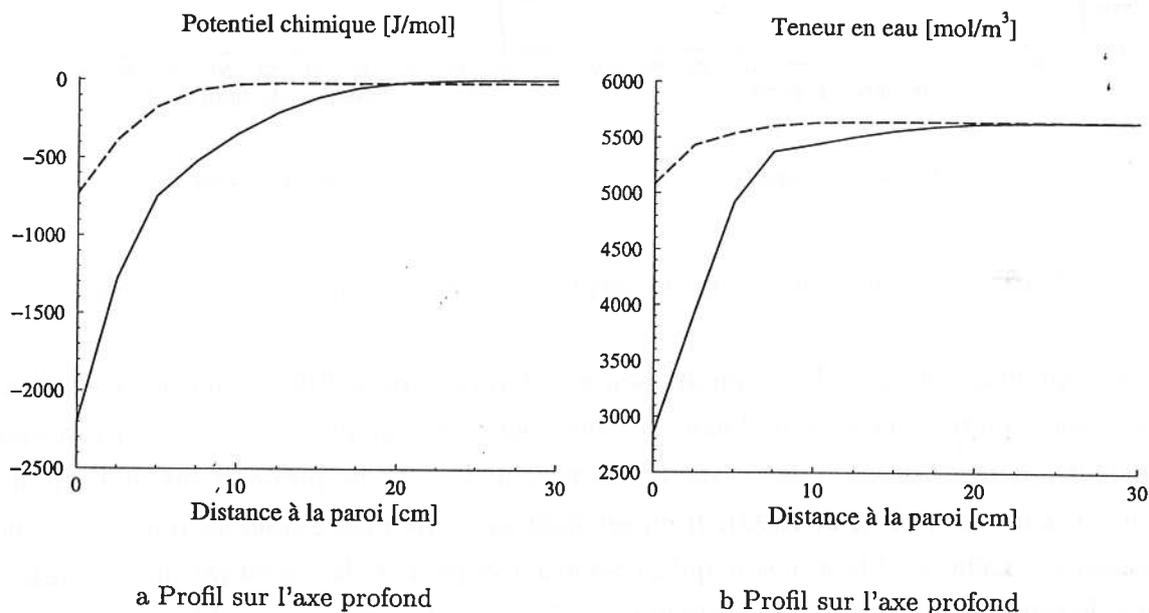


FIG. 7 - Évolution des champs hydriques dans le cas isotrope : les traits pleins correspondent à 6 mois, les pointillés à deux mois

Dans le cas anisotrope, la perméabilité du matériau, et donc la zone affectée par la désaturation, est plus importante dans la direction horizontale que dans la direction verticale. C'est effectivement ce qui est constaté numériquement. De plus, ces profils sont quasiment identiques pour l'ensemble des axes horizontaux issus de la paroi. La zone affectée par la désaturation s'étend sur 30 à 40 cm à partir de la paroi. En revanche, les profils sont en revanche plus dispersés pour les axes verticaux. La zone affectée dans le sens vertical s'étend sur une vingtaine de centimètres. Les profils extrêmes verticaux correspondent à l'axe vertical ascendant 10 cm et à l'axe vertical descendant 20 m derrière le front dans la galerie. Ces deux profils ainsi qu'un profil horizontal sont représentés sur la figure 8.

De tels résultats devraient être comparés avec des mesures de teneur en eau et de potentiel chimique sur le site. Il existe peu de techniques adaptées de mesures de la teneur en eau à cause

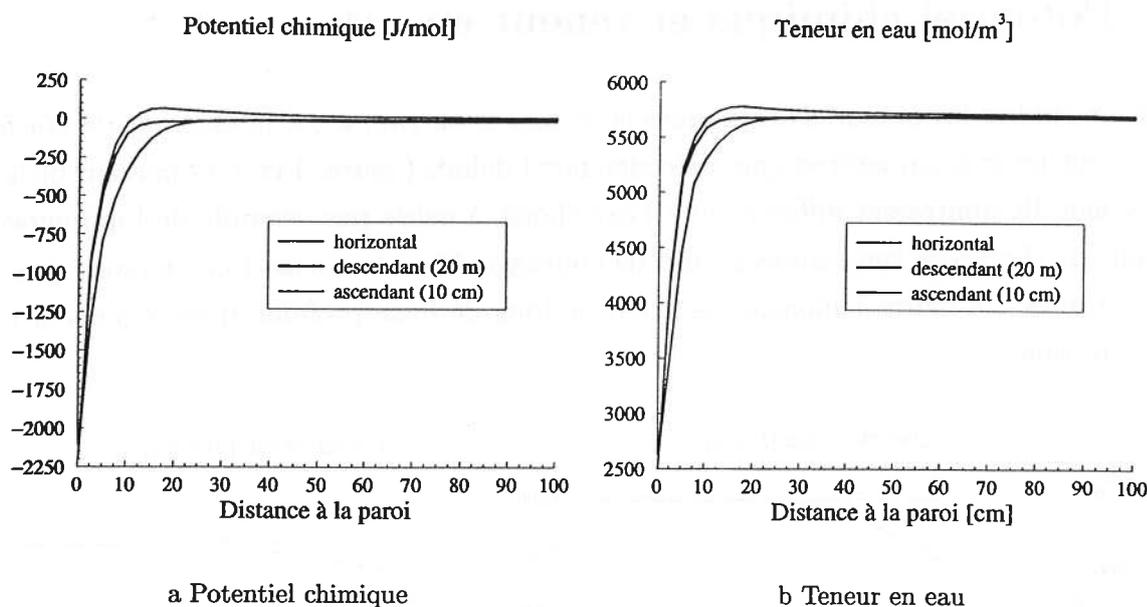


FIG. 8 – Différents profils de champs hydriques au bout de 6 mois dans le cas anisotrope

des faibles quantités en jeu. La comparaison est d'autant plus difficile que le modèle utilisé englobe l'eau liquide et la vapeur d'eau. Les propriétés mécaniques (mesurées en laboratoire) ne montrent pas de variation claire avec la position de la zone de prélèvement de l'échantillon par rapport à la paroi (Rejeb, 1999). Il en est également de même pour la teneur en eau (au sens classique). Cela semble montrer qu'un éventuel impact de la désaturation se limiterait à une zone de faible épaisseur autour de l'ouvrage. Cette analyse est compatible avec les résultats numériques obtenus ici.

9.4 Contraintes orthoradiales

Les profils de contraintes orthoradiales sont étudiés le long des axes caractéristiques partant de la paroi (figure 1 et 2).

Dans le cas isotrope, les profils de contraintes orthoradiales varient faiblement suivant l'axe considéré. La figure 9a montre les deux profils extrêmes au bout de 2 mois et de 6 mois de désaturation. Ils correspondent à l'axe profond et à l'axe ascendant 20 m derrière le front dans la galerie. Les tractions sont maximales en paroi (70 MPa après 2 mois, 150 MPa après 6 mois) et s'étendent sur une vingtaine de centimètres, ce qui correspond à peu près à la zone affectée par la désaturation. Dans cette zone, les profils de contraintes sont quasiment identiques. Cela peut signifier que ces contraintes sont essentiellement gouvernées par le problème hydrique.

Au delà, le massif est en surcompression par rapport aux contraintes géostatiques. L'étendue de cette zone en compression (1,5 m environ) ainsi que l'amplitude de ces compressions (-15 MPa au minimum) dépendent de l'axe considéré. Les contraintes géostatiques sont rejointes à environ 2 m de la paroi. Cette variation de profil avec l'axe peut signifier que l'influence du problème mécanique est plus importante au delà de la zone affectée par la désaturation.

Dans le cas anisotrope, les profils de contraintes varient faiblement pour les profils horizontaux. Les tractions s'étendent sur une quinzaine de centimètres. En revanche, ils varient plus fortement pour les profils verticaux et la zone en traction s'étend sur une dizaine de centimètres. La figure 9b montre un profil horizontal et les profils verticaux extrêmes. Malgré l'anisotropie, l'ordre des grandeurs des tractions en paroi, entre 90 et 115 MPa, est la même dans les directions horizontales et verticales.

Cela peut s'expliquer par le choix des facteurs d'anisotropie pour les modules d'Young et les déformations de retrait. Le produit « $E\alpha$ » est le même dans toutes les directions or c'est ce terme qui gouverne l'amplitude des tractions. Au delà de la zone en tractions, les contraintes peuvent être en surcompression par rapport aux contraintes géostatiques (6 MPa) : cela dépend de l'axe considéré. Dans tous les cas, les contraintes géostatiques sont rejointes à au plus 1,25 m de la paroi pour tous les profils.

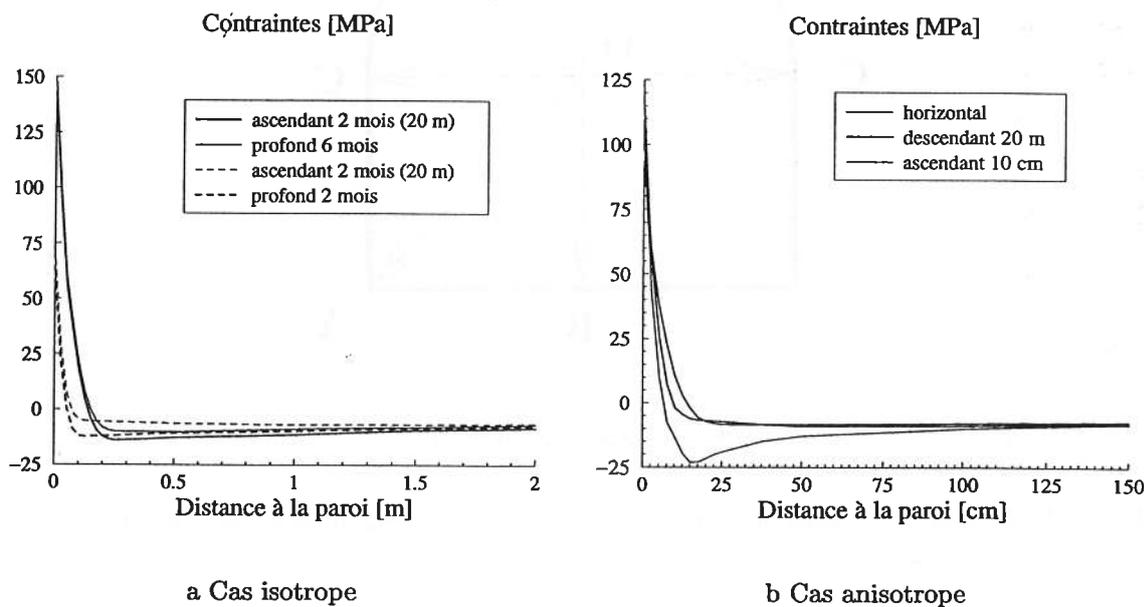


FIG. 9 - Évolution des contraintes orthoradiales : les traits pleins correspondent à 6 mois - les traits pointillés à 2 mois

De telles valeurs de contraintes ne sont sans doute pas réalistes. En particulier, les tractions sont largement supérieures à la résistance du matériau. En revanche, les profils confirment la

faible extension de la zone affectée par la désaturation. Dans cette zone, le matériau arrive jusqu'à la rupture. Il faut cependant rappeler qu'une zone endommagée par le creusement existe autour de l'ouvrage. Elle est caractérisée par une fracturation importante sur une profondeur comparable à celle affectée par la désaturation calculée numériquement.

En pratique, la désaturation touche donc un matériau déjà endommagé mécaniquement. Ses propriétés de transfert sont sans doute différentes du matériau sain. De plus, la désaturation tend peut-être à ouvrir la fracturation existante plutôt qu'à en créer de nouvelles.

9.5 Convergences

Les convergences sont calculées entre des points spécifiques de différentes sections situées à diverses distances du front de taille (figure 10). Le point O sera considéré comme étant le centre de la section considérée.

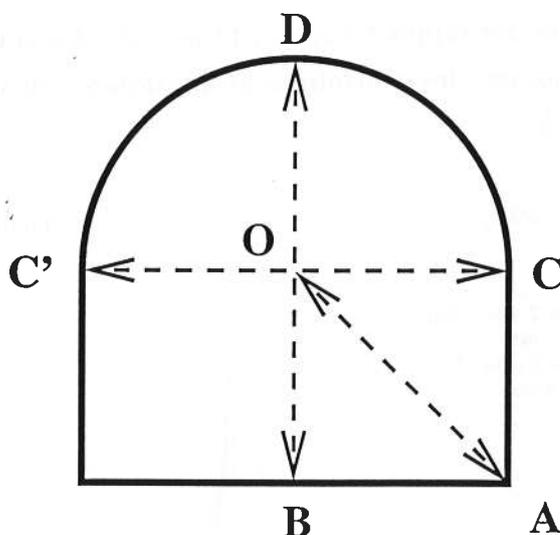


FIG. 10 – *Convergences*

Elles ont été calculées avec les caractéristiques du matériau isotrope (figure 11a) et du matériau anisotrope (figure 11b).

Lors du creusement d'un tunnel, les convergences sont plus importantes loin du front que près du front. En revanche, la désaturation (cf. chapitre précédent) produit des convergences plus importantes au front de taille que loin du front. Ces tendances contradictoires se retrouvent sur l'évolution des convergences au cours de la désaturation. Dans le cas isotrope, la convergence est minimale une vingtaine de centimètres avant le front de taille. Les convergences verticales (BD) et horizontales (CC') sont identiques (environ 1,5 mm loin du front). La désaturation

tend à diminuer légèrement ces convergences. En revanche, elle tend à augmenter fortement la convergence diagonale (OA) qui double entre 2 et 6 mois passant de 0,5 mm à 1 mm. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus précédemment dans l'étude «bidimensionnelle» des sections de Tournemire.

La convergence (BD) est plus importante dans le cas anisotrope que dans le cas isotrope. Elle est également bien plus importante que les convergences (CC') et (OA) : 4,5 mm contre 1 mm environ. Cela est cohérent avec l'anisotropie de comportement du matériau. De plus, lors de la désaturation, les convergences (BD) et (OA) augmentent légèrement tandis que la convergence (CC') diminue.

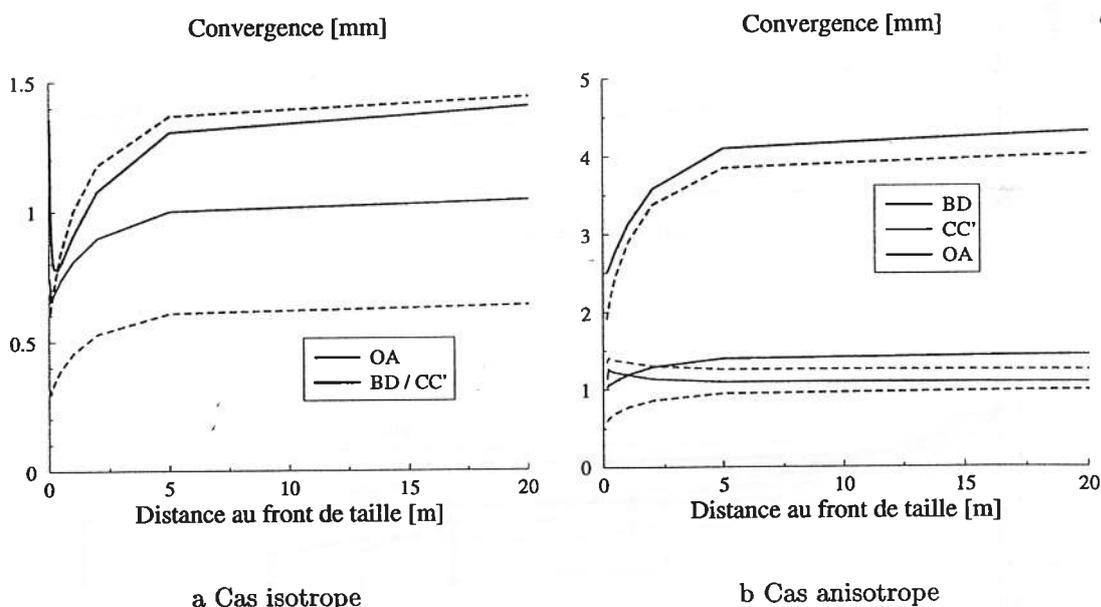
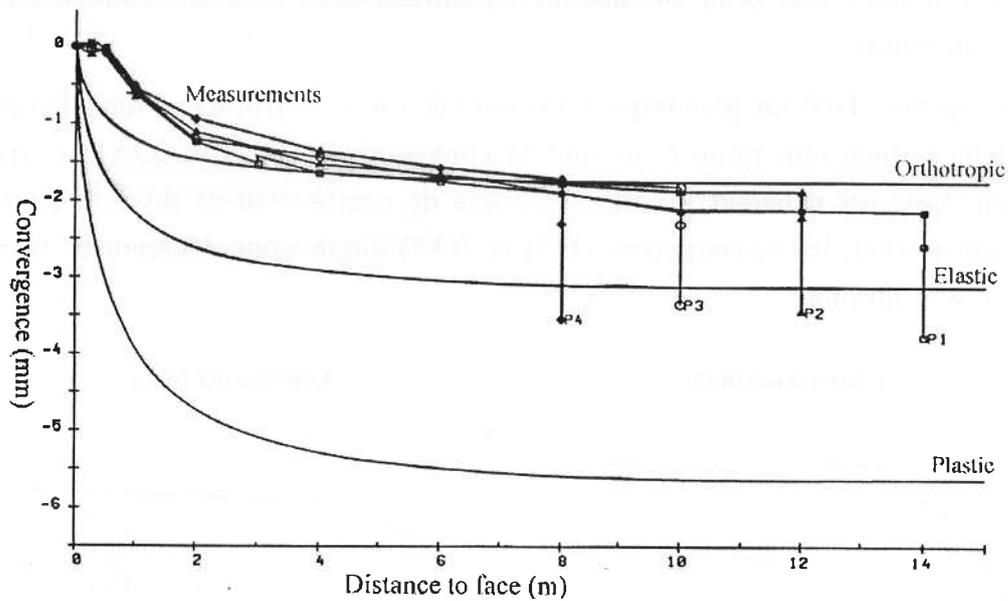


