



HAL
open science

Sur les couplages entre comportement mécanique et processus de transfert de masse dans le sel gemme

Philippe Cosenza

► **To cite this version:**

Philippe Cosenza. Sur les couplages entre comportement mécanique et processus de transfert de masse dans le sel gemme. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de la Sorbonne, 1996. Français. NNT : 1996PA066098 . tel-04391784

HAL Id: tel-04391784

<https://hal.science/tel-04391784>

Submitted on 12 Jan 2024

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

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

Public Domain

THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :
MÉCANIQUE

présentée par
Philippe COSENZA

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Sujet de la thèse :

**SUR LES COUPLAGES ENTRE COMPORTEMENT MÉCANIQUE ET
PROCESSUS DE TRANSFERT DE MASSE DANS LE SEL GEMME**

soutenue le 28 Octobre 1996

devant le jury composé de Messieurs :

A. TABBAGH	Président
A. GENS.....	Rapporteur
Y. GUEGUEN	Rapporteur
M. ARNOULD	Examineur
M. GHOREYCHI.....	Examineur
G. de MARSILY.....	Examineur
B. HAJTINK	Examineur

Sur les couplages entre comportement mécanique et processus de transfert de masse dans le sel gemme

Les résultats obtenus à partir d'un essai *in situ* aux Mines de Potasse d'Alsace (MDPA) permettent d'affirmer que le sel gemme est perméable au gaz et à la saumure, même loin des ouvrages souterrains (quatre rayons de la galerie). Contrairement aux débits volumiques de gaz (azote), les débits d'injection de saumure sont assez bien reproduits par la loi de Darcy. En outre, après percolation de saumure dans le massif, l'effet de la pression capillaire fait diminuer d'un ordre de grandeur le débit d'injection de gaz.

Au cours d'essais triaxiaux réalisés sous des pressions de confinement élevées jusqu'à soixante MPa, les échantillons de sel des MDPAs en contact direct avec le liquide de confinement (pétrole et saumure) montrent un endommagement plus précoce et une résistance à la compression plus faible que les échantillons gainés. Ces effets induits par la perméabilité du sel sont accentués lorsque le liquide de confinement est la saumure.

Sur le plan de la modélisation, un cadre théorique macroscopique est proposé et utilisé pour discuter le rôle du phénomène de dissolution/cristallisation de la saumure piégée dans les interstices. Nous avons pu établir que le processus de colmatage accompagné d'une déformation viscoplastique des grains peut expliquer l'imperméabilité du sel gemme sur des échelles de temps géologiques.

En matière de sûreté des stockages en formations salines, nous avons pu montrer qu'une très faible perméabilité bien que non mesurable par les dispositifs de perméamétrie actuels est de nature à influencer de manière sensible l'évolution à long terme du stockage.

Coupled effects between mechanical behavior and mass transfer phenomena in rock salt

The results of a field experiment carried out in the Mines de Potasse d'Alsace (MDPA, France) show that rock salt is permeable to gas and to brine, at least around underground facilities (four radii far from the gallery wall). In contrast to gas flow rate, brine flow rate is interpreted in a satisfactory way using a model based on Darcy's law. On the other hand, after brine percolation into the rockmass, capillarity has a significant effect on the gas injection flow rate.

During laboratory compressive triaxial tests, under high confining pressure (up to sixty MPa),unjacketed samples of MDPAsalt show a lower damage initiation and a lower compressive strength than jacketed samples. These effects induced by salt permeability become more marked when brine is used as confining fluid.

In the theoretical part, a framework is proposed and used to discuss dissolution/crystallisation phenomenon leading to a change of transport properties. The "healing process", associated with viscoplastic strains of grains can explain the extremely low permeability of rock salt at a geological time scale.

Results of the calculations on underground structures show that a very low permeability which may not be measurable using existing techniques, modifies in a significant way the long term evolution of an underground storage.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le sel gemme présente deux *propriétés de transfert de masse* remarquables. D'une part, il possède une grande solubilité dans l'eau (transfert de masse d'une phase à une autre) qui autorise la réalisation par lessivage de grandes cavités souterraines de plusieurs centaines de milliers de mètres cubes. D'autre part, il montre une très faible perméabilité aux fluides (transfert de masse d'un point de l'espace à un autre) qui lui confère une grande aptitude au stockage d'hydrocarbures et de déchets toxiques et radioactifs.

Dès lors que le stockage souterrain de déchets radioactifs sur de très longues périodes de temps est envisagé dans plusieurs pays industrialisés (RFA, USA), l'influence de ces deux propriétés de transfert particulières sur l'évolution à long terme d'une structure de stockage nécessite une recherche approfondie. En général, l'étude de *stabilité* hydro-géochimique de l'"ouvrage-hôte" qui en découle est toujours découplée des propriétés rhéologiques particulières du sel gemme. Réciproquement, l'analyse de stabilité purement mécanique de l'ouvrage (vis-à-vis de la rupture de l'ouvrage, et des grandes déformations admissibles de par la nature viscoplastique du sel) ne prend pas en compte la possibilité d'une percolation de fluide dans les interstices. La raison principale de ce dernier choix repose sur "l'imperméabilité renommée" du sel gemme.

Le premier objectif de cette recherche est de réexaminer l'hypothèse de "découplage" couramment admise, entre comportement mécanique du sel et propriétés de transfert. Plus particulièrement, dans le cadre d'une analyse de sûreté, on se pose les questions suivantes :

- dans quelles conditions, le sel gemme est-il perméable aux fluides (gaz, saumure, ..) ?
- quel(s) processus gouverne(nt) la faible percolation de fluides dans un milieu salifère extrêmement peu poreux ? (écoulement de type Darcy ? quelle est l'importance des interactions fluides-roches ?)
- quelle est l'influence de cette faible percolation sur le comportement mécanique de la structure de stockage ?
- quelle incidence peut avoir le chargement thermo-mécanique de la structure sur la perméabilité du massif et donc sur l'évolution du stockage et du milieu géologique ?

Des éléments de réponse existent d'ores et déjà dans la littérature. Des nouveaux résultats expérimentaux obtenus en laboratoire (Le Guen, 1991; Peach, 1991) et *in situ* (Waste Isolation Pilot Plant, USA) remettent en question l'"imperméabilité" du sel : la perméabilité du sel gemme est mesurable du moins dans certains cas. Ainsi, le chapitre I de ce mémoire procède à une revue de l'état des connaissances sur les couplages hydro-mécaniques. Il vise en particulier à redéfinir les conditions de l'imperméabilité supposée du sel gemme, en relation avec l'historique du chargement mécanique et la texture du matériau (sel phénoblastique ou sel pur).

Ce travail bibliographique est suivi par des expériences de laboratoire et *in situ* que nous avons réalisées. Le chapitre II présente les résultats d'essais triaxiaux sur des échantillons non gainés de sel des Mines de Potasse d'Alsace (MDPA). L'effet de la percolation du fluide de confinement (saumure et pétrole) dans l'échantillon sur les critères d'endommagement et de rupture et sur les propriétés d'écoulement viscoplastique est examiné. Les résultats obtenus en condition humide sont comparés pour le même sel avec ceux acquis en condition sèche.

Le chapitre III expose la conception, la réalisation et l'interprétation d'un essai *in situ* de perméabilité* aux Mines de Potasse d'Alsace. Cette expérimentation a nécessité la mise en oeuvre d'une méthodologie et d'un dispositif appropriés à la particularité du site et à la très faible valeur supposée et vérifiée de la perméabilité du sel. Il avait deux objectifs :

- la mesure de la perméabilité au gaz à la saumure d'un banc de sel relativement pur loin de l'infrastructure minière ;
- dans le cas d'une percolation, la vérification de la loi d'écoulement de Darcy utilisée pour les géomatériaux.

A la lumière des résultats obtenus dans la littérature et en s'appuyant sur nos travaux expérimentaux, nous proposons dans une deuxième étape de cette recherche, un cadre théorique. La modélisation exposée dans le chapitre IV a pour but principal de préparer une base théorique solide pour des calculs couplés de structures souterraines en formations salines. Dans cette modélisation, le sel impur ou endommagé peut être assimilé à un milieu poreux pour lequel on dispose d'un cadre rigoureux, celui de la mécanique des milieux poreux saturé.

C'est dans ce cadre qu'on se place pour introduire en plus des couplages thermo-hydro-mécaniques déjà largement étudiés (Coussy, 1991), les couplages liés aux transferts de masse (diffusion, advection et cinétique chimique). En revanche, on simplifie nettement la cinétique chimique en se limitant à une cinétique du premier ordre dans un contexte idéal où une seule réaction est considérée (celle de la halite pure). Ce travail d'ordre théorique a permis de mettre en évidence les relations couplées entre la mécanique et les phénomènes de transport, notamment en régime transitoire.