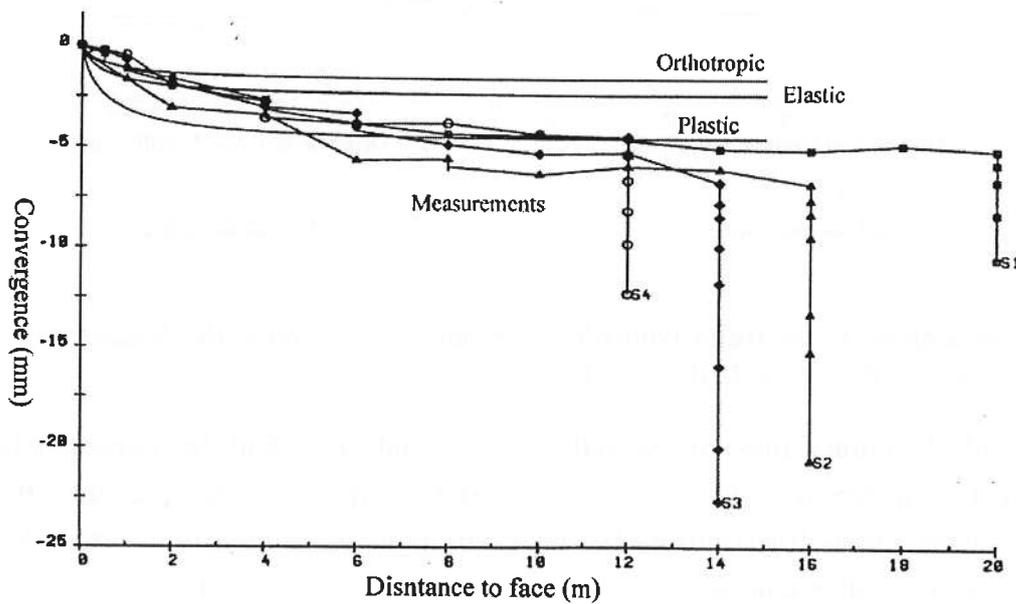
FIG. 11 - Convergences : les traits pointillés correspondent à 2 mois de désaturation, les traits pleins correspondent à 6 mois de désaturation

Ces résultats numériques correspondent à un matériau dont les caractéristiques sont proches de celles mesurées en laboratoire. Le modèle utilisé ne prend pas en compte les effets différés autres que la désaturation. Les résultats numériques montrent que la désaturation a un effet généralement secondaire sur la convergence et qui dépend de la corde considérée (amplification ou diminution). Les convergences numériques devraient donc être comparées aux convergences «instantanées» mesurées dans la galerie se trouvant dans la zone saine, i.e. la galerie Est. Elles sont légèrement plus importantes : 4,5 mm contre environ 2 mm (figure 12). Il faut noter qu'au moment de la mise en place des plots de mesure, il y a déjà eu convergence partielle de l'ouvrage. Les mesures n'intègrent donc qu'une partie de la convergence totale. Une manière de valider le calcul numérique consisterait à vérifier l'existence et l'amplitude des variations saisonnières, qui seraient alors liées aux phénomènes de désaturation / resaturation. Cela

nécessite cependant d'affiner le calcul, en particulier au niveau de l'anisotropie du matériau : la stratification n'est pas exactement horizontale.



a Galerie Est



b Galerie Ouest

FIG. 12 – Convergences mesurées sur le site et comparaison avec un modèle élastique isotrope, élastique anisotrope et élastoplastique (Rejeb, 1999)

9.6 Cas du front de taille

L'objectif est de savoir si les différents champs mécaniques ou hydriques sont uniformes sur le front de taille. À cet effet, les profils correspondants sont tracés sur différents axes caractéristiques (figure 1 et 2) sur le front de taille, 10 cm et 50 cm derrière le front de taille.

La figure 13 montre les profils de teneur en eau et de potentiel chimique au bout de 6 mois dans le cas isotrope. Le potentiel chimique est uniforme sur le front de taille par définition du chargement. Les différents profils sont identiques et symétriques par rapport au point O, centre de la section définie sur la figure 10, que ce soit dans la direction verticale ou horizontale. Ils montrent que les différents champs sont uniformes derrière le front de taille. De plus, l'influence de la désaturation diminue très rapidement. Elle est négligeable à 50 cm du front de taille.

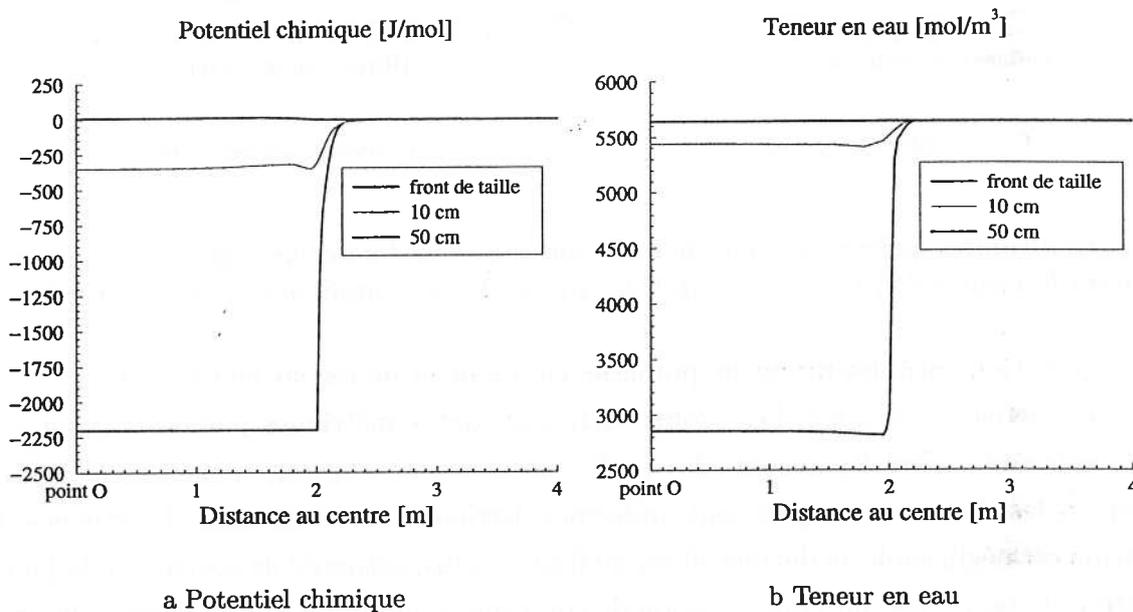


FIG. 13 – Champs hydriques derrière le front de taille après 6 mois (matériau isotrope)

La figure 14 montre les profils de contraintes verticales et horizontales sur et derrière le front de taille, dans le cas isotrope. Les profils sont légèrement différents dans les directions verticales et horizontales mais les contraintes sont globalement uniformes derrière le front de taille. La jonction galerie/front de taille est une zone de forte courbure de la géométrie de l'ouvrage. Cela crée une concentration de contraintes visible sur les profils.

Il y a peu de différences entre les contraintes verticales et horizontales si bien que le champ de contraintes est quasiment isotrope dans un plan vertical, même si l'uniformité est un peu moins marquée que pour les champs hydriques. Les tractions en paroi sont d'environ 150 MPa. Elles diminuent rapidement à l'intérieur du massif pour atteindre 20 MPa à 10 cm du front.

Elles sont en compression à 50 cm du front. Les contraintes géostatiques sont rejointes à environ 4 m de la paroi de l'ouvrage.

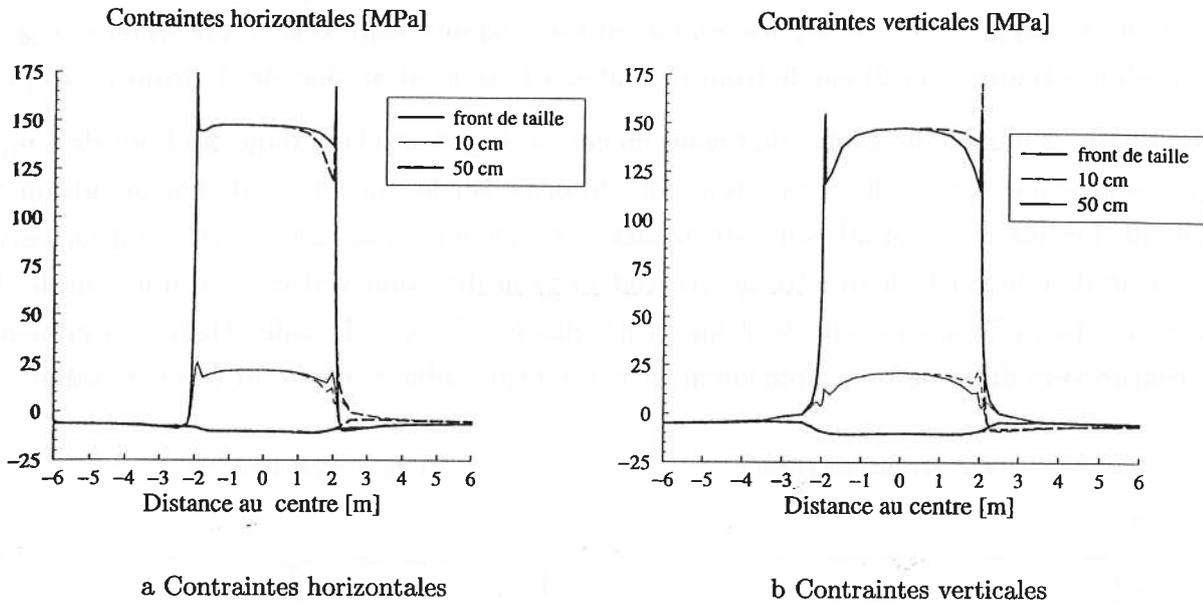


FIG. 14 – Contraintes derrière le front de taille après 6 mois (matériau isotrope) : les pointillés représentent le profil selon l'axe horizontal, les traits pleins le profil selon l'axe vertical

La figure 15 montre les profils de potentiel chimique et de teneur en eau derrière le front de taille dans le cas anisotrope. Les profils verticaux sont symétriques par rapport au centre O de la section et diffère légèrement des profils horizontaux, contrairement au cas isotrope. Globalement, les champs hydriques sont uniformes derrière le front de taille. L'influence de la désaturation est négligeable au delà de 50 cm du front. La discontinuité de courbure à la jonction galerie/front de taille crée une concentration de contraintes, qui influe sur les champs hydriques à cause du couplage hydromécanique. À 2 m de la paroi, les champs hydriques retrouvent leur valeur initiale.

La figure 16 montre les profils de contraintes derrière le front de taille dans le cas anisotrope. Globalement, la zone du front de taille est en traction. Les contraintes verticales sont globalement uniformes derrière le front de taille. Le profil vertical est symétrique par rapport au point O. La contrainte verticale s'élève à 90 MPa en paroi, 10 MPa à 10 cm. À 50 cm de la paroi, le massif est en légère surcompression par rapport aux contraintes géostatiques. La concentration de contraintes à la jonction galerie / front de taille est peu marquée.

Les contraintes horizontales ne sont pas uniformes sur le front de taille : elles sont plus importantes à la base. Elles sont plus faibles que les contraintes verticales (entre 50 et 80 MPa). La concentration de contraintes est très marquée. Dans la direction horizontale, les contraintes

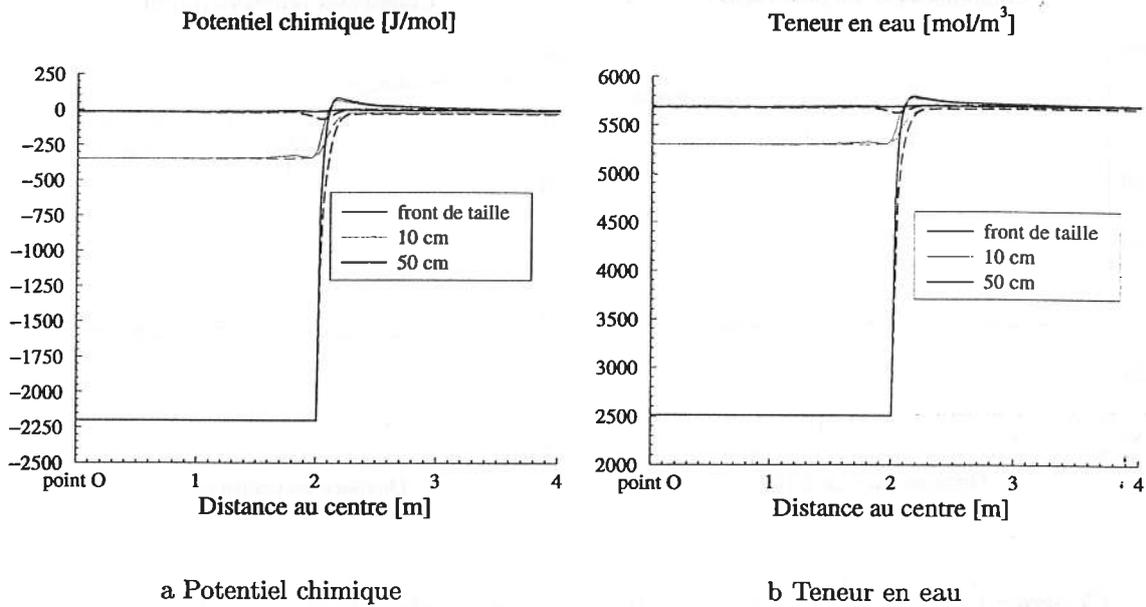


FIG. 15 – *Champs hydriques derrière le front de taille après 6 mois (matériau anisotrope) : les pointillés (resp. les traits pleins) représentent le profil selon l'axe horizontal (resp. vertical)*

ne rejoignent pas les compressions géostatiques de 6 MPa. La limite de la précision numérique est sans doute atteinte, peut-être faudrait-il mailler plus finement la structure.

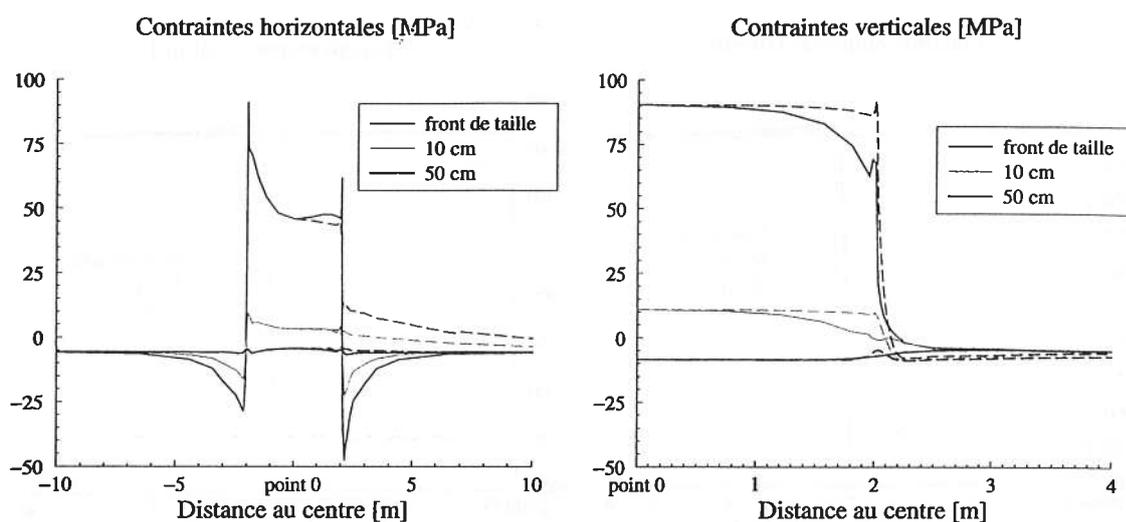


FIG. 16 – Contraintes derrière le front de taille après 6 mois dans le cas anisotrope : les pointillés (resp. les traits pleins) représentent le profil selon l'axe horizontal (resp. vertical)

Synthèse

Les calculs effectués ici amènent plusieurs remarques sur le rôle de la désaturation dans le comportement des galeries de Tournemire :

- elle agit faiblement sur les convergences ;
- elle n'affecterait qu'une zone de faible épaisseur (une vingtaine de centimètres) autour de l'ouvrage dans laquelle se développeraient des tractions importantes ;
- au front de taille, ces tractions seraient de l'ordre de 50 à 100 MPa après 6 mois de désaturation. Elles sont plus importantes dans direction verticale que dans la direction horizontale, ce qui est favorable à l'apparition de fissures dans la direction de la stratification ;
- le potentiel chimique et la teneur en eau sont peu affectés par les champs mécaniques.

De tels résultats numériques peuvent amener les réflexions suivantes :

- l'analyse des convergences mesurées sur le site nécessite la prise en compte d'effets différés autres que ceux liés à la désaturation. Seule l'étude d'éventuelles variations saisonnières pourrait montrer l'existence d'un couplage hydromécanique ;
- l'existence d'une zone endommagée sur plusieurs dizaines de centimètres doit fortement influencer les phénomènes de désaturation et constitue une limite importante de la simulation numérique ;

- la simulation numérique est plus à même de reproduire le comportement en front de taille où cet endommagement lié au déconfinement est faible. Elle prévoit l'existence de tractions importantes qui amèneraient le matériau jusqu'à la rupture. Cela est cohérent avec les observations sur le site où une fissuration subhorizontale liée à la stratification est observée.

Ces remarques sont similaires à celles formulées dans le chapitre précédent qui traite de «cas d'école». Le calcul tridimensionnel apporte cependant des informations plus précises sur le front de taille : les différents champs peuvent être considérés comme uniformes derrière le front. Cela signifie qu'en première approximation, la situation du front de taille est proche de celle d'un demi-espace. Cette information permet d'envisager l'étude de la fissuration de retrait au front de taille dans un approche bidimensionnel sans que cela soit trop simplificateur.

Chapitre 10

Évolution naturelle des fissures du front de taille

Introduction

La simulation numérique de la désaturation des galeries du site de Tournemire conduirait à supposer l'existence de fortes tractions en paroi des ouvrages. Cependant, la résistance de l'argilite leur est largement inférieure. La désaturation est donc suffisante pour amener le matériau jusqu'à la rupture. Les plans de stratification constituent une direction de faiblesse privilégiée si bien qu'une fissuration horizontale est attendue.

Cette conclusion, fondée sur les résultats de la simulation, est cohérente avec les observations sur le site, en particulier au front de taille. Sur les parements de l'ouvrage, il faut tenir compte de la présence des fissures d'origine tectonique et dues à la décompression mécanique. La désaturation tend sans doute à ouvrir une fissure déjà existante au lieu d'en créer de nouvelles.

Comment prédire cette fissuration de retrait par la simulation numérique? La prise en compte de la plasticité et/ou de l'endommagement dans la loi de comportement utilisée pourrait constituer une piste intéressante. Cependant, cela reviendrait à traiter de la même façon une fissuration macroscopique localisée et une micro-fissuration diffuse.

Les termes «microscopique» et «macroscopique» doivent être précisés. Ici, ils sont définis par rapport à l'échelle d'un échantillon. Une loi du type endommageable et/ou plastique destinée à modéliser les irréversibilités du comportement doit être identifiée par des essais en laboratoire à l'échelle centimétrique ou décimétrique. La fissuration ainsi décrite correspond à une microfissuration diffuse millimétrique voire micrométrique. Le matériau peut être considéré comme continu durant l'essai.

La fissuration observée sur le site, consécutive à la désaturation du matériau, est décimétrique qu'il s'agisse de l'espacement observé ou de la profondeur estimée. Elle ne correspond donc pas à cette microfissuration diffuse et ne peut pas être modélisée par une loi endommageable et/ou plastique identifiée par des essais classiques : cela reviendrait à traiter avec les mêmes paramètres des échelles radicalement différentes. De plus, le matériau est soumis à une traction alors que le matériau est le plus souvent en compression dans la plupart des essais mécaniques permettant d'étudier le comportement plastique endommageable. Au mieux, il est possible d'utiliser une loi endommageable et/ou plastique dont les paramètres sont ajustés de manière à reproduire les observations sur le site.

Une alternative, qui est explorée ici, consiste à introduire explicitement les fissures dans la modélisation et à utiliser un critère de propagation. L'évolution d'un réseau de fissures parallèles soumises à une désaturation est étudiée. Ce réseau représente celui qui est observé en front de taille des galeries. L'objectif est de prévoir l'évolution de sa profondeur au cours du temps. Notons qu'une telle approche diffère d'éventuels calculs élastoplastiques endommageables dans la mesure où la propagation d'une fissure signifie qu'il y a une création de surface libre.

10.1 Critère de Griffith

Nous présentons succinctement la théorie de la rupture fragile en nous inspirant fortement de Leblond (1994).

Considérons un solide contenant une fissure de longueur L . Par hypothèse, la propagation de la fissure sur la longueur dL dissipe de façon irréversible une énergie $G_c dL$ proportionnelle à la longueur nouvellement créée. G_c est une caractéristique du matériau au même titre que le module d'Young ou la résistance à la compression.

Ce solide est soumis à un chargement $Q(t)$. Son énergie potentielle totale \mathcal{P} dépend de la longueur L . L'écriture des deux principes de la dynamique aboutit aux équations suivantes

$$0 = (G - G_c)\dot{L} \quad \text{et} \quad 0 \leq G_c\dot{L} \quad (10-1)$$

où G , appelé taux de restitution d'énergie, est la dérivée de l'énergie potentielle totale selon la longueur de la fissure à chargement constant :

$$G = -\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial L} \quad (10-2)$$

Évolution naturelle des fissures du front de taille

Le critère de propagation s'écrit également :

$$G < G_c : \text{pas de propagation} \qquad G = G_c : \text{propagation possible} \qquad (10-3)$$

Le cas $G > G_c$ sort du cadre de cette étude.

Les formulations (10-1) et (10-3) correspondent toutes deux au critère de Griffith. Cela revient à comparer G , résultat d'un calcul, à G_c , caractéristique du matériau. Cette approche est analogue à la comparaison entre le champ de contraintes obtenu par simulation numérique et la résistance à la traction du matériau.

10.2 Ténacité

Une autre approche possible consiste à trouver la forme asymptotique des contraintes à la pointe de la fissure. Le repère utilisé a pour origine la pointe de la fissure (fig. 1). Le matériau a un comportement élastique linéaire isotrope. Outre l'équation d'équilibre, le champ de contraintes vérifie par hypothèse les conditions de bord libre sur les lèvres de la fissure. De plus, on se place en situation de déformations planes dans le plan (x_1, x_2) .

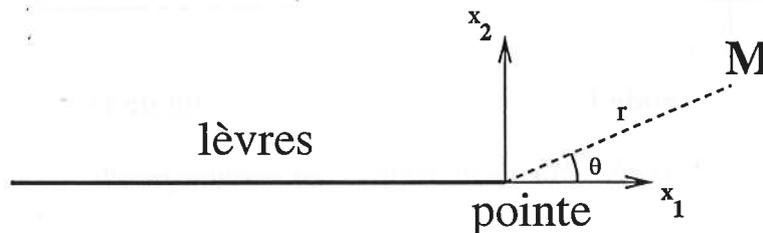


FIG. 1 - Géométrie de la fissure droite

Dans ces conditions, il existe deux constantes K_I et K_{II} , appelées *facteurs d'intensité de contraintes*, telles que les champs mécaniques aient la forme suivante :

$$\sigma_{rr} = \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}} \left(5 \cos \frac{\theta}{2} - \cos \frac{3\theta}{2} \right) + \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}} \left(-5 \sin \frac{\theta}{2} + 3 \sin \frac{3\theta}{2} \right) \qquad (10-4a)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}} \left(3 \cos \frac{\theta}{2} + \cos \frac{3\theta}{2} \right) + \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}} \left(-3 \sin \frac{\theta}{2} - 3 \sin \frac{3\theta}{2} \right) \qquad (10-4b)$$

$$\sigma_{r\theta} = \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}} \left(\sin \frac{\theta}{2} + \sin \frac{3\theta}{2} \right) + \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}} \left(\cos \frac{\theta}{2} + 3 \cos \frac{3\theta}{2} \right) \qquad (10-4c)$$

$$u_1 = \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} (3 - 4\nu - \cos \theta) \cos \frac{\theta}{2} + \frac{K_{II}}{2\mu} (5 - 4\nu + \cos \theta) \sin \frac{\theta}{2} \qquad (10-4d)$$

$$u_2 = \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} (3 - 4\nu - \cos \theta) \sin \frac{\theta}{2} + \frac{K_{II}}{2\mu} (-1 + 4\nu - \cos \theta) \cos \frac{\theta}{2} \qquad (10-4e)$$

L'analyse de ces formules amène plusieurs remarques :

- le champ de contraintes diverge en pointe de fissure : il tend vers l'infini en $\frac{1}{\sqrt{r}}$ bien que l'énergie élastique du corps soit finie (hypothèse du calcul) ;
- deux modes *I* et *II* peuvent être définis. Le mode *I* correspond à une ouverture de la fissure, le mode *II* à un glissement plan de la fissure (fig. 2) ;
- le chargement appliqué et la géométrie de la structure complète n'interviennent que par les facteurs d'intensité de contraintes, qui sont déterminés par l'analyse complète du problème aux limites. K_I doit être positif : si le calcul donne une valeur négative, cela signifie que la fissure se referme ; il s'agit d'un problème de contact entre deux surfaces, ce qui sort du domaine d'application de la théorie.

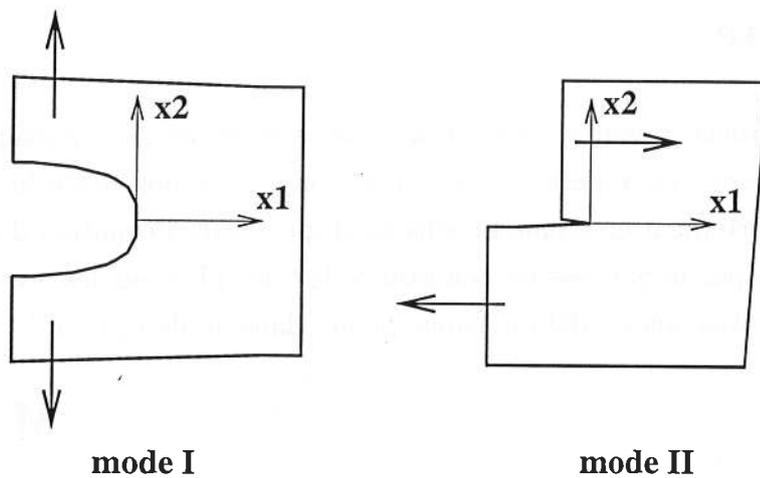


FIG. 2 - Modes de rupture en rupture fragile

La divergence du champ de contraintes en pointe de fissure n'a pas de réalité physique. En pratique, une zone plastifiée ou endommagée se développe en pointe de fissure. Si cette zone est suffisamment petite, l'approche précédente peut être utilisée en première approximation. Une analyse plus précise requiert une connaissance fine du comportement local, difficilement accessible d'un point de vue expérimental.

Un critère pourrait consister à définir un seuil critique de contraintes au delà duquel il y a propagation. Il serait inopérant car, dans le cadre de la théorie de la rupture fragile, les contraintes sont infinies en pointe de fissure.

Irwin propose pour une propagation en mode *I* ($K_{II} = 0$) :

$$K_I < K_{Ic} : \text{propagation impossible} \qquad K_I = K_{Ic} : \text{propagation possible} \qquad (10-5)$$

Évolution naturelle des fissures du front de taille

K_{Ic} est appelée *ténacité* du matériau. C'est une constante du matériau au même titre que le module d'Young ou la résistance à la traction (Terrien et al., 1993). Quelques valeurs typiques sont données dans le tableau 10.A).

| Roche | Ténacité [$MPa\sqrt{m}$] |
|----------|----------------------------|
| argilite | 0.42 à 1.34 |
| granite | 0.66 à 3.52 |
| sel | 0.23 à 2.61 |
| marbre | 0.64 à 2.3 |

TAB. 10.A – Quelques valeurs de *ténacité* (Atkinson et Meredith, 1987)

La formulation de ce critère est analogue à celle portant sur le taux de restitution d'énergie 10-3. Le lien est obtenu par la formule d'Irwin, écrite ici en mode *I* pur pour :

$$G = \frac{1 - \nu^2}{E} K_1^2 \quad (10-6)$$

La donnée de G_c s'avère indispensable dans la modélisation de cette propagation. La littérature indique que des mesures ont déjà été effectuées pour des argilites. Deux difficultés peuvent apparaître :

- les mesures de G_c peuvent être très dispersées. Une erreur de 20% sur une *ténacité* n'est pas rare pour des matériaux métalliques (Leblond, 1994). Une dispersion plus importante signifierait que la théorie de la rupture fragile ne peut pas être utilisée pour l'argilite de Tournemire ;
- G_c peut varier avec l'état hydrique du matériau. Il est généralement plus important dans une roche sèche (Van Eeckhout, 1976). La prise en compte de cette variation complique singulièrement la modélisation. Elle repose également le problème du potentiel chimique en pointe du fissure, puisque sa valeur détermine la valeur de G_c à utiliser dans le critère.

Seule la détermination expérimentale de la *ténacité* de l'argilite de Tournemire permettrait de lever le doute sur les valeurs utilisées dans ces calculs. Nous admettrons qu'il est égal à $50 J/m$ à partir de la formule d'Irwin (10-6) et des données de la littérature (Atkinson et Meredith, 1987).

Une fissure ne se propage pas forcément de manière rectiligne : cela dépend de l'anisotropie éventuelle du matériau et de l'orientation du chargement. L'analyse mathématique devient alors très complexe (Leblond, 1994). Dans le cas du front de taille des galeries, l'orientation de la fissuration est naturellement imposée par la stratification subhorizontale du matériau : nous supposerons donc que l'anisotropie est suffisamment marquée pour imposer une propagation

droite des fissures étudiées. Dans ce cas, les modes I et II de propagation sont découplés, ce qui autorise l'utilisation d'une formule de type Irwin (Afassi, 1992).

10.3 Stabilité d'une évolution quasistatique

La théorie de la rupture fragile, telle qu'elle est décrite ici, traite des conditions nécessaires à la propagation d'une fissure existante. En revanche, elle ne décrit pas la propagation proprement dite. Par exemple, la vitesse de propagation n'intervient pas dans l'analyse.

L'utilisation d'un repère mobile lié à la pointe de la fissure peut permettre de tenir compte de la propagation. Cependant, la vitesse \dot{L} de la pointe de la fissure est inconnue a priori. Elle n'est pas d'ailleurs forcément constante. L'analyse théorique de cette situation est encore un sujet de recherche. D'autre part, il serait de toute façon difficile de suivre sur le site la vitesse de progression de fissures de retrait. L'évolution de ces fissures sera donc représentée par une succession de situations statiques. Le chargement $Q(t)$ évolue au cours du temps et, à chaque instant t , le critère de propagation $G \leq G_c$ doit être vérifié en pointe de chaque fissure, avec propagation si nécessaire.

Étudions le cas d'une fissure de longueur $2L$ dans un milieu semi-infini élastique linéaire isotrope et qui est instantanément chargée en traction sur une bande de largeur $2b$ (fig. 3).

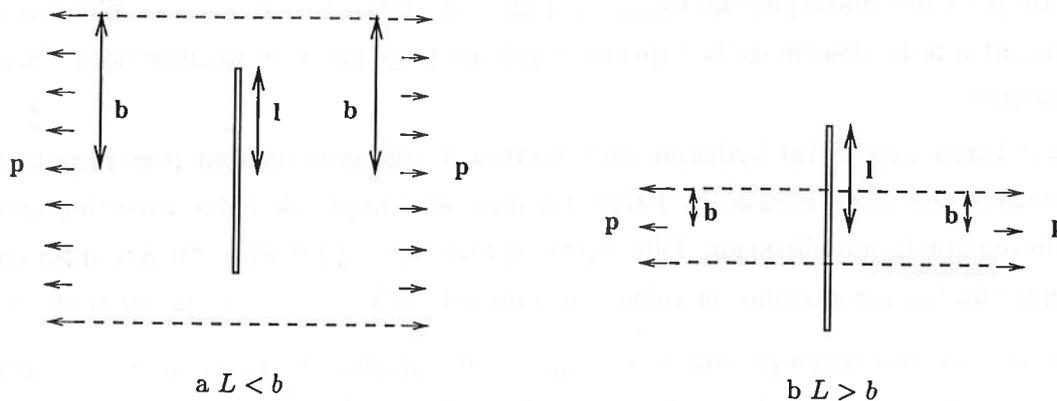


FIG. 3 – Fissure en traction

À cause de la symétrie du problème, K_I ne dépend pas de la pointe de fissure étudiée. Il peut être calculé analytiquement.

- Lorsque $L < b$, la fissure est entièrement dans la zone de traction :

$$K_I = p\sqrt{\pi L}$$

Évolution naturelle des fissures du front de taille

- Lorsque $L > b$, la pointe de fissure est en dehors de la zone de traction :

$$K_I = 2p\sqrt{\frac{L}{\pi}} \arcsin \frac{b}{L}$$

G , issu de K_I par la formule d'Irwin (10-6) est comparé à G_c constante du matériau. Si la valeur de G_c est suffisamment faible, nous nous trouvons dans la situation décrite par la figure 4.

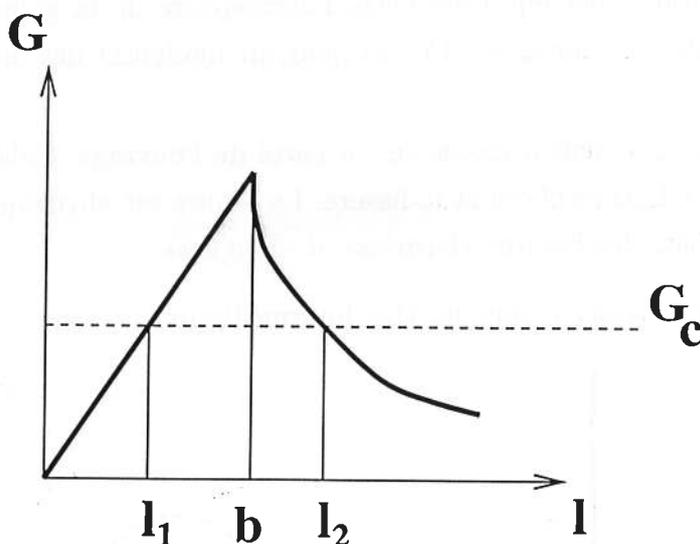


FIG. 4 - Variation de G en fonction de L à b et p fixés

L'évolution de la fissure soumise à ce chargement dépend de sa longueur initiale L :

- si $L < l_1$ ou $L > l_2$, le critère n'est pas atteint, la fissure ne se propage pas ;
- si $l_1 < L < l_2$, le critère est atteint : la fissure se propage. En pratique, cette propagation ne serait sans doute pas quasistatique et sa longueur atteindrait instantanément l_2 ;
- si $L = l_2$, le critère est juste atteint. Si la longueur de la fissure augmente sous l'effet d'une perturbation, G descend en-dessous de G_c et la propagation s'arrête. Cela signifie que cette position est un équilibre stable.
- si $L = l_1$, le critère est juste atteint. Si la longueur de la fissure augmente, G augmente et passe au dessus de G_c , ce qui favorise encore sa propagation. Cet équilibre est donc instable et irréalisable physiquement. En fait, cette fissure va se propager jusqu'à atteindre la longueur l_2 .