Dans la pratique, l'utilisation de ces relations se heurte à la difficulté de l'identification de nombreux paramètres intervenants, ce qui exige des expériences spécifiques, difficiles et délicates. Ce fait nous conduit à rechercher des simplifications chaque fois que celles-ci sont justifiées, à la lumière d'une discussion sur les temps caractéristiques de divers phénomènes. Ce cadre théorique simplifié est alors utilisé dans une première partie du chapitre V pour étudier l'influence de deux phénomènes affectant la perméabilité :

- 1- la dissolution-cristallisation consécutive aux changements de solubilité de la saumure piégée dans les microfissures. Ces changements sont provoqués par une évolution de la pression de pores et/ou de la température,
- 2- la cicatrisation sous contrainte qui se manifeste macroscopiquement par une baisse différée de la perméabilité lorsque le matériau est soumis à un chargement hydrostatique. Les processus d'origine microscopique régissant ce phénomène ne sont pas totalement compris. Toutefois, un modèle est proposé mettant en jeu un transfert local de masse de sel dissout, à l'échelle du grain, depuis les joints de grains vers les microfissures. Le moteur d'un tel transfert est associé à une différence de potentiel chimique du sel induite par l'écart de contraintes normales existant entre les joints et les microfissures.

Le chapitre V s'achève par quelques exemples de calculs de structures effectués à l'aide du modèle proposé. Les conséquences de la perméabilité du sel sur la sûreté à long terme d'un stockage sont étudiées à travers un exemple, celui de l'abandon des cavernes de stockage remplies de saumure. Le rôle de la condition couplée à la limite en paroi

* Conçu et réalisé par le Groupement pour l'étude des Structures Souterraines de Stockage (G.3S), cette expérimentation s'inscrit dans le cadre du programme R&D de la Commission des Communautés Européennes (Project on Effects of GAS in Underground Storage facilities for radioactive Waste, PEGASUS project). De ce fait, elle fait l'objet d'un contrat CCE coordonné par l'Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs (ANDRA).

(couplage entre la fuite hydraulique dans le massif et la convergence de la paroi liée à l'écoulement viscoplastique) est analysé.

Remerciements

Monsieur A. Tabbagh, Professeur à l'Université Paris VI m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Je lui adresse mes plus vifs remerciements pour ses conseils et pour son soutien constant dans l'exercice de mon enseignement à l'Institut des Sciences et Technologie.

Mes remerciements vont également aux deux rapporteurs qui ont aimablement accepté d'assurer cette lourde tâche : Monsieur A. Gens, Professeur à l'Université Polytechnique de Catalogne et de Monsieur Y. Guéguen, Professeur à l'École Normale Supérieure de Paris avec qui j'ai pu avoir de nombreuses discussions fructueuses.

Monsieur M. Arnould, Professeur à l'École des Mines de Paris a aimablement accepté de participer au jury, et a bien voulu me faire profiter de ses remarques très pertinentes sur les aspects géologiques de ce mémoire. Je l'en remercie vivement.

Je remercie également Monsieur B. Haijink qui a apporté le regard de la Commission des Communautés Européennes, l'organisme qui a encouragé et financé en partie ce travail.

Monsieur de Marsily, Professeur à l'Université Paris VI m'a fait l'honneur d'encadrer ce travail. Ses conseils prodigués aux étapes importantes de la thèse ont été déterminants. Je tiens à lui exprimer ici ma profonde gratitude.

Que Monsieur M. Ghoreychi, Directeur du Groupement pour l'étude des Structures Souterraines de Stockage (G.3S), qui a supervisé mes recherches réalisées au sein du G.3S soit assuré de ma profonde reconnaissance. Sans ses conseils précieux, sa rigueur, sa disponibilité, et ses encouragements constants, ce travail n'aurait pas pu aboutir. Mehdi, encore merci.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur P. Habib, Président du G.3S, Monsieur P. Bérest, Directeur du Laboratoire de Mécanique des Solides de l'École Polytechnique et Monsieur G. Rousset, ancien Directeur du G.3S, qui m'ont accueilli dans l'équipe de Mécanique des Roches de l'École Polytechnique et avec qui les échanges ont été riches et nombreux.

Je suis particulièrement redevable à Madame S. Guillaume, Professeur à l'Université Paris VI, pour m'avoir encouragé à initier et à poursuivre cette recherche. Mme Guillaume, je vous dois beaucoup.

Concernant l'essai *in situ* aux Mines de Potasse d'Alsace, ce travail a très largement bénéficié des conseils, de l'aide et de la collaboration :

- de la Commission des Communautés Européennes : Monsieur T. McMenamin;
- de l'Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs (ANDRA), qui a largement soutenu cet essai : Messieurs J.F. Laurens et A. Cournut;
- des Mines de Potasse d'Alsace : Messieurs G. Bonte et J.F. Durant-Smet;
- de COSEREP : Monsieur J. Leroy.

Plus particulièrement, sans la collaboration étroite de B. Bazargan du G.3S et de S. Télandro (Télandro Consultant), cet essai n'aurait jamais vu le jour. Merci à vous deux, j'ai beaucoup appris à votre contact.

Concernant les expériences de laboratoire, je tiens spécialement à remercier Monsieur S. Chanchole pour ses solides compétences techniques (et sa légendaire gentillesse), et Monsieur R. Herbez pour avoir réalisé l'essentiel des essais que j'ai

exploités. Je pense également à Monsieur L. Thorel pour les nombreuses discussions approfondies que nous avons eu ensemble, dont les remarques ont largement amélioré mon manuscrit.

J'adresse un merci amical aux chercheurs, ingénieurs, techniciens, secrétaires du G.3S d'hier et d'aujourd'hui, plus particulièrement à Liliane Quéru, Sophie Keyser, Ismaïl Benamar (merci pour ton écoute), Ahmad Pouya (merci pour tes coups de main toujours pertinents et judicieux), Su Kun, Youssam Kazan (merci pour tes histoires), Francois Coste, Albert Giraud (merci pour tes conseils), Henry Wong, J.M. Picard, Moussa Wone, Corinne Bauer, Behzad Vahida, Daniel Theval, Guy Tchiyep, Pierre Valli, Thierry Le Grasse.

Enfin, je remercie mes amis et ma famille pour l'aide et le soutien qu'ils m'ont apportés au cours de ces années de thèse.

uses discussions
ent amélioré mon

, secrétaires du
Keyser, Ismaïl
main toujours
(res), Francois
Moussa Wone,
li, Thierry Le

qu'ils m'ont

INTRODUCTION GENERALE 1

**CHAPITRE I. TRANSPORT DE MASSE FLUIDE DANS LE SEL
INFLUENCE DES SOLLECITATIONS MÉCANIQUES 5**

INTRODUCTION	6
I. ÉLÉMENTS SUR LES MÉCANISMES PHYSIQUES DE TRANSPORT DE MASSE FLUIDE DANS LE SEL	6
I.1 Le transport de saumure	8
I.2 Le transport de gaz	10
I.3 Le transport de saumure/gaz. Notion de pression capillaire	11
I.4 Récapitulation	11
II. ÉLÉMENTS SUR LES PROPRIÉTÉS DE TRANSPORT DU SEL	11
II.1 Caractérisation expérimentale de la perméabilité en laboratoire	11
II.2 Essais in situ	12
a- Essais d'étanchéité de cavernes de stockage de Gaz de France	12
b- Essais de perméabilité sur le site du Waste Isolation Pilot Plant (W.I.P.P.) au Nouveau Mexique	13
II.3 Récapitulation	14
III. INFLUENCE DES SOLLECITATIONS MÉCANIQUES	15
III.1 Influence de la contrainte moyenne	15
III.2 Influence de la contrainte déviatorique	16
III.3 Influence de la contrainte moyenne effective	17
RÉCAPITULATION. CONCLUSIONS	19

**CHAPITRE II. INFLUENCE DU FLUIDE
SUR LE COMPORTEMENT MÉCANIQUE DU SEL 22**

INTRODUCTION	23
I INFLUENCE DE L'INTERACTION FLUIDE-ROCHE SUR LES CRITÈRES D'ENDOMMAGEMENT ET DE RUPTURE	22
I.1. APERÇU DES PROPRIÉTÉS GÉOMÉCANIQUES DU SEL ÉTUDIÉ	22
I.1 Contexte géologique du site	23
I.2 Propriétés mécaniques sommaires	23
I.2 DISPOSITIF ET PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE MIS EN ŒUVRE	25
I.3. RÉSULTATS	26
I.4. DISCUSSION	29
I.4.1 Rôle de la pression de pores	29
I.4.2 Rôle de l'interaction géochimique fluide-roche	31
I.4.3 Influence du fluide sur les critères d'endommagement et de rupture	31
CONCLUSION	

II. INFLUENCE DE L'ENDOMMAGEMENT ET DE L'INTERACTION FLUIDE-ROCHE SUR LE COMPORTEMENT DIFFÉRÉ	33
II.1. ÉTAT DES CONNAISSANCES	33
II.1.1 Influence du couplage microfissuration/fluage	33
II.1.2 Influence de l'interaction saumure-sel	34
II.2. ESSAIS DE RELAXATION ET DE FLUAGE EN CONDITIONS NON GAINÉE	35
II.2.1 Méthodologie	35
II. 2.2 Résultats et discussion	37
<i>a- Essais gainés à multiples paliers de relaxation</i>	37
<i>b- Essais non gainés à multiples paliers de relaxation</i>	37
<i>c -Essais sur les échantillons non gainés soumis à des paliers de fluage multiples</i>	39
CONCLUSION	40