10.4 Influence des conditions hydriques sur la fissure

L'hygrométrie est mesurée à certains endroits particuliers des galeries et c'est cette valeur qui est imposée sur la paroi dans la simulation numérique. Cependant, cela revient à modéliser très simplement le régime hydrodynamique régnant dans l'atmosphère des galeries.

Què se passe-t-il dans une fissure débouchante? Dans le voisinage de la pointe de la fissure, la proximité des deux lèvres gêne les échanges hydriques. Près de la paroi, l'hygrométrie dans le tunnel affecte l'intérieur de la fissure (figure 5). Deux cas extrêmes peuvent se présenter :

- l'hygrométrie est imposée sur les deux lèvres de la fissure jusqu'à la pointe. Cela signifie qu'il y a instantanément équilibre entre l'atmosphère de la galerie et la fissure. La fissure est «hydriquement ouverte». Ce cas pourrait modéliser des fissures «ouvertes» et «courtes» ;
- l'hygrométrie est uniquement imposée sur la paroi de l'ouvrage. Cela signifie qu'il n'y a pas d'équilibre entre l'atmosphère et la fissure. La fissure est «hydriquement fermée». Ce cas pourrait modéliser des fissures «fermées» et «longues».

En réalité, la fissure doit se trouver dans un état intermédiaire.

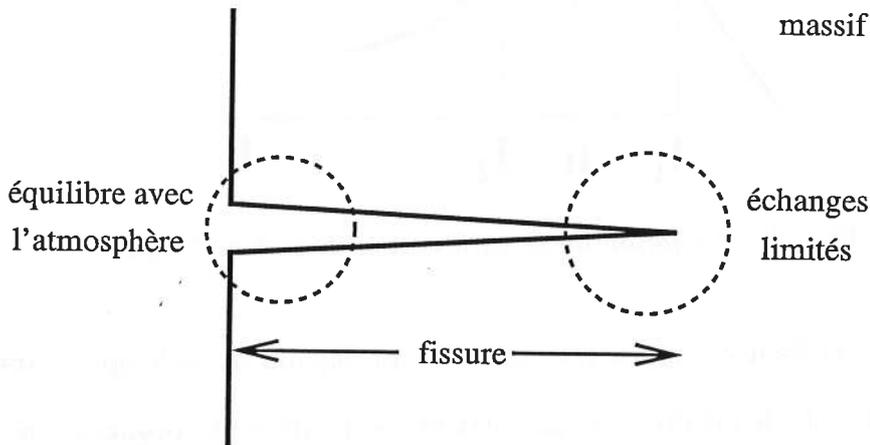


FIG. 5 – Équilibre hydrodynamique à l'intérieur d'une fissure

Qu'en est-il lors de la propagation de cette fissure? Si la propagation est «lente», l'équilibre entre l'atmosphère et la surface nouvellement créée a le temps de s'établir : la propagation se fait bien à humidité imposée y compris sur la pointe. En revanche, si la propagation est «rapide», cet équilibre n'a pas le temps de s'établir. À la limite, les lèvres de la fissure peuvent être considérées comme non drainées et le potentiel chimique en pointe de fissure diffère du potentiel en paroi. L'ouverture initiale de la fissure joue également un rôle important : si elle est faible, le second cas est favorisé.

Jouhari (1992) étudie la propagation à vitesse constante d'une fissure dans un milieu poreux saturé, obéissant donc aux lois classiques de la poroélasticité. Une analyse dimensionnelle permet de définir une longueur caractéristique l_c à partir de la vitesse de propagation et du coefficient de diffusion du fluide. Dans une zone autour de la pointe de fissure d'extension l_c , il considère que le matériau est drainé (pression de fluide imposée) et non drainé à l'extérieur de

cette zone. La zone drainée est d'autant plus petite que la vitesse de propagation est importante, ce qui confirme l'approche intuitive précédente.

Boeck et al. (1999) étudient une situation analogue pour un problème thermique: le refroidissement peut être formellement interprété comme une désaturation. Les lèvres de la fissure sont le siège d'une convection thermique caractérisée par le coefficient de transfert H . Cela signifie que le flux de chaleur j à travers cette surface est proportionnel à la discontinuité de température: $j = H\Delta T$. Ce cas, transposé dans le problème hydrique, correspond à un flux sur les lèvres de la fissure proportionnel au saut de potentiel chimique, analogue à ce qui est proposé par Wilson et al. (1995) pour l'évaporation des sols non saturés. Malheureusement, H (ou son analogue hydrique) n'est pas connu pour l'argilite de Tournemire. Cependant, cela ne semble pas poser de problème particulier pour la modélisation.

Considérons un réseau de fissures parallèles débouchantes espacées de 10cm et profondes de 10cm (figure 6). Elles se trouvent dans un demi-espace infini dont le potentiel chimique est nul et en équilibre avec une atmosphère initialement saturée. L'hygrométrie passe en 6 mois de 100% à 40% puis revient à sa valeur initiale en 6 mois.

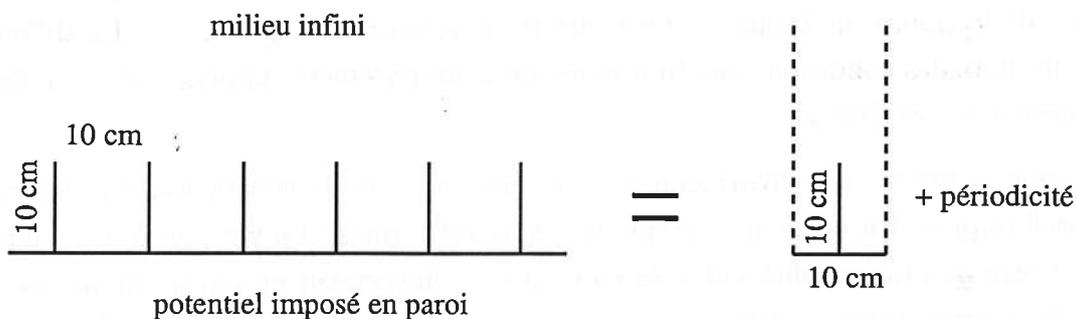


FIG. 6 – Réseau de fissures parallèles de 10 cm de longueur et d'espacement

Le calcul est effectué pour les deux types de conditions aux limites :

- potentiel imposé en paroi et sur toute la fissure (fissure ouverte);
- potentiel imposé en paroi et flux nul sur la fissure (fissure fermée).

Le code de calcul CASTEM2000 permet alors de connaître le taux de restitution d'énergie G et l'ouverture des fissures. Cependant, cela n'est possible que pour un matériau isotrope alors que l'argilite de Tournemire est isotrope transverse. Il faut utiliser un matériau isotrope «équivalent» en tenant compte du fait que le matériau est principalement sollicité dans la direction verticale. Aussi, ce sont le module d'Young et le retrait verticaux qui seront utilisés, soit E_2 et α_2 dans le tableau 6.A page 85.

La figure 7 montre l'évolution du taux de restitution d'énergie et de l'ouverture en paroi pour les deux types de conditions hydriques. Le taux de restitution d'énergie est plus impor-

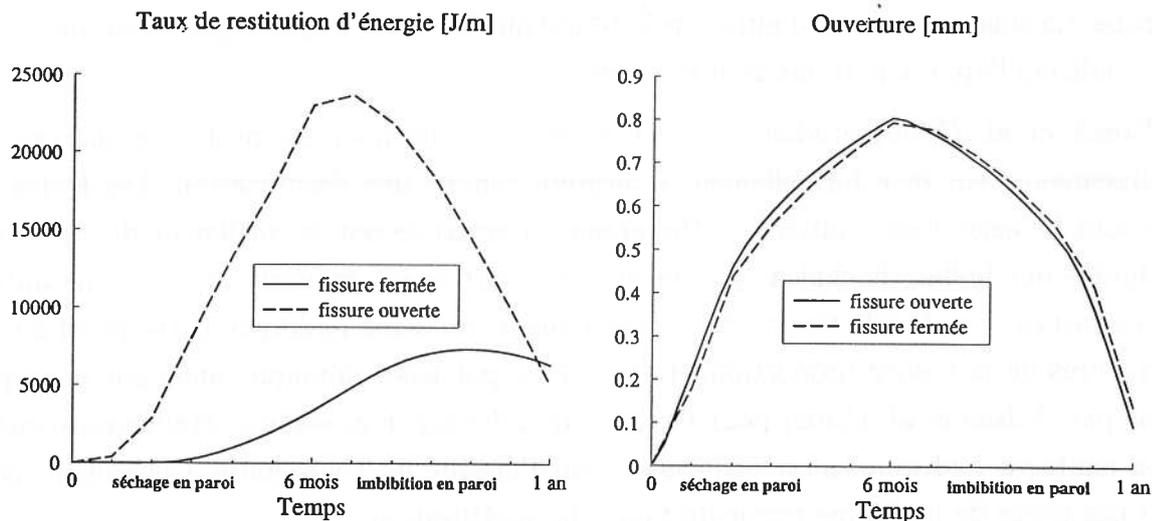


FIG. 7 – Évolution du taux de restitution d'énergie et de l'ouverture en paroi

tant pour une fissure ouverte que pour une fissure fermée. Dans le premier cas, le chargement hydrique suit la pointe de fissure si bien que la sollicitation est plus forte. La différence est sensible : le choix des conditions aux limites est donc un paramètre majeur dans la prévision de la propagation de ces fissures.

Lorsque la fissure est «hydriquement» ouverte, le taux de restitution suit les variations du potentiel imposé. En revanche, lorsque la fissure est fermée, il n'y a pas de corrélation. Elle continue à être de plus en plus sollicitée alors que le chargement en paroi «diminue». En fait, le «front de désaturation» continue à se propager pendant la période de réimbibition en paroi.

Les ouvertures des fissures sont quasiment similaires. Elles dépendent principalement du comportement à la paroi, qui dépend lui-même du chargement imposé, identique dans les deux cas. L'ordre de grandeur de l'ouverture maximale est de l'ordre de 1mm . Il s'agit de l'ouverture induite par le chargement hydrique. Initialement, l'ouverture des fissures est supposées nulle.

10.5 Propagation d'un réseau de fissures

L'objectif est de simuler la propagation d'un réseau de fissures similaires au précédent. Plus précisément, trois espacements sont étudiés : 5cm , 10cm et 20cm (figure 8). L'hygrométrie est imposée en paroi et suit l'évolution suivante :

- l'hygrométrie passe de 100% à 40% les 6 premiers mois ;
- elle revient à 100% les 6 mois suivants ;

Évolution naturelle des fissures du front de taille

- elle descend à nouveau jusqu'à 40% les 6 mois suivants.

Il s'agit donc d'un cycle désaturation / imbibition / désaturation.

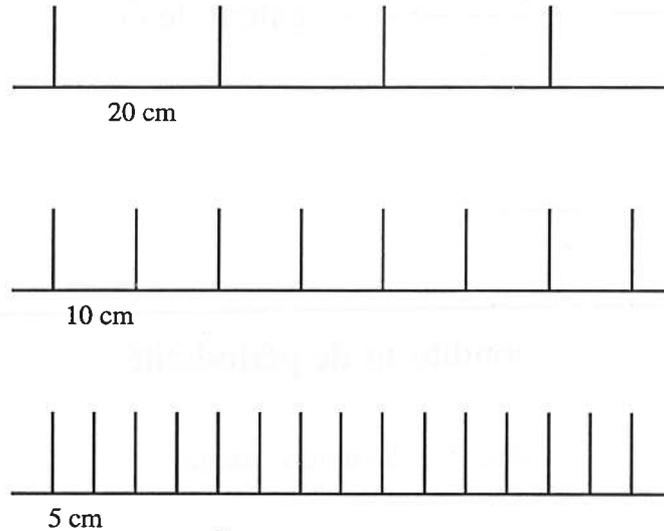


FIG. 8 – Les trois réseaux étudiés (la profondeur est ici arbitraire)

La prise en compte de la propagation des fissures rend plus difficile la résolution du problème hydromécanique car la géométrie de la structure évolue au cours du temps. En l'occurrence, il ne s'agit pas uniquement de l'effet des déformations mais aussi de la création d'une surface libre.

L'algorithme itératif proposé en 7.3 était directement utilisé sur tout l'intervalle de temps étudié. À présent, la résolution est incrémentale, l'intervalle de temps (18 mois) est divisé en petits intervalles de $\frac{5}{3}$ jours. Le taux de restitution d'énergie G est calculé tous les trois pas de temps, i.e. tous les 5 jours. S'il est inférieur à G_c , le calcul continue sur l'intervalle de temps suivant. En revanche, s'il lui est supérieur, la longueur des fissures est augmentée de $dl = 2cm$ et le calcul est refait sur le même pas de temps. dl est supposé petit devant la longueur totale de la fissure. Cette méthode nécessite de projeter les conditions initiales du pas de temps considéré sur la nouvelle géométrie. En pratique, le remaillage n'affecte qu'une faible partie de la structure. La profondeur initiale des fissures est arbitrairement prise égale à $2cm$.

Pour modéliser le réseau infini, il serait logique de ne mailler qu'une unité élémentaire contenant une fissure et d'imposer des conditions de périodicité au bord. Pour des raisons qui seront expliquées dans le chapitre suivant, l'unité élémentaire contient deux fissures (figure 9).

Une telle méthode conduit à une évolution de la fissure par paliers. Après chaque propagation, le taux de restitution d'énergie descend bien en-dessous de la valeur critique G_c . En réalité, les fissures devraient évoluer continuellement et le taux de restitution d'énergie G devrait rester égal à G_c . Il faudrait pour cela diminuer dt et dl .

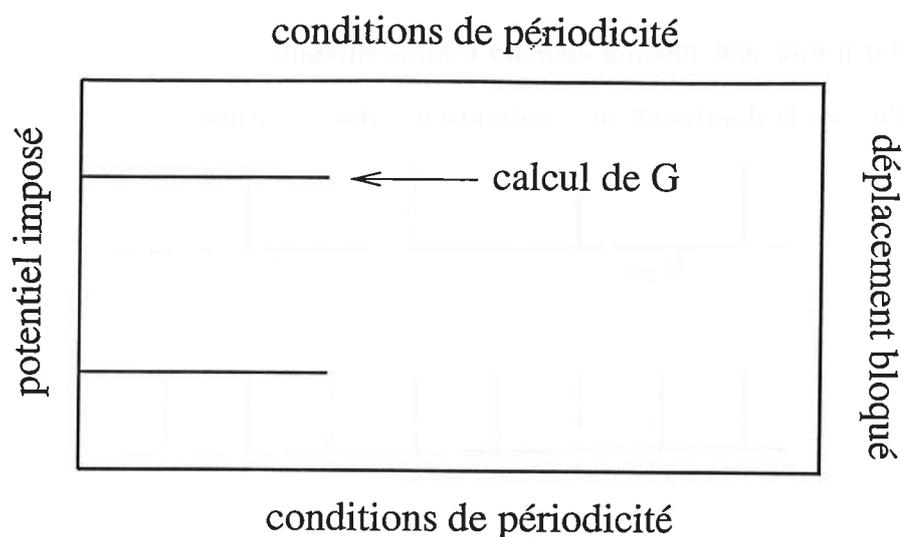


FIG. 9 – Structure simulée

Les deux types de conditions aux limites hydriques sur la fissure ont été testés. Il s'avère cependant impossible de déterminer la profondeur des fissures hydriquement ouvertes. Lorsque la désaturation s'étend, G augmente jusqu'à atteindre G_c . En pratique, G devient légèrement supérieur à G_c . À ce moment, la longueur des fissures est augmentée de dl ce qui devrait diminuer G et donc le rendre inférieur à G_c . Dans le cas des fissures hydriquement ouvertes, cette diminution est très faible. Il se peut même qu'il y ait une légère augmentation. Comme le potentiel est imposé sur les lèvres, le chargement suit la pointe de fissure lorsqu'il y a propagation. La diminution de la sollicitation n'est donc pas très importante. La figure 7 montre d'ailleurs que le taux de restitution d'énergie d'une fissure ouverte est très important.

La figure 10 montre l'évolution de la profondeur des fissures fermées au cours du temps. L'analyse de cette évolution amène aux conclusions suivantes :

- l'évolution de la longueur des fissures dépend faiblement de l'espacement choisi. Cependant, les fissures espacées se propagent un plus loin que les fissures proches : cela est sans doute dû aux interactions entre fissures. Ce point sera précisé dans le chapitre suivant ;
- la propagation des fissures n'est pas directement corrélée au chargement imposé. Plus précisément, la période d'imbibition correspond à une diminution du chargement en paroi. Cependant, il y a toujours propagation du front de désaturation dans le massif ce qui fait propager la fissure. En particulier, elle peut simultanément se refermer en paroi et continuer à se propager ;
- la vitesse de propagation diminue légèrement au cours du temps. Il peut s'agir d'une interaction entre fissures de plus en plus importante ou d'un ralentissement de la désaturation dans le massif.

Évolution naturelle des fissures du front de taille

La simulation tridimensionnelle du chapitre précédent donne, entre autres, l'évolution au cours des 6 premiers mois de la profondeur de la zone en traction au front de taille. Cette profondeur est plus faible que la profondeur des fissures (figure 10). La non-prise en compte de la fissuration risque de sous évaluer la profondeur de la zone affectée par le séchage : cela constitue un point essentiel d'une éventuelle analyse de sûreté.

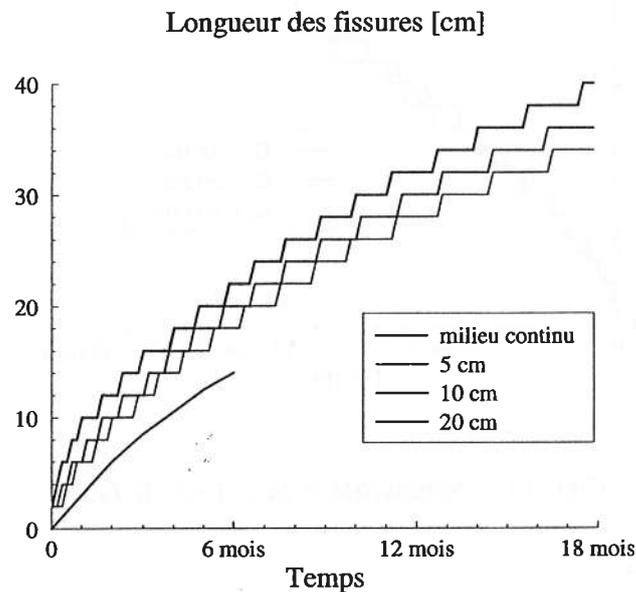


FIG. 10 - Évolution de la profondeur des fissures

Ces résultats dépendent de la valeur G_c utilisée, qui a été grossièrement estimée. Pour étudier la sensibilité des résultats numériques à G_c , la propagation d'un réseau de fissures d'espacement 10 cm est menée avec trois valeurs différentes : 25 J/m, 50 J/m et 100 J/m. La profondeur des fissures est plus importante pour un G_c plus faible. Cependant, la différence entre les trois évolutions est faible (figure 11).

De même, les résultats pourraient dépendre de la valeur dl utilisée. Idéalement, dl devrait être infinitésimal. Il a été arbitrairement choisi égal à 2 cm. Pour savoir si cette valeur est suffisamment faible, la propagation d'un réseau de fissures à 10 cm d'espacement est étudiée avec une valeur $dl = 1$ cm. Les résultats sont peu affectés (figure 12) ce qui est donne confiance dans la procédure utilisée. Il s'agit plus d'une validation de cette procédure qu'une étude de sensibilité proprement dite.

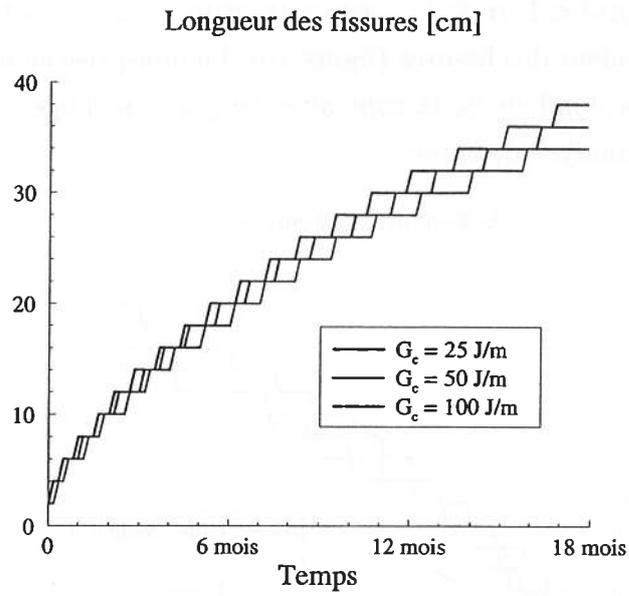


FIG. 11 – Sensibilité à la valeur de G_c

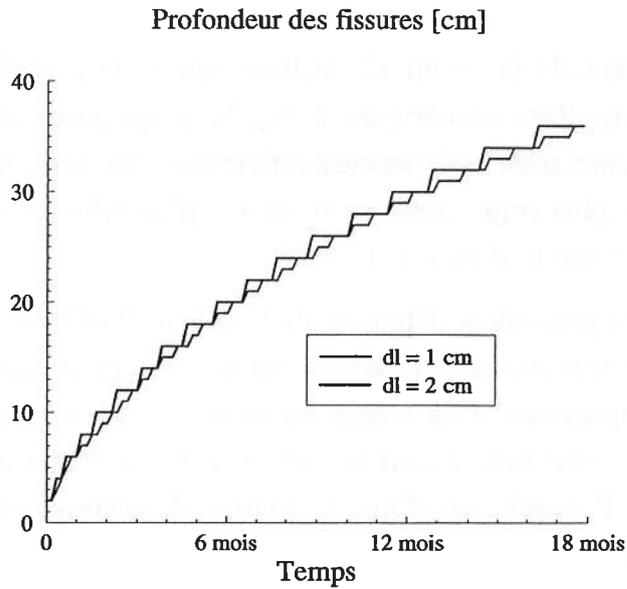


FIG. 12 – Sensibilité à la valeur de dl

Synthèse

Le modèle proposé utilise la mécanique de la rupture fragile. Pour pouvoir être utilisable, un certain nombre d'hypothèses sont nécessaires :

- propagation rectiligne ;
- utilisation d'un matériau isotrope équivalent ;
- comportement élastique linéaire (y compris en pointe de fissure) ;
- flux d'eau nul sur les lèvres de la fissure.

Les deux premiers points permettent d'éliminer la possibilité d'une propagation en mode mixte (*I* et *II*), qui pose des problèmes théoriques très difficiles et qui ne correspond pas à ce qui peut être observé en front de taille. Si la propagation n'est plus supposée rectiligne, les phénomènes de branchement (changement de direction de l'axe de propagation) doivent être modélisés. La stratification du matériau rend raisonnable l'hypothèse d'une propagation rectiligne. Dans un cas plus général, elle est sans doute trop simplificatrice.

Le troisième point traduit la méconnaissance de l'état du matériau au voisinage de la pointe de fissure. En avant de la pointe de fissure peut se développer une zone micro-fissurée, plastifiée dont l'étendue est inconnue. La question de la réalité physique de la pointe de fissure peut d'ailleurs se poser. Il est possible que la transition entre la micro-fissuration et la fissure macroscopique soit progressive, si bien qu'il est difficile de définir clairement où se trouve la pointe de la fissure. Cela constitue pourtant le fondement de la mécanique de la rupture fragile.

Le quatrième point pose la question du régime hydrodynamique à l'intérieur de la fissure. L'hypothèse utilisée ici tend à sous-estimer la sollicitation agissant sur la pointe de la fissure. L'hypothèse de potentiel imposé la surestime au point de rendre impossible le calcul numérique. La réalité est probablement entre ces deux extrêmes.

La théorie de la rupture fragile ne traite pas de l'amorçage de la fissuration mais de la propagation d'une fissure existante. Cette limitation n'est pas spécifique du problème de désaturation. Pour y remédier, le calcul est effectué avec une profondeur initiale arbitrairement faible (2cm).

Le modèle mécanique proposé vise à reproduire les observations expérimentales : apparition d'une fissuration nette sous forme d'un réseau périodique, variation de l'écartement avec l'hygrométrie dans la galerie. Il donne une première estimation de l'évolution de la profondeur des fissures au cours du temps qui, à terme, pourrait être comparée à des mesures sur le site. Il est encourageant d'obtenir des profondeurs de fissure raisonnables malgré les réserves qui ont été émises. La mécanique de la rupture fragile apparaît comme une méthode prometteuse pour étudier la propagation d'un réseau de fissures. Le suivi de l'ouverture des fissures par des

extensomètres électriques, l'évaluation de la profondeur par des méthodes non destructives ou l'étude en laboratoire du comportement d'une fissure peuvent permettre de valider ce modèle.

Chapitre 11

Effet de l'interaction entre fissures

Introduction

Le chapitre précédent simule la propagation d'un réseau de fissures parallèles en postulant

- leur longueur initiale ;
- leur écartement.

D'une part, la théorie de la rupture fragile, telle qu'elle a été présentée, ne traite pas de l'amorçage de la fissuration. Cette restriction explique la nécessité de postuler une longueur initiale fictive et arbitrairement faible. D'autre part, il existe un écartement privilégié observé sur le site. Les propriétés de transfert du massif sont sans doute différentes selon que les fissures sont serrées ou espacées. Il est donc important d'en prévoir au moins l'ordre de grandeur.

Les phénomènes d'interaction entre fissures peuvent permettre de donner une première explication. La présence d'une fissure diminue le champ de contraintes dans son voisinage (hormis en pointe de fissure). Une deuxième fissure se trouvant dans cette zone d'influence sera peu sollicitée et aura plus de difficultés à se propager. Cela signifie que des fissures serrées se gênent dans leur propagation. Notons ici que les notions de fissures «serrées» ou «espacées» sont relatives, elles signifient que la longueur des fissures est petite ou grande devant leur espacement.

Des fissures parallèles qui se propagent sont (relativement) de plus en plus serrées et vont donc se gêner. Le réseau va alors sélectionner certaines d'entre elles et arrêter les autres. Il existe de nombreuses observations expérimentales de ce phénomène. Geyer et Nemat-Nasser (1982) et Ronsin et Perrin (1997) étudient la propagation de fissures dans une plaque de verre. Un réseau périodique de «petites» fissures est créé sur un bord de la plaque. L'ensemble de la plaque est portée à $200^{\circ}C$, puis la surface préfissurée est refroidie ($20^{\circ}C$), ce qui crée un retrait de surface. Le système ne sélectionne alors qu'un certain nombre de «petites» fissures qui forment,

après une période transitoire, un réseau de fissures parallèles régulièrement espacées. L'objectif de ce chapitre est de savoir si un processus analogue de sélection peut expliquer l'espacement privilégié des fissures du front de taille des galeries à Tournemire.

11.1 Non-unicité des évolutions possibles

L'évolution des contraintes σ , des déformations ε , du potentiel chimique μ , de la teneur en eau m d'une structure soumise à des chargements hydriques et mécaniques est donnée, dans le cas isotrope, par les équations (5-51) p. 77 :

$$\varepsilon = \alpha(\mu)\text{Id} + \frac{[1 + \nu(\mu)]\sigma - \nu(\mu)\text{tr}(\sigma)\text{Id}}{E(\mu)} \quad (11-1a)$$

$$\begin{aligned} m &= m^0(\mu) + \frac{d}{d\mu} \left[\frac{E(\mu)\alpha(\mu)}{1 - 2\nu(\mu)} \right] \text{tr}(\varepsilon) \\ &= m^{0'}(\mu) + \frac{d}{d\mu} \left[\frac{E(\mu)\alpha(\mu)}{1 - 2\nu(\mu)} \right] \frac{1 - 2\nu(\mu)}{E(\mu)} \text{tr}(\sigma) \end{aligned} \quad (11-1b)$$

$$0 = \frac{\partial m}{\partial t} + K\Delta(\mu) \quad (11-1c)$$

Il faut compléter ces équations avec :

- les conditions aux limites mécaniques (forces et/ou déplacements imposés) ;
- les conditions aux limites hydriques (potentiel chimique et/ou flux imposés) ;
- l'équation d'équilibre des contraintes ;
- l'équation de compatibilité des déformations

La variation au cours du temps du potentiel chimique ou des forces imposés permet de définir le chargement. La prise en compte de la fissuration modifie ces équations. Il faut ajouter les profondeurs des fissures L_i comme variables décrivant la structure ainsi que les conditions de respect du critère de Griffith $G_i \leq G_c$. L'ensemble de ces équations, avec les conditions aux limites, constitue les équations d'évolution.

En général, elles admettent une et une seule solution, par exemple pour la thermoélasticité linéarisée (Salençon, 1994). Il peut cependant exister plusieurs solutions. La sélection des fissures lors de la propagation en est un bon exemple. Il existe une solution des équations d'évolution pour laquelle toutes les fissures se propagent en parallèle. Il existe une autre solution, qui est celle physiquement réalisée, dans laquelle seules certaines fissures se propagent. Par définition, il y a bifurcation lorsqu'il existe plusieurs solutions aux équations d'évolution. La structure choisit forcément une solution parmi celles qui existent. Il faut donc formuler un critère qui permette de la déterminer. Généralement, ce sont des arguments de stabilité qui sont invoqués. Une solution

est supposée physiquement réalisable si elle est stable vis à vis de petites perturbations. Dans les systèmes réversibles, l'apparition de la bifurcation apparaît en même temps que l'instabilité. Soumise à l'évolution d'un chargement, une solution initialement stable devient instable. À cet instant, d'autres solutions apparaissent, qui sont suivies par la structure.

11.2 Influence des petites perturbations

Quelques études ont porté sur l'évolution d'un réseau périodique de fissures parallèles soumis à un refroidissement. Elle consistent à étudier l'effet de petites perturbations sur la solution dite «naturelle», pour laquelle toutes les fissures se propagent de la même manière. Ce problème est analogue à celui de la désaturation puisque le refroidissement crée un retrait du matériau.

Nemat-Nasser et al. (1978) considèrent une unité élémentaire formée par deux fissures de longueur l_1 et l_2 . Cette unité est le motif périodique de base d'un réseau infini. Ces fissures se propagent sous l'effet d'un refroidissement en paroi en suivant la solution naturelle $l_1 = l_2$. Les auteurs étudient l'effet des petites perturbations dl_1, dl_2 autour de cette solution et choisissent comme critère de stabilité

$$\forall dl_1 \geq 0 \quad dl_2 \geq 0 \quad dG_1 = \frac{\partial G_1}{\partial l_1} dl_1 + \frac{\partial G_1}{\partial l_2} dl_2 \leq 0 \quad dG_2 = \frac{\partial G_2}{\partial l_1} dl_1 + \frac{\partial G_2}{\partial l_2} dl_2 \leq 0 \quad (11-2)$$

Les termes $\frac{\partial G_2}{\partial l_1}$ et $\frac{\partial G_1}{\partial l_2}$ sont négatifs: la propagation d'une fissure décharge ses voisines si bien que le critère utilisé se réduit à

$$\frac{\partial G_1}{\partial l_1} = \frac{\partial G_2}{\partial l_2} \leq 0 \quad (11-3)$$

Si ce critère est violé, il existe une évolution $dl_1 > 0, dl_2 = 0$ telle que la fissure 1 se retrouve dans la situation d'instabilité décrite en 10.3. Cela signifie qu'au moment de l'instabilité, la fissure 2 s'arrête tandis que la fissure 1 continue de se propager.

Bazant et al. (1979) et Bazant et Wahab (1980) utilisent ce même critère dans une simulation numérique par éléments finis. Ils étudient également le comportement post-critique, i.e. après l'apparition de l'instabilité. Ils montrent que la fissure 2, qui s'est arrêtée de se propager, se referme. En effet, la refermeture d'une fissure ($\delta l < 0$) est considérée comme possible lorsque le taux de restitution d'énergie G est nul. Notons qu'en toute rigueur, $\delta l < 0$ n'est pas une simple refermeture mais une cicatrisation de la fissure.

Les approches précédentes ne prennent pas en compte le couplage entre la propagation de fissure et le problème thermique; en effet, les surfaces créées par la propagation modifient les

conditions aux limites du problème thermique (cf section 10.4). Boeck et al. (1999) se placent dans le cas d'une propagation stationnaire d'espacement b d'un réseau de fissures parallèles: la vitesse v des fissures est une constante et le référentiel d'étude est associé à la pointe de la fissure. Sur les lèvres de la fissure, le flux de chaleur est proportionnel à la différence de température. Le critère de stabilité, qui est le même que précédemment impose des conditions sur b et v qui ne peuvent pas être indépendants: de manière générale, le critère est respecté pour des vitesses rapides et des fissures espacées.

Li et al. (1995) proposent une manière de calculer l'espacement initial de la fissuration, toujours dans le cadre du refroidissement d'un demi-espace. La profondeur de la zone refroidie évolue au cours du temps, elle est caractérisée par une longueur caractéristique δ servant de paramètre de chargement. La longueur initiale a et l'espacement initial b constituent les inconnues du problème. Le matériau, initialement sain, se fissure pour une valeur δ^* du chargement. Les fissures qui se créent alors doivent remplir deux conditions

- elles doivent vérifier le critère de Griffith;
- la variation de l'énergie potentielle lors du processus de fissuration correspond exactement à l'énergie dissipée par la fissuration.

Le taux de restitution d'énergie en pointe de fissure G et l'énergie potentielle \mathcal{P} dépendent de a, b, δ^* : $G = G(a, b, \delta^*)$ et $\mathcal{P} = \mathcal{P}(a, b, \delta^*)$. La variation d'énergie potentielle est donc $\mathcal{P}(0, b, \delta^*) - \mathcal{P}(a, b, \delta^*)$. a et b vérifient alors

$$G(a, b, \delta^*) = G_c \quad \mathcal{P}(0, b, \delta^*) - \mathcal{P}(a, b, \delta^*) = aG_c \quad (11-4)$$

Les deux conditions requises ne sont que deux versions différentes de la conservation de l'énergie telle que décrite en 10.1, l'une pour des propagations infinitésimales de fissure, l'autre pour des propagations finies. δ^* étant connu, ces équations déterminent formellement a et b .