CHAPITRE III. ESSAI IN SITU DE PERMEABILITE A LA SAUMURE ET AU GAZ	41
---	-----------

INTRODUCTION. OBJECTIFS DE L'ESSAI	42
I. ENVIRONNEMENT DE L'ESSAI	42
I.1. CONTEXTE HYDROGÉOLOGIQUE	42
I.2. CONTEXTE GÉOTECHNIQUE	43
II. CONCEPTION DE L'ESSAI.	
DÉFINITION DES PROCÉDURES EXPÉRIMENTALES	44
II.1. INJECTIONS DE SAUMURE	44
II.1.1 Équation de diffusion de la pression de pores	44
II.1.2 Solution analytique de l'équation de diffusion de la pression de pores	46
II.1.3 Influence des phénomènes dits parasites pour l'essai. Ordres de grandeur	47
<i>a- Fluage</i>	47
<i>b- Phénomènes thermiques</i>	48
<i>c- Phénomène de dissolution complémentaire en paroi</i>	49
1.4 Récapitulation et recommandations pour l'essai à la saumure	51
II.2. INJECTIONS DE GAZ	52
II. 2.1 l'écoulement de type Darcy	52
<i>a- Étude du régime permanent</i>	53
<i>b- Étude du régime transitoire</i>	54
II. 2.2 Comparaison entre écoulement Darcy et écoulement Knudsen	55
II. 2.3 Récapitulation. Recommandations pour les essais au gaz	56
II.3. RÉCAPITULATION ET RECOMMANDATIONS POUR LA PROCÉDURE DE L'ESSAI	57
III. PRÉSENTATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	58
III.1. ÉQUIPEMENTS DU PUIT	58
III.2. ÉQUIPEMENTS HORS FORAGE	59
III.2.1 Système d'injection de saumure	59
III.2.2 Système d'injection de gaz	60

III.2.3 Thermorégulation de l'essai	61
IV. RÉSULTATS DES ESSAIS	62
IV. 1. CHRONOLOGIE	62
IV.2. RÉSULTATS BRUTS DES MESURES DE DÉBITS	
IV.2.1 Essais au gaz (phase 1)	62
IV.2.2 Essais à la saumure (phase 2)	63
<i>a- Mesure du volume injecté</i>	63
<i>b- Mesures de la température</i>	65
IV.2.3 Essais au gaz après percolation de saumure (phase 3)	66
V. DISCUSSION SUR LES MÉCANISMES D'ÉCOULEMENT	67
INTRODUCTION	67
V.1. ESSAIS À LA SAUMURE	67
V.1.1 Hypothèses	67
V.1.2 Validité de la loi de Darcy	73
V.1.3. Effets des non linéarités	74
<i>a- Effet de la contrainte moyenne effective</i>	74
<i>b- Effet des phénomènes chimiques</i>	75
V.1.4 Récapitulation des essais à la saumure	75
V.2. ESSAIS AU GAZ	76
V.2.1. Déplacement miscible de gaz dissous dans la phase liquide	76
<i>a- Dissolution du gaz dans la phase liquide</i>	76
<i>b- Transport en solution du gaz dissous</i>	77
V.2.2. Écoulement de fluides immiscibles. Rôle de la pression capillaire initiale	78
<i>a- Milieu poreux saturé par le gaz</i>	78
<i>b- Déplacement d'une frontière mobile séparant deux milieux poreux saturés</i>	79
V.2.3 Récapitulation des essais au gaz	80
CONCLUSION	81
CHAPITRE IV. MODÉLISATION MACROSCOPIQUE DES PROCESSUS COUPLES DANS LE SEL	
	82
INTRODUCTION	83
I. PRINCIPE DE LA DÉMARCHE	83
I.1 Hypothèses Générales	83
I.2. Estimation de la taille du VER	84
II. ÉNONCÉ DES PRINCIPES FONDAMENTAUX DE LA THERMODYNAMIQUE DES MILIEUX POREUX OUVERTS	85
II.1. Conservation de la masse	85
II.2 Conservation de la quantité de mouvement. Théorème de l'énergie cinétique.	86
II.2.3 Conservation de l'énergie	87
II.2.4 Le Second Principe de la Thermodynamique.	
L'Inégalité de Clausius-Duhem	87
II.2.5 Formulation générale des lois de comportement	89
<i>a- Les équations d'état</i>	89
<i>b- les lois de conduction</i>	90

III. CAS PARTICULIER D'UNE LINÉARISATION PHYSIQUE	92
III.1 Hypothèses	92
a. <i>Un modèle macroscopique et linéaire</i>	92
b. <i>Choix des variables d'état</i>	92
c. <i>Principe d'obtention des lois de comportement</i>	93
III.2 Loi de comportement mécanique	93
III.3 Loi de comportement hydraulique	95
III.4 Loi de comportement thermique	96
III.5 Détermination du potentiel thermodynamique Φ	97
IV. ÉCRITURE DES ÉQUATIONS D'ÉVOLUTION DES GRANDEURS D'ÉTAT	98
IV.1 Équation d'évolution hydraulique	98
IV.2 Équation d'évolution de la masse de soluté	99
IV.3 Équation d'évolution de la température	100
IV.4 Équation de Navier	101
IV.5 Équation de cinétique chimique	102
IV.6 Récapitulation	102
IV.7 Prise en compte des non linéarités fondamentales	104
a. <i>Cas du comportement mécanique non linéaire</i>	104
b. <i>Prise en compte des non linéarités de la perméabilité</i>	104
V. ESTIMATION DES TEMPS CARACTÉRISTIQUES	105
CONCLUSION	107

CHAPITRE V. INCIDENCE DES PHÉNOMÈNES COUPLÉS SUR LE COMPORTEMENT DES OUVRAGES SOUTERRAINS	108
--	------------

INTRODUCTION	109
I. ÉVOLUTION DE LA PERMÉABILITÉ D'UN SEL MICROFISSURÉ SOUS L'EFFET D'UNE INTERACTION GÉOCHIMIQUE	109
I.1. INTERACTION GÉOCHIMIQUE SOUS L'EFFET D'UNE VARIATION DE L'ÉQUILIBRE CHIMIQUE DE LA SAUMURE	109
I.1.1 Hypothèses et écriture des équations d'évolution des grandeurs d'état	109
I.1.2 Écriture des lois complémentaires. Modèle de perméabilité	111
I.1.3 Cas d'une pression constante	113
I.1.4 Cas d'une température constante	113
I.1.5 Conclusion partielle	115
I.2. CICATRISATION SOUS CONTRAINTE	115
I.2.1 Hypothèses	115
I.2.2 Écriture des équations du modèle	117
I.2.3 Comparaison avec les données expérimentales	119
II. INFLUENCE DE LA PERMÉABILITÉ SUR LA SÛRETÉ DES STOCKAGES DANS LE SEL	120
II.1. PHÉNOMÈNES INDUISANT UNE PERTE D'ÉTANCHÉITÉ DU STOCKAGE	120
II.1.1 Endommagement et fissuration d'origine mécanique	120

<i>a- Rappel sur les critères d'endommagement et de rupture</i>	120
<i>b- Fissuration et fracturation de la paroi d'une cavité saline</i>	120
II.1.2 Fissuration par traction résultant d'un refroidissement	127
II.1.3 Fracturation hydraulique résultant d'une pression capillaire	127
II.2. ÉVOLUTION D'UNE CAVERNE ABANDONNÉE DANS UN MASSIF SALIFÈRE FAIBLEMENT PERMÉABLE	128
II.2.1 Évolution à court terme	128
II.2.2 Évolution à moyen et à long terme	13
<i>a- Stabilité de la zone endommagée</i>	130
<i>b- Application à une structure souterraine</i>	132
CONCLUSIONS	137
<hr/>	
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	138
BIBLIOGRAPHIE	143
Annexe I. Quelques propriétés des fluides étudiés	154
Annexe II. Dispositif expérimental de l'essai in situ	157
Annexe III. Calculs analytiques de l'extension de la zone endommagée autour d'une cavité souterraine en milieu poro-viscoplastique	163
Annexe IV Calculs analytiques de l'évolution à court terme de la pression de fluide dans une caverne abandonnée	170
Annexe V Solutions analytiques des équations d'évolution des contraintes à l'état asymptotique	177