11.3 Stabilité et bifurcation

L'instabilité et la bifurcation diffèrent pour les systèmes irréversibles. Ce type de système a été étudié par Nguyen Quoc (1984, 1987), qui définit les notions suivantes:

- une évolution du système est (évidemment) une solution des équations d'évolution;
- une évolution est stable si elle correspond à un minimum local de l'énergie du système;
- il y a bifurcation lorsqu'il y a perte d'unicité des solutions des équations d'évolution.

Son analyse est reprise ici dans une version simplifiée.

Considérons une structure contenant N fissures de longueur L_i obéissant au critère de Griffith. Le matériau est élastique linéaire. Sous l'effet d'un chargement $Q(t)$, les fissures vont se propager. À tout instant, pour chacune d'entre elles, une vitesse de propagation \dot{L}_i , éventuellement nulle, peut être définie. L'objectif est de relier la vitesse réelle de propagation $\dot{\mathbf{L}} = [\dot{L}_i]$ à la vitesse réelle de variation du taux de restitution d'énergie $\dot{\mathbf{G}} = [\dot{G}_i]$, et donc indirectement au chargement $Q(t)$.

Lorsque \mathbf{G} est connu, il lui associé l'ensemble $N(\mathbf{G})$ des vitesses de propagation $\dot{\mathbf{L}}$ vérifiant $\dot{l}_i = 0$ si $G_i < G_c$ et $\dot{l}_i \geq 0$ si $G_i = G_c$. $N(\mathbf{G})$ peut être défini de la façon suivante :

$$N(\mathbf{G}) = \left\{ \dot{\mathbf{l}} = [\dot{l}_i] \mid \dot{l}_i(G_i^* - G_i) \leq 0 \quad \forall G_i^* \leq G_c \right\} \quad (11-5)$$

Les éléments de $N(\mathbf{G})$ vérifient l'inégalité

$$\dot{G}_i \dot{l}_i \leq 0 \quad (11-6)$$

Si $G_i < G_c$, $\dot{l}_i = 0$ et la relation est immédiate. Si $G_i = G_c$, alors $\dot{G}_i \leq 0$, sinon G_i dépasserait G_c ce qui est impossible. Comme \dot{l}_i est positif, le produit est négatif.

L'inégalité précédente peut être stricte, puisque le cas ($G_i = G_c$), ($\dot{G}_i < 0$) et ($\dot{l}_i > 0$) est possible. En revanche, la vitesse réelle $\dot{\mathbf{L}}$ est le seul élément de $N(\mathbf{G})$ à atteindre l'égalité

$$\dot{G}_i \dot{L}_i = 0 \quad (11-7)$$

Si $\dot{L}_i = 0$, cela est immédiat. Si $\dot{L}_i > 0$, alors $G_i = G_c$ et s'y maintient si bien que $\dot{G}_i = 0$.

$\dot{\mathbf{L}}$ vérifie alors l'inéquation variationnelle suivante

$$\dot{\mathbf{L}} \in N(\mathbf{G}) \quad \forall \dot{\mathbf{l}} \in N(\mathbf{G}) \quad (\dot{L}_i - \dot{l}_i) \dot{G}_i \geq 0 \quad (11-8)$$

En utilisant la définition (10-2) de G , ceci se réécrit

$$\dot{\mathbf{L}}_i \in N(\mathbf{G}) \quad \text{et} \quad \forall \dot{\mathbf{l}} \in N(\mathbf{G}) \quad -(\dot{\mathbf{L}} - \dot{\mathbf{l}}) \cdot \dot{\mathbf{G}} = (\dot{\mathbf{L}} - \dot{\mathbf{l}}) \cdot \left(\frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial \mathbf{L} \partial \mathbf{L}} \dot{\mathbf{L}} + \frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial \mathbf{L} \partial Q} \dot{Q} \right) \leq 0 \quad (11-9)$$

Cette inéquation variationnelle permet de définir la vitesse réelle de propagation $\dot{\mathbf{L}}(t)$ connaissant le chargement $\dot{Q}(t)$. En réalité, cette inéquation peut avoir plusieurs solutions $\dot{\mathbf{L}}(t)$ différentes, ce qui conduit à la bifurcation.

Ce problème admet les résultats mathématiques suivants (Nguyen Quoc, 1984, 1987):

- une condition suffisante d'existence d'une solution stable du problème (11-9) est

$$\boxed{-{}^t\dot{\mathbf{i}} \cdot \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \mathbf{L}} \cdot \dot{\mathbf{i}} > 0 \quad \forall \dot{\mathbf{i}} \in N(\mathbf{G}) \quad \text{et} \quad \dot{\mathbf{i}} \neq 0} \quad (11-10)$$

- une condition suffisante d'unicité de la solution du problème (11-9), et donc de non-bifurcation, est

$$\boxed{-{}^t\dot{\mathbf{i}} \cdot \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \mathbf{L}} \cdot \dot{\mathbf{i}} > 0 \quad \forall \dot{\mathbf{i}} \in \bar{N}(\mathbf{G}) \quad \text{et} \quad \dot{\mathbf{i}} \neq 0} \quad (11-11)$$

où $\bar{N}(\mathbf{G})$ est l'espace vectoriel engendré par $N(\mathbf{G})$. La condition de non-bifurcation est plus stricte que celle de stabilité, ce qui est caractéristique des systèmes irréversibles.

En général, la bifurcation survient lorsque le chargement atteint un seuil critique. Avant ce seuil, le système suit une évolution $\dot{\mathbf{L}}_0(t)$ qui reste d'ailleurs solution de (11-9) après le seuil. Quelle est la forme des autres solutions apparaissant à la bifurcation? Lorsque le critère n'est plus respecté, il existe $\dot{\lambda}$ non nul tel que

$${}^t\dot{\lambda} \cdot \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \mathbf{L}} \cdot \dot{\lambda} = 0 \quad (11-12)$$

La vitesse des solutions au moment de la bifurcation est alors de la forme $\dot{\mathbf{L}} + t\dot{\lambda}$ avec $t \in \mathbb{R}$, le cas $t = 0$ correspondant à la solution naturelle.

11.4 Critères pour un réseau de fissures parallèles

Étudions maintenant les réseaux décrits sur la figure 8 page 149. Le chapitre précédent a permis de déterminer l'évolution «naturelle» $\mathbf{L}_0(t)$ pour laquelle les fissures ont la même longueur à tout instant. Peut-il y avoir bifurcation du système? Pour le savoir, il faut expliciter les critères de stabilité et de bifurcation, qui portent sur les propriétés de la matrice $\left[\frac{\partial G_i}{\partial L_j} \right]$. Puisqu'il y a une infinité de fissures, les vecteurs \mathbf{L} appartiennent à un espace de dimension infinie. La notation matricielle sera néanmoins toujours utilisée par souci de simplicité.

La matrice (infinie) $\left[\frac{\partial G_i}{\partial L_j} \right]$ est de la forme :

$$\left[\frac{\partial G_i}{\partial L_j} \right] = [G_{i,j}] = \begin{bmatrix} P & Q & R & \dots & \dots \\ Q & P & Q & R & \dots \\ R & Q & P & Q & R \\ \dots & R & Q & P & Q \\ \dots & \dots & R & Q & P \end{bmatrix} \quad (11-13)$$

Quelle en est la signification physique? $\frac{\partial G_i}{\partial L_j}$ représente la variation du taux de restitution G_i de la fissure i lorsque seule la fissure j se propage. $[G_{i,j}]$ est donc la matrice des interactions entre fissures. Plus des fissures sont éloignées, moins elles interagissent. Les termes de cette matrice tendent vers 0 lorsqu'ils sont loin de la diagonale.

Négligeons les interactions entre fissures. Cela revient à imposer $\frac{\partial G_i}{\partial L_j} = 0$ dès que $i \neq j$ et la matrice $[G_{i,j}]$ devient

$$\left[\frac{\partial G_i}{\partial L_j} \right] = [G_{i,j}] = \begin{bmatrix} P & 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & P & 0 & \dots & \dots \\ \dots & 0 & P & 0 & \dots \\ \dots & \dots & 0 & P & 0 \\ \dots & \dots & \dots & 0 & P \end{bmatrix} \quad (11-14)$$

Les critères de stabilité (11-10) et de non-bifurcation (11.3) se confondent. Ils se réduisent à $P < 0$ soit

$$\boxed{\frac{\partial G_i}{\partial L_i} < 0} \quad (11-15)$$

Les auteurs évoqués dans la section 11.2 ont donc utilisé un critère ne prenant pas en compte l'interaction entre fissures.

Prenons uniquement en compte les interactions entre voisins immédiats: seuls les termes $P = G_{i,i}$ et $Q = G_{i,i+1} = G_{i,i-1}$ sont non nuls. la matrice $[G_{i,j}]$ devient

$$\left[\frac{\partial G_i}{\partial L_j} \right] = [G_{i,j}] = \begin{bmatrix} P & Q & 0 & \dots & \dots \\ Q & P & Q & 0 & \dots \\ 0 & Q & P & Q & 0 \\ \dots & 0 & Q & P & Q \\ \dots & \dots & 0 & Q & P \end{bmatrix} \quad (11-16)$$

Les critères (11-10) et (11.3) s'écrivent alors

$$\forall N \quad \forall (i)_{(i=1,N)} \begin{cases} \neq 0 \text{ (non-bifurcation)} \\ > 0 \text{ (stabilité)} \end{cases} \quad -P \sum_{i=1}^N \dot{l}_i^2 - 2Q \sum_{i=1}^{N-1} \dot{l}_i \dot{l}_{i+1} < 0 \quad (11-17)$$

ce qui équivaut à

$$\text{non-bifurcation} \quad P + 2Q < 0 \quad \text{et} \quad P - 2Q < 0 \quad (11-18a)$$

$$\text{stabilité} \quad P + 2Q < 0 \quad \text{et} \quad P < 0 \quad (11-18b)$$

Les fissures tendent à décharger les fissures voisines : cela implique $Q < 0$. Cette intuition sera confirmée par le calcul numérique. Les critères deviennent

$$\text{non-bifurcation} \quad \boxed{\frac{\partial G_i}{\partial L_i} < \frac{\partial G_i}{\partial L_{i+1}} + \frac{\partial G_i}{\partial L_{i-1}} = 2 \frac{\partial G_i}{\partial L_{i+1}}} \quad (11-19a)$$

$$\text{stabilité} \quad \boxed{\frac{\partial G_i}{\partial L_i} < 0} \quad (11-19b)$$

Ces critères montrent que ce sont bien les interactions entre les fissures qui conduisent à la bifurcation. Notons que seules les interactions entre voisins immédiats sont pris en compte.

Quelle est la forme des nouvelles solutions apparaissant à la bifurcation? $\dot{\lambda}$, défini dans l'équation (11-12), peut être pris égal à $[\dots, -1, 1, -1, 1, -1, \dots]$. Cela signifie donc que les vitesses possibles pour les solutions sont de la forme $[\dots, \dot{L}_0 - t, \dot{L}_0 + t, \dot{L}_0 - t, \dot{L}_0 + t, \dot{L}_0 - t, \dots]$ avec $t \in \mathbb{R}$. En d'autres termes, la solution bifurquée s'obtient à partir de la solution naturelle en ralentissant une fissure sur deux et en accélérant une fissure sur deux (figure 1).

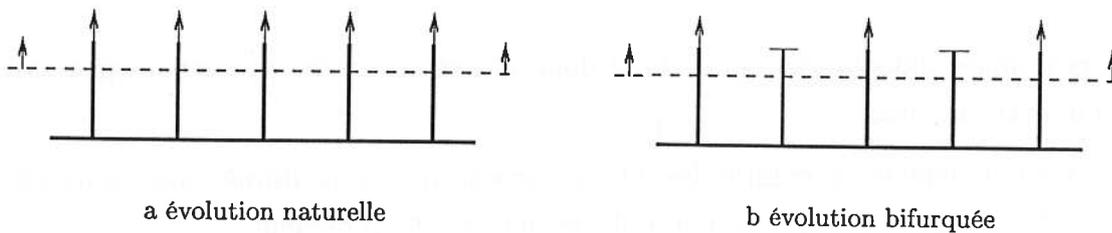


FIG. 1 - Deux évolutions possibles

11.5 Mise en œuvre numérique

La procédure G_THETA de CASTEM2000 permet de calculer le taux de restitution d'énergie en pointe d'une fissure. En faisant varier «manuellement» la longueur des fissures en gardant le chargement constant, il est possible de calculer la variation du taux de restitution d'énergie avec la longueur de la fissure. Connaissant alors les deux termes $\frac{\partial G_i}{\partial L_i}$ et $\frac{\partial G_i}{\partial L_{i+1}}$, il devient possible de vérifier le respect des critères. Le calcul direct de ces deux termes par la procédure G_THETA n'est possible que pour un matériau homogène. Ce n'est pas le cas ici, car les modules élastiques du matériau dépendent du champ de température.

La structure modélisant le réseau infini est une unité élémentaire de 2 fissures avec les conditions de périodicité adaptée (figure 9 page 150). À chaque pas de calcul, la longueur des deux fissures est réactualisée pour respecter le critère de Griffith, le taux de restitution d'énergie étant calculé sur la fissure «du haut». Deux autres structures sont alors définies : la première (resp. la seconde) est obtenue en allongeant la fissure «du haut» (resp. «du bas») de $\delta l = 5mm$. Le champ de potentiel chimique issu du calcul hydromécanique est alors utilisé comme chargement hydrique (plus précisément thermique) sur les deux nouvelles structures. Le taux de restitution d'énergie G_2 (resp. G_3) est alors calculé à la pointe de la fissure «du haut» (figure 2).

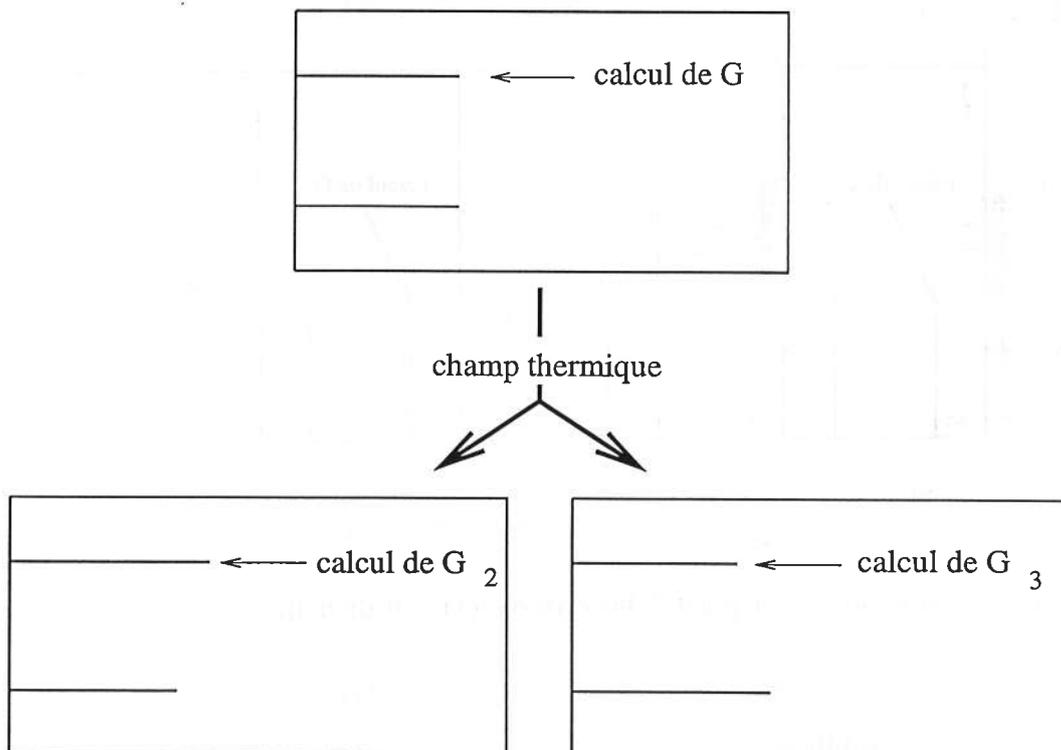


FIG. 2 – Calculs de G_2 et G_3

Si les accroissements de fissures $\delta l = 5mm$ sont suffisamment faibles et en ne prenant en compte que les interactions entre voisins immédiats, il vient :

$$G_2 = G + \frac{\partial G_i}{\partial L_i} \delta l \quad (11-20a)$$

$$G_3 = G + \left(\frac{\partial G_i}{\partial L_{i+1}} + \frac{\partial G_i}{\partial L_{i-1}} \right) \delta l \quad (11-20b)$$

Les expressions de G_2 et de G_3 découlent naturellement des propriétés de périodicité (figures 3 et 4)

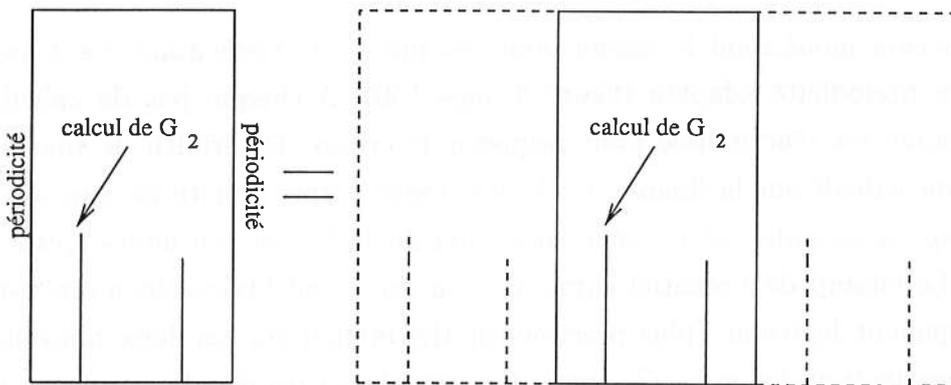


FIG. 3 - Signification de G_2

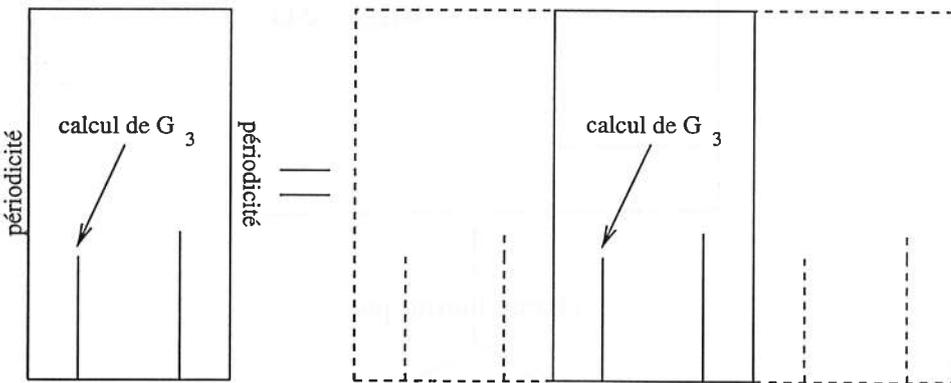


FIG. 4 - Signification de G_3

Comme δl est strictement positif, les critères (11-19) deviennent

non-bifurcation : $G_2 - G_3 < 0$ (11-21a)

stabilité : $G_2 - G < 0$ (11-21b)

11.6 Résultats de la simulation

La figure 5 montre l'évolution de $G_2 - G_3$ pour les trois espacements étudiés : 5cm, 10cm et 20cm. Initialement, $G_2 - G_3$ est négatif. Au fur et à mesure de la progression de la désaturation, les fissures se propagent et $G_2 - G_3$ augmente. Au bout de 2 mois, il devient positif pour le réseau à 5cm d'espacement. À ce moment, la longueur des fissures est de 10cm environ. Pour le réseau à 10cm d'espacement, $G_2 - G_3$ devient positif au bout de 8 mois pour une longueur de fissure de 24cm. L'évolution de $G_2 - G_3$ semble saccadée. Pour obtenir une évolution plus lisse, il faudrait augmenter le nombre de pas de temps et diminuer l'avancée des fissures à chaque propagation.

Ces résultats montrent qu'un réseau de 5cm d'espacement bifurque rapidement tandis qu'un réseau de 10cm d'espacement ne bifurque qu'au bout de 8mois. Le réseau à 20cm ne bifurque pas sur les 18 mois étudiés.

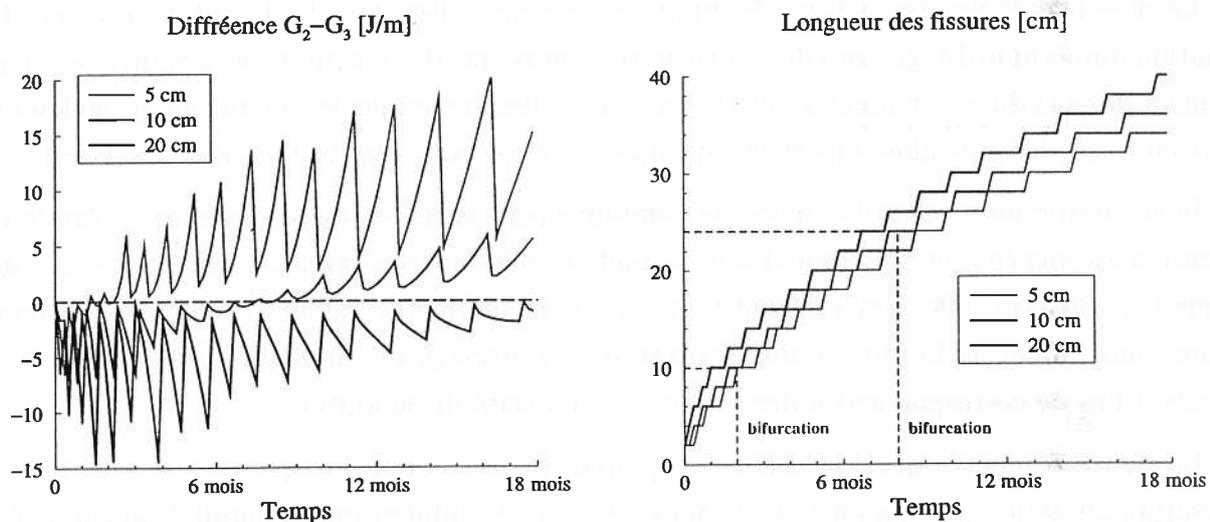


FIG. 5 – Vérification du critère de non-bifurcation

Quelle est la sensibilité de ces résultats par rapport à la valeur de G_c ? Comme dans le chapitre précédent, l'analyse de bifurcation est menée pour le réseau à 10cm d'espacement avec trois valeurs différentes de G_c : 25 J/mol, 50 J/mol et 100 J/mol. La figure 6 montre que l'instant de bifurcation est peu affecté et reste aux alentours de 8 mois. Pour valider la procédure numérique, la bifurcation du réseau à 10cm d'espacement est étudiée avec deux valeurs différentes de dl : 1 cm et 2 cm. L'influence de la valeur de dl est très faible sur l'instant de bifurcation (figure 7). Ce résultat est un indice de confiance supplémentaire quant à la procédure utilisée.

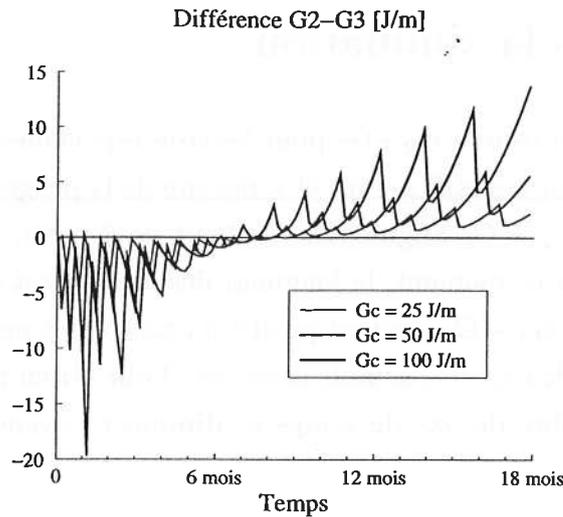


FIG. 6 – Influence de G_c sur la bifurcation

La présence de fissures permet de diminuer les contraintes dans la direction verticale. La simulation numérique des galeries de Tournemire montre que des tractions importantes existent également dans la direction horizontale. Un réseau de fissures verticales devrait donc également exister en front de taille alors que seules quelques fissures verticales isolées sont observées.

Pour comprendre cette différence de comportement entre les deux directions, l'étude de bifurcation est menée avec un réseau d'espacement 10 cm pour trois taux de restitution d'énergie critique G_c : 50 J/m , 500 J/m et 5000 J/m . Ces deux dernières valeurs sont arbitrairement grandes pour modéliser la plus grande résistance à la propagation de fissure dans la direction verticale. Elles ne correspondent à des mesures de ténacité du matériau.

La figure 8 montre que les fissures se propagent moins loin lorsque G_c est plus grand. Ce résultat est tout à fait logique et attendu. De plus, la bifurcation apparaît beaucoup plus rapidement lorsque G_c est grand. Cela montre que les fissures verticales devraient être beaucoup plus éloignées les unes des autres que les fissures horizontales. Cela constitue un début d'explication de l'absence de réseau de fissures verticales observées sur le site.

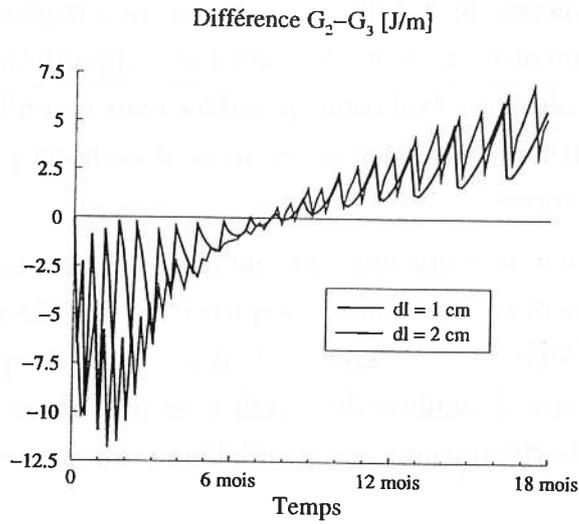


FIG. 7 - Influence de dl sur la bifurcation

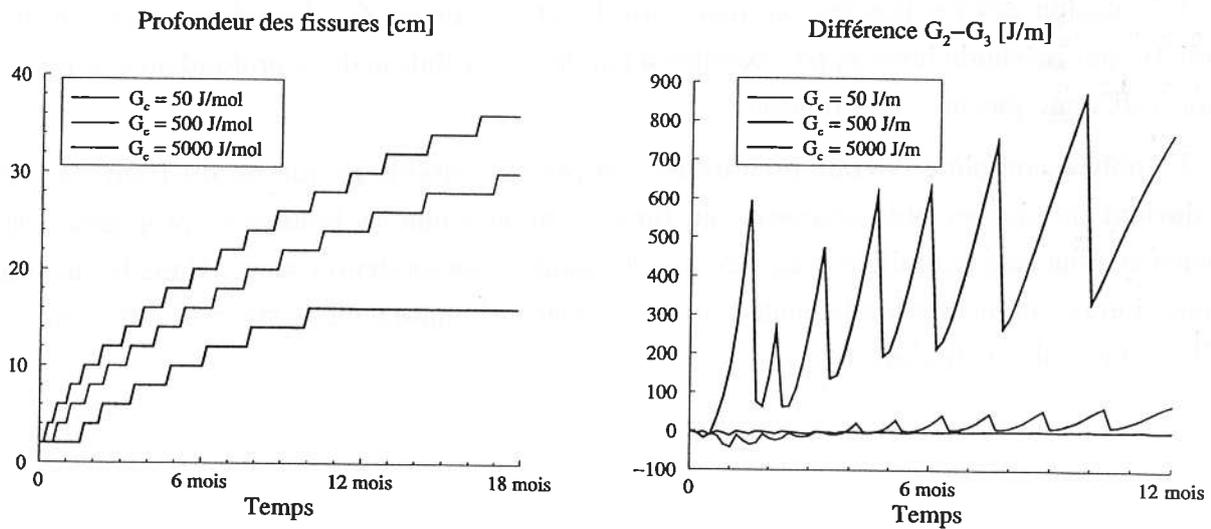


FIG. 8 - Évolution des fissures verticales

Synthèse

L'analyse des phénomènes de stabilité et de bifurcation requiert un cadre mathématique sophistiqué, qui a été simplement abordé. Par exemple, l'apparition d'une bifurcation indique simplement l'existence de plusieurs évolutions possibles mais rien n'indique laquelle le système va choisir. Généralement, il suit l'évolution stable mais, dans le cas présent, elles le sont toutes. Il faudrait donc affiner l'analyse.

De plus, le système devrait subir une suite de bifurcations à partir d'un réseau d'espacement très faible. L'espacement suivrait alors la séquence ... $\rightarrow 0,625\text{cm} \rightarrow 1,25\text{cm} \rightarrow 2,5\text{cm} \rightarrow 5\text{cm} \rightarrow 10\text{cm} \rightarrow 20\text{cm} \rightarrow 40\text{cm} \rightarrow \dots$. Cependant, il n'y a pas d'espacement inférieur à 10cm clairement observé sur le site. L'analyse de stabilité ne peut donc pas remplacer totalement l'étude de l'amorçage de la fissuration, qui est d'ailleurs un thème de recherche encore très ouvert.

L'analyse de stabilité permet cependant de mieux appréhender l'évolution des fissures de retrait. Elles sont apparues quelques semaines après l'excavation. L'analyse de bifurcation montre que l'espacement correspondant doit alors se situer entre 5cm et 10cm . Après 2 mois de désaturation, un réseau à 5cm d'espacement bifurque vers un réseau à 10cm . Ce réseau bifurque lui-même vers un réseau à 10cm au bout de 8 mois. Ne serait-ce qu'à cause des incertitudes expérimentales, ces résultats ne doivent pas être pris au pied de la lettre. Ils sont simplement cohérents avec l'observation d'un espacement privilégié entre 10 et 20cm .

L'évolution des fissures semble peu sensible au paramètre G_c . Une détermination de ce paramètre par méthode inverse, par exemple à partir de l'évolution de la profondeur des fissures, ne pourrait donc pas être très précise.

L'analyse complète devrait prendre en compte la véritable géométrie du front de taille. Elle devient de plus en plus nécessaire au fur et à mesure que les fissures se propagent. Elles ne peuvent plus être assimilées à un réseau périodique dans un demi-espace. Dans le cas d'une propagation rectiligne, les fondements théoriques sont inchangés mais la structure de la matrice $\left[\frac{\partial G_i}{\partial L_j} \right]$ est bien plus compliquée.

Synthèse de la troisième partie

L'utilisation de la théorie de la rupture fragile offre d'intéressantes perspectives pour la prévision de l'évolution de la fissuration de retrait. Elle évite l'usage d'un milieu continu équivalent en prenant explicitement en compte les discontinuités. En particulier, elle permet une prévision de l'évolution de paramètres mesurables *in situ* comme l'espacement, l'ouverture ou l'écartement des fissures en s'appuyant sur une base théorique solide. De plus, dans le contexte plus global de la problématique du stockage de déchets nucléaires, ces paramètres peuvent s'avérer utiles pour la détermination plus précise de paramètres hydrauliques comme la perméabilité autour de l'ouvrage.

Elle offre cependant quelques difficultés d'application. En effet, il semble impossible de modéliser la création et la propagation de toutes les fissures, d'où cette modélisation par un réseau périodique de fissures se propageant uniquement en mode I. L'anisotropie du matériau privilégie d'ailleurs fortement la propagation selon ce mode. Le processus d'amorçage des fissures n'est pas non plus modélisé : cela sort du champ de la rupture fragile qui ne s'occupe que des fissures déjà existantes. Enfin, les outils numériques mis en œuvre montrent certaines limites : seul le matériau isotrope est disponible pour les calculs de fissures dans CASTEM2000. Ces limitations ne sont pas spécifiques du problème qui nous occupe : elles indiquent que des efforts de modélisations sont encore à fournir. De plus, l'obtention de mesures *in situ* est rendue difficile par la nature même du matériau ce qui empêche toute validation d'un modèle trop sophistiqué.

D'autre part, le problème du séchage ne peut pas se découpler de celui de la perturbation strictement mécanique due au creusement. En effet, l'EDZ se caractérise par une fissuration nette caractéristique d'une rupture à dominante fragile : les propriétés hydrauliques et mécaniques du matériau sont modifiées. Une modélisation cohérente avec celle de la fissuration de retrait devrait donc prendre en compte explicitement ces discontinuités ce qui reste encore difficilement envisageable. En front de taille, cette perturbation est plus faible que dans le reste des galeries, c'est pourquoi elle est négligée. En revanche, sur l'ensemble de l'ouvrage, cela n'est sans doute pas possible.

Conclusion générale

Une modélisation du comportement hydromécanique de l'argilite de Tournemire, basée sur la notion de potentiel chimique, a été proposée. Elle offre une analogie certaine avec la thermomécanique : dans les deux cas, il s'agit de coupler un phénomène de transport (chaleur, eau) avec les propriétés mécaniques du matériau. Sa base thermodynamique permet l'intégration au niveau de l'échantillon des processus physico-chimiques microscopiques et clarifie les liens entre ces deux échelles. Elle met en rapport des propriétés du matériau généralement étudiées séparément : isothermes d'adsorption, comportement en non saturé, propriétés osmotiques.

Ce comportement hydromécanique a été utilisé pour évaluer l'influence des phénomènes de désaturation / resaturation sur les galeries du site de Tournemire. Ils montrent que l'effet à court terme sur les convergences est faible alors que l'effet sur les contraintes est suffisamment important pour amener le matériau jusqu'à la rupture en traction. L'étude du front de taille confirme l'existence de tractions importantes en paroi, ce qui est cohérent avec la fissuration subhorizontale observée sur le site. Rappelons que les paramètres du comportement correspondent à des mesures au laboratoire. L'effet d'échelle n'est donc pas intégré et l'influence des phénomènes de désaturation / resaturation est peut-être sous-évalué.

Un calcul effectué sur une géométrie sphérique montre que la zone affectée par la désaturation s'étend sur une profondeur équivalente à quelques rayons au bout d'une durée « infinie ». Ce type d'ouvrage n'est pas très réaliste mais ce résultat numérique montre que les phénomènes de désaturation / resaturation peuvent s'avérer non négligeables pour l'étude du comportement d'un ouvrage à très long terme.

Certains problèmes se posent directement à l'échelle du massif et doivent être prise en compte pour une modélisation complète. Notons par exemple la présence d'un couloir de faille dans la galerie Ouest ; les deux galeries ont un comportement différent, l'amplitude des convergences n'y sont pas les mêmes. De plus, les modules élastiques mesurées en laboratoire sont souvent plus élevés que les modules *in situ* : c'est l'effet d'échelle. Cet effet n'est pas spécifique du site de Tournemire mais se pose pour tout ouvrage de génie civil. Il faut néanmoins souligner que l'étude des mécanismes d'interactions hydromécaniques n'est qu'une partie du problème plus vaste du comportement d'un ouvrage souterrain à très long terme.