PRINCIPALES NOTATIONS

a :	rayon intérieur du forage	m;
a :	longueur (et largeur) d'une microfissure	m;
\bar{a} :	longueur (et largeur) moyenne d'une microfissure	m;
A :	surface	m ² ;
A/V :	rapport de la surface de la solution mis en contact avec la solution rapportée au volume de solution	m ⁻¹ ;
α_o^t :	coefficient de dilatation thermique drainée du squelette	K ⁻¹ ;
α_o :	coefficient de dilatation thermique drainée du squelette	K ⁻¹ ;
α_o^c :	coefficient de dilatation chimique drainée	m ³ .kg ⁻¹ ;
α_{fl}^c :	coefficient de dilatation chimique de la phase liquide	m ³ .kg ⁻¹ ;
α_m :	coefficient de dilatation linéique du fluide relativement au squelette solide	K ⁻¹ ;
α^t :	coefficient de dilatation thermique non drainé	K ⁻¹ ;
α^c :	coefficient de dilatation chimique non drainé	m ³ .kg ⁻¹ ;
α_{fl}^t :	coefficient de dilatation thermique de la phase fluide	K ⁻¹ ;
b :	coefficient de Biot	- ;
b :	rayon loin de la paroi du forage	m ;
β :	coefficient de compressibilité de la saumure	Pa ⁻¹ ;
C :	concentration volumique de sel en solution	g/l ;
C :	cohésion	Pa;
C_p :	capacité calorifique à pression constante du gaz	J ⁻¹ .kg ⁻¹ .K ⁻¹ ;
C_s :	capacité calorifique du sel	J ⁻¹ .kg ⁻¹ .K ⁻¹ ;
C_s :	concentration massique de sel en solution	g.l ⁻¹ ;
C_s-C :	sous-concentration volumique	g.l ⁻¹ ;
C_v :	capacité calorifique à volume constant du gaz	J ⁻¹ .kg ⁻¹ .K ⁻¹ ;
c^{fl} :	capacité calorifique du liquide	J ⁻¹ .kg ⁻¹ .K ⁻¹ ;
d :	longueur d'une microfissure de forme cylindrique	m ;
\bar{d} :	longueur moyenne d'une microfissure de forme cylindrique	m ;
D :	diffusivité hydraulique	m ² .s ⁻¹ ;
D :	coefficient de diffusion du soluté	m ² .s ⁻¹ ;
\underline{D} :	tenseur de diffusion	m ² .s ⁻¹ ;
$\underline{\Delta}$:	tenseur de Green-Lagrange	-;
\underline{D}^f :	tenseur de dispersion	m ² .s ⁻¹ ;
D_k :	coefficient de Knudsen	m ² .s ⁻¹ ;
d_o :	coefficient de diffusion moléculaire	m ² .s ⁻¹ ;
e :	déformation volumique totale	- ;
E :	module d'Young	Pa ;
E_o :	module d'Young drainé	Pa;
eP :	déformation volumique viscoplastique	- ;
$\underline{\underline{\varepsilon}}$:	tenseur des déformations élastiques	- ;
ε :	trace du tenseur $\underline{\underline{\varepsilon}}$	- ;
$\dot{\varepsilon}$:	vitesse de déformation totale	s ⁻¹ ;
$\dot{\varepsilon}_e$:	vitesse de déformation élastique	s ⁻¹ ;
$\dot{\varepsilon}_{vp}$:	vitesse de déformation viscoplastique	s ⁻¹ ;
f_s :	énergie libre molaire	J.mol ⁻¹ ;
Φ :	densité d'énergie libre	J.m ⁻³ ;
ϕ :	porosité	- ;
ϕ_o :	porosité initiale	- ;
ϕ^{chim} :	variation de porosité d'origine chimique	- ;

ϕ^{VP} :	porosité viscoplastique	- ;
γ :	rapport C_p/C_v	- ;
h :	hauteur du découvert	m ;
η :	viscosité dynamique	Pa.s ;
k :	perméabilité intrinsèque	m^2 ;
J_2 :	deuxième invariants du tenseur des contraintes	-
J_m :	variable adimensionnelle	- ;
k_{ri} :	perméabilité relative	- ;
K :	module de compressibilité non drainé	Pa ;
K :	constante de Henry	Pa ;
K_O :	module de compressibilité drainé	Pa ;
K_C :	vitesse de dissolution	$m.s^{-1}$;
K^{fl} :	module de compressibilité de la saumure	Pa ;
K^S :	module de compressibilité de la phase solide	Pa ;
l :	espacement entre microfissures	m ;
L :	chaleur latente par unité de masse de saumure apportée pour maintenir la température constante dans une expérience isotherme et à déformation constante	$J.kg^{-1}$;
L :	longueur caractéristique	m ;
λ_O :	coefficient de Lamé drainé	Pa ;
λ_T :	conductivité thermique du sel	$W.m^{-1}.K^{-1}$;
m :	apport de masse de saumure	$kg.m^{-3}$;
M :	module de Biot	Pa ;
M :	masse molaire du gaz	kg ;
\underline{M} :	vecteur courant de masse fluide	$kg.m^{-2}.s^{-1}$;
μ :	module de cisaillement	Pa ;
μ_s :	potentiel chimique du soluté	$J.mol^{-1}$;
n :	degré (ou exposant) de non linéarité des vitesses de déformation viscoplastiques	- ;
N_{av} :	nombre d'Avogadro	- ;
ν_O :	coefficient de Poisson drainé	- ;
P :	pression du fluide	Pa ;
\underline{P} :	gradient de transformation	- ;
\underline{P} :	tenseur de Piola-Kirschhoff	Pa ;
P_c :	pression capillaire	Pa ;
P_O :	pression du fluide initiale	Pa ;
P_0 :	pression à l'état standard de pression et de température	Pa ;
P_1 :	pression du fluide en paroi	Pa ;
Q_v :	débit volumique	$m^3.s^{-1}$;
Q_m :	débit massique	$kg.s^{-1}$;
R :	coefficient des gaz parfaits	$J.K^{-1}.mol^{-1}$;
r :	rayon (depuis le centre de la cavité sphérique ou du forage cylindrique)	m ;
r :	rayon d'une microfissure de forme cylindrique	m ;
r_O :	rayon intérieur de la cavité sphérique ou du forage cylindrique	m ;
ρ :	masse volumique du gaz	$kg.m^{-3}$;
ρ :	masse volumique du sel	$kg.m^{-3}$;
ρ_s :	masse volumique du sel	$kg.m^{-3}$;
ρ^{fl} :	masse volumique du fluide	$kg.m^{-3}$;
\mathcal{R} :	chaleur de réaction non drainé	$J.kg^{-1}$;
\underline{s} :	tenseur des contraintes déviatorique	Pa ;
S/V :	rapport de la surface de la solution mis en contact avec la solution rapportée au volume de solution	m^{-1} ;
$\underline{\sigma}$:	tenseur des contraintes	Pa ;
$\underline{\sigma}^{eff}$:	tenseur des contraintes effectives	Pa ;
σ_{eq} :	contrainte équivalente de Mises	Pa ;
σ_m^{eff} :	contrainte moyenne effective	Pa ;
σ_d :	contrainte déviatorique	Pa ;
σ_m :	contrainte moyenne	Pa ;

$\bar{\sigma}_n$:	contrainte normale à la surface solide	Pa;
σ_0 :	contrainte initiale ou géostatique	Pa ;
T :	température	K ;
T_0 :	température initiale	K ;
u :	déplacement	m ;
\underline{V} ou \underline{U} :	vitesse de Darcy	$m.s^{-1}$;
V_0 :	volume molaire à l'état standard de pression et de température	m^3 ;
V_m :	volume molaire du solide	$m^3.mol^{-1}$;
w :	demi-ouverture d'une microfissure	m ;
\bar{w} :	demi-ouverture moyenne d'une microfissure	m ;
δx :	longueur et largeur d'un joint de grains	m ;
X ou w :	concentration massique en sel de la solution	- ;
X_s :	concentration massique à saturation en sel de la solution	- ;
$X_s - X$:	sous-concentration (ou la surconcentration) exprimée en concentration massique	- ;
Z :	facteur de compressibilité (Z=1 pour les gaz parfaits)	- ;

Opérateurs :

∇^2 :	laplacien;
\dot{x} :	dérivée particulaire de x par rapport au squelette solide ;
$\underline{\underline{A}} : \underline{\underline{B}}$:	produit tensoriel entre les tenseurs $\underline{\underline{A}}$ et $\underline{\underline{B}}$;
$\text{div } \underline{\underline{\sigma}}$:	divergence d'un tenseur du second ordre $\underline{\underline{\sigma}}$;
$\underline{\text{grad}} g$:	gradient d'une fonction scalaire g;
$\text{tr } \underline{\underline{\epsilon}}$:	trace du tenseur $\underline{\underline{\epsilon}}$;
$\frac{\partial f}{\partial x}$:	dérivée partielle de la fonction f par rapport à x;

CHAPITRE I

**TRANSPORT DE MASSE FLUIDE DANS LE SEL
INFLUENCE DES SOLLICITATIONS MÉCANIQUES.**

INTRODUCTION

Afin de caractériser le transport d'un fluide à travers un matériau, il est nécessaire d'identifier :

(1) Les propriétés physiques du fluide en mouvement : l'équation d'état du fluide et ses paramètres (nous allons nous limiter dans la suite à deux fluides : la saumure et le gaz ; les principales propriétés physiques de ces deux fluides sont données en annexe I);

(2) les mécanismes physiques du transport (la force motrice);

(3) les propriétés de transport du milieu traversé lorsque celui-ci est poreux (la structure de la porosité connectée, les valeurs de la porosité connectée et de la perméabilité intrinsèque). Dans la suite, le terme de *porosité* sera utilisé pour quantifier le pourcentage de vides associés à des pores ou à des fissures. Dans le cas du sel, matériau réputé doté d'une très faible porosité connectée (inférieure à 1 %), l'existence et les conditions d'obtention d'une porosité connectée mesurable seront discutées.

Lorsque le sel est sollicité mécaniquement, seuls les mécanismes et les propriétés de transport, se trouvent *a priori* modifiés.

C'est pourquoi, afin de mieux appréhender les conséquences des sollicitations mécaniques sur le comportement hydraulique d'une roche salifère, est proposé un bref aperçu sur les mécanismes et les propriétés de transport de masse fluide dans le sel. L'influence de la contrainte moyenne et de la contrainte déviatorique est ensuite examinée.

1. ÉLÉMENTS SUR LES MÉCANISMES PHYSIQUES DE TRANSPORT DE MASSE FLUIDE DANS LE SEL

1.1 Le transport de saumure

De nombreuses études micromécaniques et des observations au microscope citées par Jockwer (1979), Carter et Hansen (1983), Ratigan (1984) et Spiers *et al.* (1986) montrent qu'au moins trois modes de transport de saumure à travers le sel gemme sont possibles (figure 1) :

(A) *Une migration des vacuoles intracristallines (inclusions fluides) sous l'effet d'un gradient de température.* Ce mécanisme très lent accompagné de dissolution-recristallisation déplace les inclusions de saumure dans le cristal vers la source chaude (Anthony et Cline, 1971; Roedder, 1984; Chemin, 1990; Ghazali, 1995). Ce phénomène revêt une importance dans le contexte de la sûreté du stockage de déchets radioactifs où au voisinage du stockage, les gradients de température sont importants (Lebrun, 1993; par exemple).

(B) *Une migration de joints de grains par dissolution-recristallisation* (en anglais Fluid-assisted Grain Boundary Migration) a été mise en évidence expérimentalement sur des échantillons de sel soumis à des températures élevées (environ 200°C) et sur d'autres évaporites (bischofite et carnallite) à faible température. Bien qu'il n'existe pas de preuves expérimentales de son existence à basse température pour la halite, Spiers *et al.* (1986) supposent qu'un tel mode de transport de saumure n'est pas à exclure à l'échelle des temps géologiques.

Selon un modèle proposé par les auteurs, le transport de saumure s'opère par la migration du joint entre deux grains déformés dont les densités de dislocation sont distinctes. Cette différence induit alors une différence du potentiel chimique du soluté entre les deux grains : la surface du grain dont le potentiel est le plus élevé se dissout ; une diffusion des particules ainsi libérées se produit à travers le joint ; une précipitation à la surface du grain dont le potentiel est le plus faible apparaît.

(C) Une percolation de la saumure le long des discontinuités du milieu (joints de grains, microfissures, espaces intergranulaires remplis ou non par des impuretés) dans une porosité interconnectée (voir la section 2 de ce chapitre).

A l'échelle macroscopique, le gradient de pression n'est pas nécessairement l'unique force motrice. Des effets couplés tel que l'effet d'"osmose chimique" peuvent apparaître : on montre à l'aide la thermodynamique des processus irréversibles que le débit de saumure peut être lié au gradient de concentration (Marsily 1987, Hassanizadeh and Leijne; 1988, Jamet; 1991).

A température constante, Hassanizadeh (1986) propose la loi de conduction suivante:

$$\underline{U} = - \frac{k}{\eta^f} (\underline{\text{grad}} P + \rho \underline{g}) - \underline{D}^f \underline{\text{grad}} w$$

\underline{U} : vitesse moyenne du fluide relativement à la matrice rocheuse (m/s), k : tenseur de perméabilité intrinsèque (m^2), η^f : viscosité dynamique (Pa.s), P : pression du fluide (Pa), \underline{D}^f : tenseur de dispersion (m^2/s), ρ : densité du fluide (kg/m^3), \underline{g} : gravité (m/s^2) et w : fraction massique de sel (masse de sel/masse de saumure en kg/kg).

La thermodynamique des processus irréversibles, en condition non isotherme, fait apparaître un terme supplémentaire proportionnel en $\underline{\text{grad}}T$ (Osmose thermique) (Marsily, 1986). A notre connaissance, ces effets couplés n'ont pas été mis en évidence expérimentalement sur le sel gemme.

Par ailleurs, la percolation d'une saumure mettrait en jeu une interaction complexe entre cette saumure et la frontière des grains : les gradients de pression existants pourraient engendrer des gradients de concentration à saturation et par conséquent, des phénomènes locaux, à l'échelle du pore, de dissolution et/ou de cristallisation.

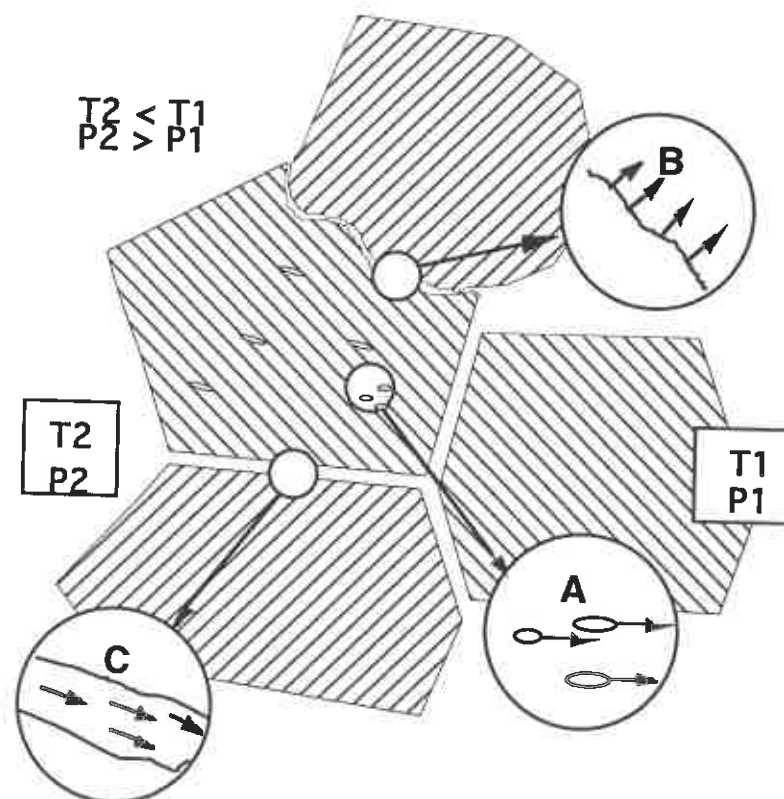


Figure 1. Schéma des mécanismes de transport de saumure à travers la roche halitique.

- A. Migration des vacuoles intracristallines sous l'effet d'un gradient de température;
- B. Migration des joints de grain par dissolution-recristallisation;
- C. Écoulement le long de microdiscontinuités intercrystallines (joints de grains) ou d'impuretés, sous l'effet d'un gradient de pression, de température et/ou de concentration

D'autres phénomènes peuvent être évoqués : le transport de molécules d'eau (ou d'ions présents dans la solution saline) dans le réseau cristallin et l'expulsion à l'échelle des pores des fluides par déformation viscoplastique des grains (Beauheim *et al.*, 1991). Ces phénomènes ne seront pas pris en compte, dans la suite, faute de preuves expérimentales et en l'absence de connaissance sur leur importance.

1.2 Le transport de gaz

A l'échelle macroscopique, au delà d'un certain Volume Élémentaire Représentatif, il est souvent admis que l'écoulement du gaz, doué d'une viscosité, obéit à la loi de Darcy. En l'absence d'effet dû à la pesanteur, le débit en volume de gaz Q , à travers une section A , s'écrit alors:

$$\frac{Q}{A} = - \frac{k}{\eta} \text{grad}P$$

k : tenseur de perméabilité intrinsèque (m^2) ; η : viscosité dynamique du fluide (Pa.s).

Toutefois, la dimension des pores dans une roche salifère pouvant atteindre 10^{-9} m (Spiers *et al.*, 1986, Carter et Hansen, 1983 ; Anderson *et al.* 1990), soit un ordre de grandeur au dessus du diamètre d'une molécule de gaz, on peut alors se demander si la description macroscopique de l'écoulement du gaz ne doit pas tenir compte de la structure moléculaire de la matière. En effet, l'écoulement se faisant à travers des canaux dont les dimensions sont tellement petites, le fluide ne peut être considéré comme continu et visqueux comme le suppose la loi de Darcy.

Ainsi, contrairement au processus de diffusion contrôlé microscopiquement par les chocs inter-molécules, l'écoulement dans des canaux de dimension nanométrique met en jeu, à l'échelle microscopique, des collisions entre les molécules *et la paroi* des canaux, pouvant alors donner naissance à des "glissements" sur les parois (Dullien, 1992). Ces collisions molécules-paroi augmentent lorsque la pression du gaz diminue (la distance de parcours d'une molécule entre deux chocs étant alors plus grande).

Sur l'incidence à l'échelle macroscopique de telles collisions, Klingenberg (1941) montre expérimentalement que dans un milieu faiblement poreux, la perméabilité intrinsèque au gaz est significativement supérieure à la perméabilité aux liquides. La perméabilité au gaz k_{gaz} est alors liée empiriquement à la perméabilité au liquide (non réactif) k_{liq} par la relation suivante :

$$k_{\text{gaz}} = k_{\text{liq}}(1 + b/P_m)$$

P_m : pression moyenne de gaz; b : constante dite de Klingenberg.

Schlich (1985) suggère la loi de filtration suivante pour un écoulement dit de Knudsen :

$$\frac{Q}{A} = -\phi \frac{D_k}{P} \text{grad}P$$

ϕ : porosité et D_k : coefficient dit Knudsen donné par la théorie de la cinétique des gaz en supposant une distribution isotrope de tubes capillaires :

$$D_k = \frac{4}{3} \sqrt{2 \frac{RT}{M\pi}} \bar{r}$$

R : constante des gaz parfaits; M : masse molaire du gaz; T : température; \bar{r} : rayon moyen d'un capillaire.

Cette loi de filtration a permis de reproduire d'une manière satisfaisante les débits de saumure produits par évaporation au cours d'essais de chauffage dans la mine de sel de Asse en Allemagne (Schlich, 1985). Néanmoins, elle mériterait une confirmation expérimentale à l'aide d'essais en laboratoire *et in situ* de perméabilité au gaz.

En outre, on peut remarquer que comparé à un écoulement visqueux, de type Darcy pour un milieu poreux, le débit de volume dépend non seulement du gradient de pression mais aussi de la pression du gaz.