Un calcul de structure bidimensionnel a été mené afin d'étudier la propagation de la fissuration du front de taille dans le cadre de la mécanique de la rupture fragile. Cette théorie résout élégamment les problèmes de propagation de réseau de fissures macroscopiques mais est encore rarement appliquée aux géomatériaux. La pertinence de la notion de ténacité, qui en est la base même, peut s'évaluer par la dispersion des mesures expérimentales. Cette dispersion est sans doute inhérente au phénomène de rupture fragile. En effet, la propagation est gouvernée par les champs mécaniques locaux en pointe de fissure. C'est donc un problème micromécanique dans lequel l'hétérogénéité du matériau peut peut-être jouer : cela dépend par exemple du rapport entre le rayon de courbure de la pointe, si tant est qu'il puisse être défini, et la dimension caractéristique des cristaux et des amas argileux. Une théorie plus complète devrait prendre en compte le processus d'élaboration en pointe de fissure.

La combinaison de ces deux notions (potentiel chimique, rupture fragile) aboutit à une approche quantitative de l'évolution de la fissuration par séchage du massif. Les différentes simplifications sur le comportement du matériau ou le problème de structure permettent de se focaliser sur le seul phénomène de rupture en front de taille et de confirmer l'implication des interactions hydromécaniques. Elles n'empêchent pas des raffinements ultérieurs, par exemple pour une analyse plus précise des mesures de convergence ou des mesures extensométriques sur fissures tectoniques qui montrent également des variations saisonnières. Pour cela, une analyse plus fine de la perturbation strictement mécanique due au creusement est nécessaire. La prise en compte des aspects thermiques est également à envisager.

L'analyse proposée explique les phénomènes de gonflement/retrait des argilites par les variations de potentiel chimique dans la solution interstitielle. C'est le même type d'explication qui avait été d'abord retenu pour le béton. Cependant, des travaux récents montrent que, dans le béton, le retrait/gonflement est causé par la formation de cristaux de silice par réaction chimique. Cela souligne l'importance des données microscopiques pour une bonne modélisation des propriétés macroscopiques. Par exemple, le modèle proposé ne peut pas prendre en compte des phénomènes d'oxydation au contact de l'atmosphère car il ne modélise pas les réactions chimiques. Certes, ces réactions se situent à une échelle très fine mais comparable à celle des interactions hydromécaniques et osmotiques et leur influence sur le comportement d'un échantillon est peu connu.

L'une des particularités de la problématique du stockage de déchets réside dans la très longue durée de tenue de l'ouvrage qui doit assurer le confinement des éléments radioactifs sur plusieurs milliers d'années. Il est difficile de connaître les phénomènes prépondérants sur une telle période. Les galeries du site de Tournemire offrent qu'un recul de quelques années et le tunnel a une centaine d'années d'existence. Un tel recul est déjà instructif même s'il est faible par rapport à l'échelle de temps du stockage de déchets. D'un point de vue mécanique,

Conclusion générale

des comportements visqueux très lents sont peut-être à l'œuvre. Dans ce contexte, ce travail a permis d'attirer l'attention sur un mécanisme qui peut s'avérer important à long terme.

Bibliographie

- Afassi, F. (1992). *Caractérisation de la résistance à la propagation des fissures dans une roche anisotrope: le schiste. influence de la pression de confinement*. Thèse de Doctorat, Université de Lille I.
- Alonso, E., Gens, A., et Josa, A. (1990). The constitutive model for partially saturated soils. *Géotechnique*, XL(3).
- Atkinson, B. K., et Meredith, P. G. (1987). In *Fracture Mechanics of Rock*.
- Bauer-Plaindoux, C., Tessier, D., et Ghoreychi, M. (1998a). Importance de l'organisation texturale dans le comportement mécanique des roches argileuses profondes. In J. Cases, J. Tissot, et J. Yvon (Eds.), *Colloque magi'50* (p. 177-184). Vandoeuvre-les-Nancy: Sciences de la Terre, A.S.G.A.
- Bauer-Plaindoux, C., Tessier, D., et Ghoreychi, M. (1998b). Propriétés mécaniques des roches argileuses carbonatées: importance de la relation calcite-argile. *Compte-Rendus à l'Académie des Sciences de Paris*, 326, 231-237. (Sciences de la Terre et des Planètes)
- Bazant, Z. P., Ohtsubo, H., et Aoh, K. (1979). Stability and post-critical growth of a system of cooling or shrinkage cracks. *International Journal of Fracture*, 15(5), 443-456.
- Bazant, Z. P., et Wahab, A. B. (1980). Stability of parallel cracks in solids reinforced by bars. *International Journal of Solids and Structures*, 16, 97-105.
- Bennethum, L. S., Murad, M. A., et Cushman, J. H. (2000). Macroscale thermodynamics and the chemical potential for swelling porous media. *Transport in Porous Media*, 39, 187-225.
- Biot, M. A. (1972). Theory of finite deformations of porous solids. *Indiana university mathematics journal*.
- Bishop, A. (1959). The principle of effective stress. *Teknisk Ukeblad*(39), 859-863.
- Bishop, A., et Blight, G. (1963). Some aspects of effective stress in saturated and partly saturated soils. *Géotechnique*, 13(3), 177-197.
- Boeck, T., Bahr, H.-A., Lampenscherf, S., et Bahr, U. (1999). Self-driven propagation of crack arrays: a stationary two-dimensional model. *Physical Review E*, 59(2), 1408-1416.
- Boisson, J. (1995). *Étude de l'écoulement dans un massif argileux - Laboratoire souterrain de Tournemire* (Tech. Rep.). IPSN/DPEI/SERGD. (rapport 2)

- Boisson, J. (1996a). *Caractérisations hydrogéologiques in situ des argilites du tunnel de Tournemire* (Tech. Rep.). IPSN/DPRE/SERGD. (rapport 4)
- Boisson, J. (1996b). *Étude des transferts au laboratoire à partir des argilites du tunnel de tournemire* (Tech. Rep.). IPSN/DPRE/SERGD. (rapport 3)
- Boisson, J., Cabrera, J., et Windt, L. D. (1997a). *Caractérisation des propriétés de transferts au laboratoire des argilites et marnes toarciennes de Tournemire (Aveyron-France)* (Tech. Rep.). IPSN/DPRE/SERGD. (rapport 5)
- Boisson, J., Cabrera, J., et Windt, L. D. (1997b). *Étude des écoulements dans un massif argileux - Laboratoire souterrain de Tournemire* (Tech. Rep.). IPSN. (rapport provisoire)
- Bolt, G. (1956). Physico-chemical analysis of the compressibility of pure clays. *Géotechnique*, 6(2), 86-93.
- Bostrøm, B., Svanø, G., Horsud, P., et Askevold, A. (1998). The shrinkage rate of KCl-exposed smectitic North Sea shale simulated by a diffusion model. In *Eurock 98 - spe/isrm rock mechanics in petroleum engineering* (p. 273-282).
- Cabrera, J., Volant, P., Baker, C., Pettit, W., et Young, R. (1999). Structural and geophysical investigations of the edz in indurated argillaceous media: the tunnel and the galleries of the IPSN Tournemire site. France. In *Proceedings of the 37th US. Rock Mechanics Symposium (Vail, USA)* (p. 957-964).
- Caillière, S., Hénin, S., et Rautureau, M. (1982a). *Minéralogie des argiles - classification et nomenclature* (2ème ed.). INRA.
- Caillière, S., Hénin, S., et Rautureau, M. (1982b). *Minéralogie des argiles - structure et propriétés physico-chimiques* (2ème ed.). INRA.
- Cazacu, O. (1995). *Contribution à la modélisation du comportement élastoviscoplastique d'une roche anisotrope*. Thèse de Doctorat, Université de Lille.
- Chateau, X., et Dormieux, L. (1998). A micromechanical approach to the behaviour of unsaturated porous media. In J. F. Thimus, Y. Abousleiman, A.-D. Cheng, O. Coussy, et E. Detournay (Eds.), *Poro-mechanics - a tribute to maurice a. biot* (p. 47-52). Rotterdam: Balkema.
- Coussy, O. (1991). *Mécanique des milieux poreux*. Éditions Technip.
- Coussy, O., Dangla, P., Dormieux, L., et Lemarchand, E. (1998). A two-scale modelling of a swelling clay. In J. F. Thimus, Y. Abousleiman, A.-D. Cheng, O. Coussy, et E. Detournay (Eds.), *Poro-mechanics - a tribute to maurice a. biot* (p. 53-58). Rotterdam: Balkema.
- Coussy, O., Dormieux, L., et Detournay, E. (1998). From mixture theory to Biot's approach for porous media. *International Journal of Solids and Structures*, 35(34-35), 4619-4635.
- Daupley, X. (1997). *Étude du potentiel de l'eau intersitielle d'une roche argileuse et de relations entre ses propriétés hydriques et mécaniques - application aux argilites du Toarcien dans*

- la région de Tournemire (Aveyron). Thèse de Doctorat, École Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- de Buhan, P., et Dormieux, L. (1996). On the validity of the effective stress concept for assessing the strength of saturated porous materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 44(10), 1649-1667.
- de Buhan, P., Dormieux, L., et Chateau, X. (1998). A micro-macro approach to the constitutive formulation of large strain poroelasticity. In J. F. Thimus, Y. Abousleiman, A.-D. Cheng, O. Coussy, et E. Detournay (Eds.), *Poro-mechanics - a tribute to Maurice A. Biot* (p. 35-40). Rotterdam: Balkema.
- Delage, P. (1987). Aspects du comportement des sols non saturés. *Revue Française de Géotechnique*, 40, 33-44.
- Delage, P., Howat, M. D., et Cui, Y. J. (1998). The relationship between suction and swelling properties in a heavily compacted unsaturated clay. *Engineering Geology*, 50(1-2), 31-48.
- Derjaguin, B., et Churaev, N. (1978). On the question of determining the concept of disjoining pressure and its role in the equilibrium and flow of thin films. *Journal of Colloid and Interface Science*, 66(3).
- Devillers, P., Youssoufi, M. E., et Saix, C. (1998). Consolidation of unsaturated soils: identification of Biot's coefficient. In J. F. Thimus, Y. Abousleiman, A.-D. Cheng, O. Coussy, et E. Detournay (Eds.), *Poro-mechanics - a tribute to Maurice a. Biot* (p. 65-70). Rotterdam: Balkema.
- Di Maio, C. (1996). Exposure of bentonite to salt solution: osmotic and mechanical effects. *Géotechnique*, 46(4), 695-707.
- Dormieux, L., Barboux, P., et Coussy, O. (1994). Une modélisation macroscopique du gonflement des argiles saturées. *Compte-Rendus à l'Académie des Sciences de Paris*, 319(série II), 1135-1142.
- Dormieux, L., Barboux, P., Coussy, O., et Dangla, P. (1995). A macroscopic model of the swelling phenomenon of a saturated clay. *European Journal of Mechanics of Solids*, 14(6), 981-1004.
- Ewy, R. T., et Stankovich, R. J. (2000). Pore pressure change due to shale-fluid interactions: measurements under simulated wellbore conditions. In *Pacific rocks 2000 - 4th north american rock mechanics symposium* (p. 147-154).
- Fam, M. A., et Dusseault, M. B. (1998). Shear strength and stiffness of clay-rich sediments during drilling operations. In *Eurock 98 - SPE/ISRM Rock mechanics in petroleum engineering* (p. 283-290).
- Fleureau, Kherbek, et Taibi. (1995). Aspects expérimentaux et modélisation du comportement des sols à pression négative. In Alonso et Delage (Eds.), *Unsaturated soils/ sols non*

- Schlosser, Kalteziotis, et Frank (Eds.), *Geotechnical engineering of hard soils - soft rocks* (Vol. 2, p. 1631-1638). Rotterdam: Balkema.
- Niandou, H., Shao, J., Henry, J., et Fourmaintraux, D. (1997). Laboratory investigation of the mechanical behavior of Tournemire shale. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 34(1), 3-16.
- Prost, R. (1989). Relations eau-argile : structure et gonflement des matériaux argileux. In *école d'hiver SFMC/GFA - Les matériaux argileux : structure, propriétés, applications*.
- Prost, R. (1998). Mécanismes du retrait/gonflement des matériaux argileux en présence d'eau. In J. Cases, J. Tisot, et J. Yvon (Eds.), *Colloque magi'50* (p. 140-145). Sciences de la Terre, A.S.G.A.
- Rejeb, A. (1999). Mechanical characterisation of the argillaceous Tournemire site (France). In P. C. Jha et R. Gupta (Eds.), *Proceedings of the international conference on rock engineering techniques for site characterisation*. Oxford and IBH Publishing co. pvt. Ltd.
- Robinet, J., Al-Mukhtar, M., Rhattas, M., Plas, F., et Lebon, P. (1992). Modèle de transfert de masse dans les argiles à faible porosité : application à l'effet de la ventilation dans les galeries. *Revue Française de Géotechnique*, 61, 31-43.
- Robinet, J., Pazkad, M., et Plas, F. (1994). Un modèle rhéologique pour les argiles gonflantes. *Revue Française de Géotechnique*, 67.
- Robinet, J., et Tacherifet, S. (1996). Simulation numérique du creusement d'une galerie dans un massif argileux gonflant. *Revue Française de Géotechnique*, 75, 57-68.
- Ronsin, O., et Perrin, B. (1997). Multi-fracture propagation in a directional crack growth experiment. *Europhysics letters*, 38(6), 435-440.
- Salençon, J. (1994). *Mécanique des milieux continus. tome 2 : Thermoélasticité*. École Polytechnique.
- Santos, H., Diek, A., et Rogiers, J. (1998a). Capillary forces : how important are the effects on shale breakage in laboratory testing? *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35(4-5). (Paper No. 94)
- Santos, H., Diek, A., et Rogiers, J. (1998b). Deepwater shale swelling potentiel evaluation. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35(4-5). (Paper No. 65)
- Schmitt, L., Forsans, T., et Santarelli, J. (1994). Shale testing and capillary phenomena. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 31(5), 411-427.
- Seedsman, R. (1987). Strength implications of the crystalline and osmotic swelling of clays in shales. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 24(6), 357-364.
- Seedsman, R. W. (1993). Characterizing clay shales. In J. Hudson (Ed.), *Comprehensive rock engineering*. Pergamon Press.

- Shao, J., Chiarelli, A., et Hoteit, N. (1998). Modeling of coupled elastoplastic damage in rock materials. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35, 4-5. (Paper No. 65)
- Sherwood, J. D. (1993). Biot poroelasticity of a chemically active shale. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 440, 365-377.
- Sherwood, J. D., et Bailey, L. (1994). Swelling of shale around a cylindrical wellbore. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 444, 161-184.
- Simon, B., Kaufman, M., Liu, J., et Baldwin, A. (1998). Porohyperelastic-transport-swelling theory, material properties and finite element models for large arteries. *International Journal of Solids and Structures*, 35(34-35), 5021-5031.
- Sridharan, A., et Venkatappa Rao, G. (1979). Shear strength behaviour of saturated clays and the role of effective stress concept. *Géotechnique*, 29(2), 177-193.
- Steiger, R. P. (1993). Advanced triaxial swelling tests on preserved shale cores. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 30(7), 681-685.
- Taibi, S. (1994). *Comportement mécanique et hydraulique des sols soumis à une pression intersitielle négative - étude expérimentale et modélisation*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Paris.
- Terrien, M., Bergues, J., Sarda, J., et d'Albissin, M. C. (1993). Experimental study of the anisotropy of a sandstone and a marble. In Boehler (Ed.), *Failure criteria of structured media*. Rotterdam: Balkema.
- Tessier, D. (1984). *étude expérimentale de l'organisation des matériaux argileux - hydratation, gonflement et structuration au cours de la dessiccation et de la réhumectation*. INRA.
- Ulm, F.-J., Acker, P., et Levy, M. (1999). The «chunnel» fire. ii: Analysis of concrete damage. *Journal of Engineering Mechanics*, 125(3), 283-289.
- Ulm, F.-J., et Coussy, O. (1995). Modeling of thermomechanical couplings of concrete at early ages. *Journal of Engineering Mechanics*, 121(7), 785-794.
- Ulm, F.-J., Coussy, O., et Bažant, Z. P. (1999). The «chunnel» fire. i: Chemoplastic softening in rapidly heated concrete. *Journal of Engineering Mechanics*, 125(3), 272-282.
- Van Eeckhout, E. M. (1976). The mechanisms of strength reduction due to moisture in coal mine shales. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 13, 61-67.
- Van Olphen. (1977). *Introduction to clay colloid chemistry*. New-York: Wiley.
- Vincké, O., Longuemare, P., Boutéca, M., et Deflandre, J. (1998). Investigation of the poromechanical behavior of shales in the elastic domain. In *Eurock 98 - SPE/ISRM Rock mechanics in petroleum engineering*.

- Wang, C. L., Yew, C. H., et Chenevert, M. E. (1994). The stability of a deviated wellbore in shale rocks. In Siriwarzadane et Zaman (Eds.), *Computer methods and advances in geomechanics*.
- Wilson, G., Barbour, S., et Fredlund, D. (1995). The prediction of evaporative fluxes from unsaturated soil surfaces. In Alonso et Delage (Eds.), *Unsaturated soils/ sols non saturés*. Balkema.
- Zaoui, A. (1995). *Matériaux hétérogènes et composites*. École Polytechnique.