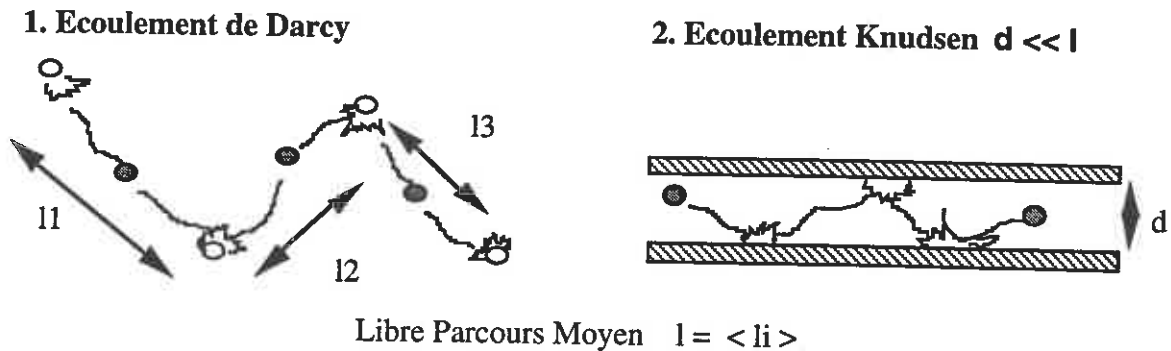


Figure 2. Micromécanismes de transport de gaz

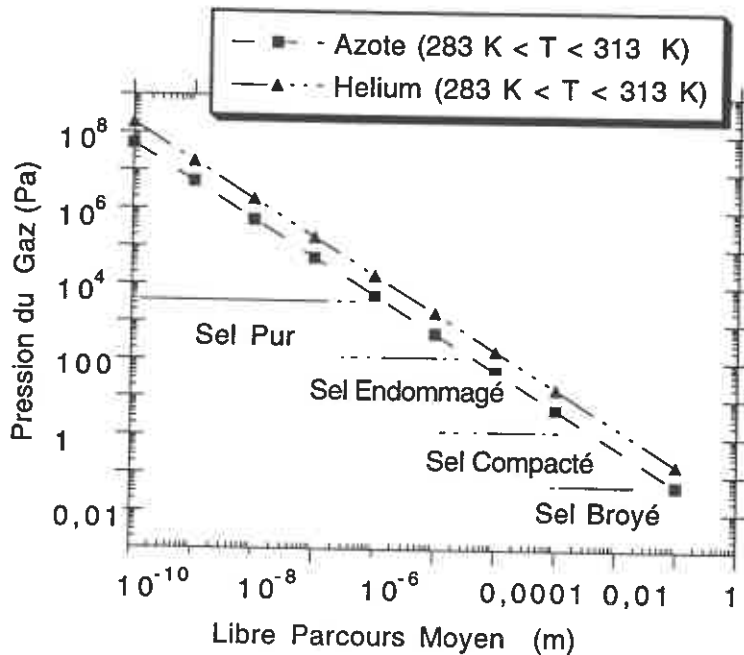


Figure 3. Libre parcours moyen calculé en fonction de la pression du gaz (azote et hélium) à l'aide de la relation donnée par Guinier (1980) (voir texte ci-dessous). Le libre parcours moyen est comparé à la dimension caractéristique des pores de différentes variétés de sel (traits horizontaux).

On peut se demander dans la pratique, compte tenu des dimensions caractéristiques des pores du sel, quelle est alors la pression minimale de gaz nécessaire pour annuler cet effet dit de Klingenberg ?

Comme nous l'avons vu, la déviation par rapport à loi de Darcy est d'autant plus marquée que la pression est faible ou que la dimension caractéristique des pores est petite. Cet écart peut être approximé à l'aide du libre parcours moyen (l) lié à la pression du gaz. Pour un gaz parfait constitué de molécules sphériques de diamètre (D), on peut utiliser la relation ci-dessous (Guigner, 1980) :

$$l = \frac{l}{\sqrt{2} \pi N_{av}} \cdot \frac{RT}{PD^2}$$

Nav : Nombre d'Avogadro $6,02 \cdot 10^{22}$.

Cette relation permet de constater que si la dimension caractéristique des pores est comprise entre 10^{-6} et 10^{-9} m (cas du sel gemme) (Spiers *et al.*, 1986; Anderson *et al.*, 1990), le passage entre les écoulements de Darcy et Knudsen intervient pour des pressions de gaz allant de 6 kPa à 6 MPa respectivement. La loi de Darcy ne s'applique donc probablement pas à un sel dont la taille de pores est nanométrique, si celui-ci est soumis à

des pressions de gaz inférieures à 6 MPa. En revanche, pour des dimensions de pores supérieures au nanomètre, la loi de Darcy peut être une approximation acceptable (figure 3). Ce point doit être vérifié expérimentalement.

1.3 le transport de saumure/gaz - notion de pression capillaire

La roche salifère naturelle si elle peut être considérée comme poreuse, se trouve probablement partiellement non saturée. L'écoulement serait alors biphasique en son sein et serait compliqué à décrire et à quantifier. Pour des écoulements dans un milieu supposé poreux et mettant en jeu plusieurs phases fluides, les ingénieurs pétroliers ont introduit le concept de perméabilité relative k_{ri} définie comme le rapport de la perméabilité spécifique sur la perméabilité intrinsèque. La perméabilité spécifique \underline{k}_i est une grandeur tensorielle qui s'écrit pour une phase i :

$$\underline{k}_i = k_{ri} \underline{k}$$

La perméabilité relative k_{ri} , grandeur scalaire, dépend de S_i , la saturation volumique de la phase i (volume des pores occupé par la phase i / volume total des pores) et de la nature du fluide. Ainsi, la loi de Darcy dite généralisée s'écrit pour la phase i :

$$\underline{U}_i = - \underline{k} k_{ri}(S_i)/\eta (\underline{\text{grad}} P_i + \rho_i \underline{g})$$

ρ_i : masse volumique du fluide i , P_i : pression de la phase i .

A notre connaissance, la loi de Darcy généralisée n'a pas été vérifiée pour le sel gemme.

Pour qu'un écoulement de gaz puisse envahir un milieu saturé par de la saumure, il est nécessaire de lui appliquer une pression supérieure à la somme de la pression hydrostatique et de la pression de seuil (en anglais "threshold pressure"). La pression de seuil traduit la résistance due aux forces capillaires à l'interface gaz/saumure. Elle peut être estimée de deux manières (tableau 1):

- par des modèles simples tels que l'équation de Laplace ou le modèle de tubes capillaires (Thomas *et al.*, 1967),

- à partir de corrélations empiriques (Davies, 1989).

Modèle	Pression de seuil (MPa)
Équation de Laplace $P_c = \frac{2\sigma \cos\theta}{r}$ pour interface air/eau : $\sigma=0,076 \text{ N/m}$ $\cos\theta=1$.	0.3 ($2r = 10^{-6} \text{ m}$) 300 ($2r = 10^{-9} \text{ m}$)
Modèle de tubes capillaires (Thomas <i>et al.</i> 1961)	1.5
Corrélations empiriques avec la perméabilité intrinsèque (Thomas <i>et al.</i> 1967)	7.2 ($k=10^{-20} \text{ m}^2$) 19.3 ($k=10^{-23} \text{ m}^2$)
Corrélations empiriques avec la perméabilité intrinsèque (Davies, 1989)	≈ 5 ($k=10^{-20} \text{ m}^2$) ≥ 10 ($k=10^{-23} \text{ m}^2$)

Tableau 1. Estimation de la pression de seuil

On remarque :

- la grande incertitude sur la pression capillaire (de la fraction de MPa à plusieurs centaines de MPa);

- les valeurs élevées (plus de 10 MPa pour certaines estimations) susceptibles alors d'empêcher toute perméation par un gaz, si les vides connectés du milieu se trouvaient saturés en liquide.

1.4 Récapitulation.

Ce bref aperçu des mécanismes de transport permet de constater la complexité et la variété des phénomènes physiques mis en jeu. Certains apparaissent dans des conditions extrêmes (gradient de température élevé pour la thermomigration des inclusions fluides ; écoulement Knudsen pour un gaz lorsque les diamètres du réseau conducteur sont nanométriques) et à des échelles de temps très différentes (l'effet de la migration des joints par dissolution-recristallisation, l'osmose chimique et l'osmose thermique, s'ils existent pour le sel, interviennent sur des échelles de temps géologiques).

Ainsi, l'importance relative d'un mécanisme de transport donné est liée d'une part, au temps caractéristique du problème posé (essai en laboratoire de quelques jours ? ou stockage en souterrain sur des milliers d'années ?) et d'autre part, aux propriétés pétrophysiques du sel considéré (teneur en saumure et en impuretés, taille caractéristique des pores) et notamment à ses propriétés de transport.

2. ÉLÉMENTS SUR LES PROPRIÉTÉS DE TRANSPORT DU SEL

2.1. Caractérisation expérimentale de la perméabilité en laboratoire.

Pour les milieux très peu perméables (perméabilité intrinsèque inférieure à 10^{-17} m^2 *, les méthodes classiques de mesure de perméabilité au laboratoire (perméamètre à charge constante ou à charge variable) sont difficiles à mettre en oeuvre ; les mesures sont très longues, les débits à mesurer sont très faibles.

Une méthode appelée "Pulse Decay" est alors utilisée pour mesurer de faibles perméabilités (Brace *et al.*, 1968). Chacune des faces extrêmes d'un échantillon est reliée à un réservoir de volume connu (réservoirs "amont" et "aval"). L'ensemble du dispositif, appareillage et échantillon, est soumis au vide. Le fluide est injecté dans le système avec une pression uniforme (figure 4). Un incrément de pression de fluide est alors imposé dans le réservoir amont. Le système étant étanche, on observe l'évolution au cours du temps de la différence de pression $\Delta P(t) = P_{am}(t) - P_{av}(t)$ entre les réservoirs amont et aval jusqu'à l'obtention de l'équilibre en pression P_f uniforme. Ce dispositif peut être associé à une cellule triaxiale permettant de solliciter mécaniquement, ou thermomécaniquement, l'échantillon (Peach, 1991; Le Guen, 1991).

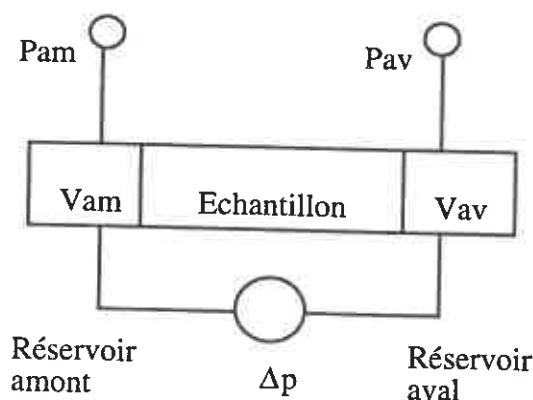


Figure 4. Principe de l'essai de mesure des faibles perméabilités (D'après Le Guen, 1991)

* Dans la suite, la perméabilité intrinsèque sera exprimée en m^2 . Rappelons que 1 Darcy $\approx 10^{-12} \text{ m}^2$, soit l'équivalent de 10^{-5} m/s environ si l'on considère que le fluide qui circule est de l'eau à salinité, température (20°C) et pression ordinaires.

La valeur de la perméabilité est alors obtenue en comparant la courbe expérimentale $\Delta P(t)$ à une courbe calculée à partir d'un modèle. Celui-ci est classiquement non couplé et fondé sur la loi de Darcy. La perméabilité ainsi obtenue est comprise dans la gamme de 10^{-22} m^2 (10^{-7} mDarcy) à 10^{-16} m^2 (0,1 mDarcy). Les porosités connectées associées à des échantillons très purs en halite (teneur supérieur à 90 %) sont en moyenne inférieures à 1 % (Tableau 2).

On notera que la valeur de 10^{-22} m^2 constitue la limite inférieure, pouvant être mesurée par des dispositifs expérimentaux de perméamétrie au laboratoire (Sutherland et Cave, 1980; Le Guen, 1991).

Propriétés de transport (Perméabilité en m^2 et porosité en %)	Méthode de mesure de la perméabilité	Origine du sel	Références
Perméabilité $5 \cdot 10^{-19}$ à $2,3 \cdot 10^{-17}$ Porosité moyenne : 1,7	Perméamètre à charge constante sous confinement (17 MPa maximum) au gaz et au liquide (pétrole et saumure)	sel de dôme (profondeur 213 m) et sel en couches (profondeur 196 m)	Gloyna et Reynolds (1961)
Perméabilité $8 \cdot 10^{-19}$ à $6 \cdot 10^{-13}$ (?) Porosité : 0,8 à 6	Perméamétrie (5,5 MPa maximum) au gaz et au liquide (pétrole et saumure) sous confinement	Sel en couches (?) provenant de plusieurs mines américaines.	Aufricht et Howard (1961)
Perméabilité $7 \cdot 10^{-18}$ à $3 \cdot 10^{-19}$ Porosité : 0,6	Méthode du "Pulse-Decay" à l'argon sous confinement (35 MPa maximum)	Sel en couches du WIPP pur en halite à 92 % (640 m et 792 m de profondeur)	Sutherland et Cave (1980)
Sel Phénoblastique : $5 \cdot 10^{-19}$ - $5 \cdot 10^{-21}$ Sel laiteux : 10^{-15} - 10^{-18} Porosité moyenne : 0,5	Méthode du "Pulse-Decay" à l'argon sous confinement (24 MPa maximum)	Sel en couches de la série salifère du bassin Bressan à plus de 500 mètres de profondeur	Le Guen (1991)
Perméabilité de 10^{-21} à $4 \cdot 10^{-18}$	Méthode du "Pulse-Decay" à l'argon sous confinement (20 MPa maximum)	Sel de dôme, pur à 98 % de la mine Asse à 800 mètres.	Peach (1991)
Perméabilité de $2 \cdot 10^{-17}$ à $7 \cdot 10^{-22}$ Porosité moyenne : 0,8	Méthode du "Pulse-Decay" sous confinement à l'argon (7,6 MPa maximum)	Sel en couches du site du WIPP située à 650 m	Stormont et Daemen (1992)

Tableau 2. Tableau récapitulatif des mesures des propriétés de transport du sel au laboratoire.

2. 2 Essais in situ

a - Essais d'étanchéité de cavernes de stockage de Gaz de France

En 1988, Gaz de France a développé un programme de recherche avec la participation du "Solution Mining Research Institute" (S.M.R.I.) afin d'étudier les pertes d'étanchéité qui apparaissaient pour des pressions élevées dans les cavités salines de stockage (Durup, 1991). En 1988, un essai en saumure de longue durée a été réalisé sur le puits expérimental EZ58 à Etrez (France) à 1000 mètres de profondeur dans une couche de sel de 200 mètres d'épaisseur.

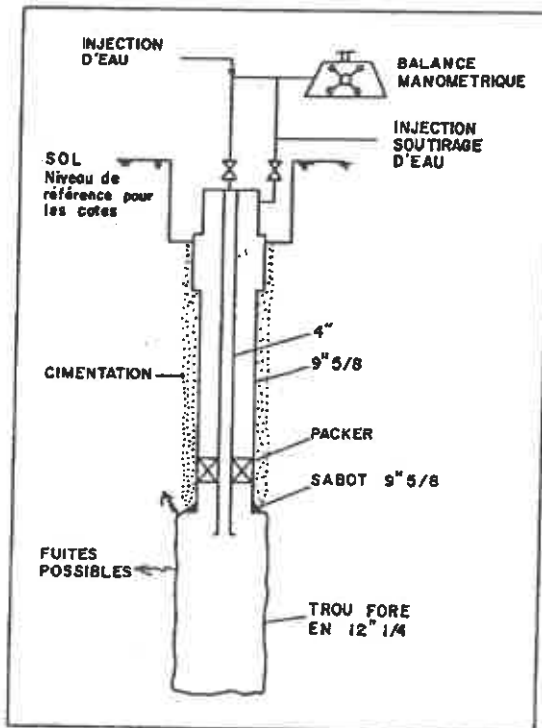


Figure 5. Schéma du dispositif pour l'essai d'étanchéité avant lessivage (d'après ATG, 1986).

Pression dans le découvert

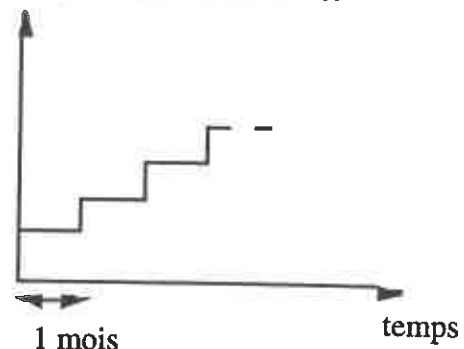
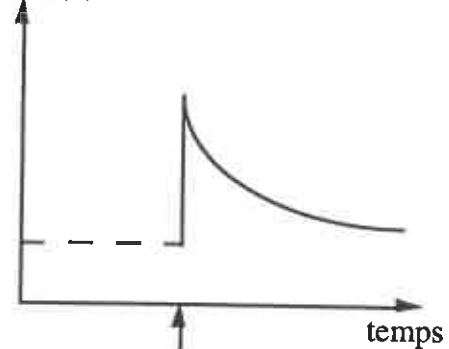


Figure 6. Principe de l'essai d'étanchéité

Pression



découvert pressurisé
instantanément

Figure 7. Principe de l'essai de type "pulse test"

La procédure expérimentale est identique à celle d'un essai d'étanchéité classique avant lessivage décrit dans l'ATG (1986) (figures 5 et 6). Le découvert du puits dans le sel a été soumis à des paliers de pression croissants. Chaque palier d'une durée moyenne d'un mois est maintenu par l'injection automatique de faibles quantités de fluide.

Les résultats ont été interprétés à l'aide de la loi d'écoulement de Darcy, en considérant exclusivement les effets dus à la compressibilité du système "saumure-cavité" et à la perméabilité. Les autres effets n'ont pas été considérés. L'ajustement de la courbe expérimentale "débit-temps" avec celle obtenue par un modèle numérique conduit à une porosité égale à 1 % et une perméabilité égale à $6 \cdot 10^{-5}$ mDarcy ($6 \cdot 10^{-20}$ m²).

Ces estimations résultent d'une interprétation simplifiée, certains phénomènes *a priori* importants : le fluage du découvert, la dilatation de la saumure due à la variation de température n'ont pas été pris en compte. En outre, la pression initiale des pores a été prise égale au poids de la colonne de saumure correspondante, hypothèse discutable dans le cas d'une formation salifère.

b- Essais de perméabilité sur le site du Waste Isolation Pilot Plan (W.I.P.P.), au Nouveau Mexique (Etats Unis)

Des mesures de perméabilité au gaz (azote) (Peterson *et al.*, 1985) et à la saumure (Bauheim *et al.*, 1991; Stormont *et al.*, 1991) furent réalisées entre 1984 et 1991 sur le site du W.I.P.P. dans les formations évaporitiques stratifiées. Deux types d'essais ont été effectués : des essais à pression constante comparables aux essais d'étanchéité réalisés par G.D.F. et des essais de "Pulse test". Ces derniers encore appelés "Pressure Decay Test"

consistent à mettre instantanément sous pression la zone testée et à étudier la chute de pression consécutive à une fuite du fluide injecté dans le massif (Figure 7).

Les résultats de ces essais ont été interprétés à partir des hypothèses suivantes :

- a- le sel est assimilé à un matériau poreux, isotrope et soumis à un écoulement *monophasique* de gaz. Le mouvement de la saumure emprisonnée et donc le phénomène de capillarité ne sont pas pris en compte.
- b- la loi de Darcy est appliquée.

Le fluage du découvert n'est pas considéré. Ces simplifications ont conduit aux résultats suivants:

- i- des perméabilités dans l'intervalle 10^{-14} à $2 \cdot 10^{-11}$ m/s (soient des perméabilités intrinsèques de 10^{-21} à 10^{-18} m²) pour la halite et $5 \cdot 10^{-13}$ à $4 \cdot 10^{-11}$ (soient $5 \cdot 10^{-20}$ à $4 \cdot 10^{-18}$ m²) pour les bancs d'anhydrite ont été calculées,
- ii- des essais sur de la halite pure n'ont montré aucune perméabilité mesurable (inférieure à 10^{-21} m²). On retrouve ainsi l'influence de la teneur en impuretés sur la perméabilité,
- iii- la pression du gaz dans les pores dans les zones stratifiées étudiées se situe dans un intervalle de 0,5 à 9,3 MPa, à une distance supérieure à 2 m de la paroi de la galerie (dont la taille moyenne est d'environ 5 m). Les plus fortes valeurs de pression interstitielle (entre 8,05 et 9,30 MPa) ont été obtenues dans les formations anhydritiques plus perméables que les formations halitiques. Ce dernier intervalle comprend la valeur de la pression hydrostatique (8,4 MPa) résultant de la profondeur des bancs (en considérant la colonne de saumure à la profondeur du site de 700 m environ). Aucune pression supérieure à la pression atmosphérique n'a été mesurée dans la zone située entre la paroi et une distance de 2 m de celle-ci,
- iv- les conductivités hydrauliques apparaissent diminuer avec la distance à la galerie. Des essais réalisés dans la mine de sel de Asse en Allemagne, selon des procédures expérimentales identiques (Wieczorek et Rothfuchs, 1986) confirment ce dernier résultat.

On notera les différences obtenues entre le site de GDF et celui du WIPP. Celles-ci sont certainement dues pour une large part à un effet d'échelle : l'essai GDF a été réalisé sur un découvert de 200 mètres contenant de nombreux bancs d'impuretés alors que les essais du WIPP ont été mis en œuvre sur des chambres décimétriques au sein de forages horizontaux. Sur le site GDF, les joints de stratifications peuvent constituer, à notre avis, des chemins d'écoulement préférentiels.

2. 3 Récapitulation

Les essais de laboratoire et *in situ* permettent d'affirmer que la perméabilité du sel est extrêmement faible mais néanmoins mesurable. Sa valeur, obtenue par la loi de Darcy, se situe dans un intervalle étendu de 10^{-16} à 10^{-22} m². Certains auteurs notamment Stormont *et al.*, (1991) estiment que celle-ci pourrait bien être inférieure à 10^{-22} m², loin des ouvrages souterrains. Cette dernière valeur correspond à la limite actuelle admise pour des dispositifs expérimentaux de perméamétrie disponible.

A partir d'essai de perméabilité au deutérium sur un monocristal de NaCl réalisé par Shelby (1978), Sutherland et Cave (1980) estiment la perméabilité du cristal à 10^{-24} m². Par conséquent, la perméabilité mesurée en laboratoire et *in situ* ne peut être associée à un transport intracristallin des fluides mais correspond à un écoulement dans un réseau connecté dont l'origine peut être très diverse : connexion de plusieurs joints de grains ouverts ou de plans de clivage, continuité d'une phase solide beaucoup plus perméable que

les cristaux de halite ou encore du contact impureté/cristal, réseau de microfissures. Le moteur principal est alors simplement le gradient de pression appliqué.

Malgré le peu d'études sur ce sujet, nous pensons que la dimension d'un tel réseau connecté (c'est à dire la taille du Volume Élémentaire Représentatif) est au moins égale aux dimensions caractéristiques de l'expérimentation (longueur de l'échantillon pour des essais en laboratoire, dimension de la chambre isolée pour des essais en place).

Cette vision microscopique du transport de masse fluide dans le sel permet alors d'expliquer pourquoi les valeurs de perméabilité mesurées sont aussi dispersées.

D'une part, cette dispersion trouve son origine dans *la texture* du sel gemme. En effet, il a été constaté que la perméabilité d'une roche salifère augmente avec la teneur en impuretés (Aufrecht et Howard, 1961). Les mêmes auteurs ont pu observer des traces de saumure et d'huile sous forme d'infiltrations à travers des filets d'impuretés. Lorsque ces impuretés (ou le contact impuretés/cristaux) forment une phase continue à l'échelle de l'expérience, elles peuvent constituer un réseau privilégié d'écoulement.

D'autre part, comme nous allons le voir, la perméabilité évolue de manière significative sous sollicitations mécaniques : l'ouverture et la fermeture des canaux de ce réseau conducteur sont commandées par la variation de l'état de contrainte du matériau, notamment la contrainte moyenne et la contrainte déviatorique maximum appliquées.

3. INFLUENCE DES SOLLICITATIONS MÉCANIQUES

3.1 INFLUENCE DE LA CONTRAINTE MOYENNE

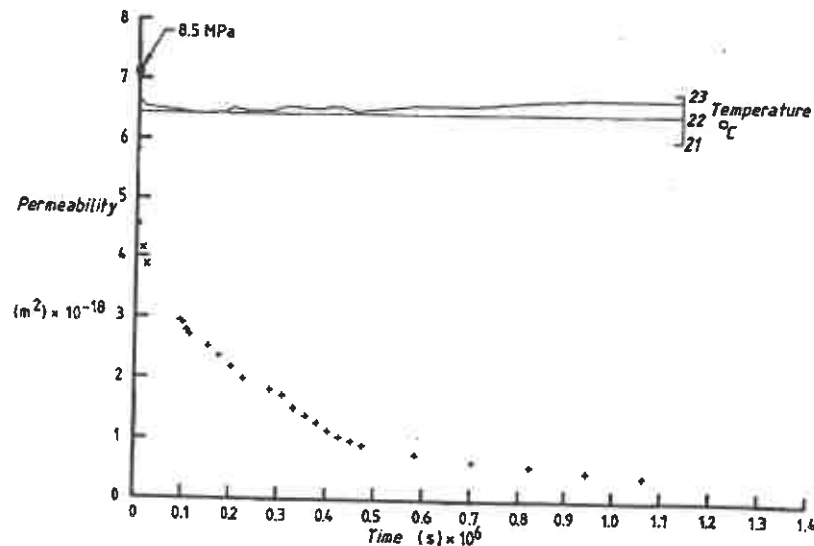


Figure 8. Évolution au cours du temps de la perméabilité à la saumure sur un échantillon mouillé à la saumure et soumis à un chargement hydrostatique (d'après Peach, 1991).

La perméabilité du sel mesurée en laboratoire comme celle des autres géomatériaux diminue sensiblement lorsqu'augmente la pression de confinement (Reynolds et Gloyna, 1960; Lai, 1971; Sutherland et Cave, 1980; Le Guen, 1991). Cette diminution, d'abord instantanée, se poursuit dans le temps (Peach, 1991; Le Guen, 1991). Sur des échantillons mouillés préalablement à la saumure, la chute de perméabilité est encore plus rapide (figure 8). Par exemple, selon Peach (1991), pour un échantillon de sel de la mine de Asse (Allemagne) soumis à une contrainte hydrostatique de 20 MPa, la perméabilité mesurée diminue d'un facteur 5. Cette propriété, appelée "healing process" est utilisée pour restaurer autant que possible la porosité et la perméabilité initiale des échantillons carottés après prélèvement (Allemandou et Dusseault, 1993).

La réduction instantanée de la perméabilité est en général attribuée à la fermeture des microfissures et de la porosité interconnectée par serrage mécanique. Son abaissement différé résulte de la déformation viscoplastique des grains par glissement ou montée de dislocations ou par diffusion (Munson, 1981) et d'un processus de cicatrisation qui met probablement en jeu un phénomène de cristallisation en présence de saumure. La présence d'inclusions fluides ou d'eau libre ou liée semble indispensable à cette cristallisation. L'importance relative de ces phénomènes microscopiques n'a pas été étudiée à notre connaissance. En outre, il n'existe pas de preuves expérimentales attestant que ce processus de cicatrisation restaurerait, voire annulerait, la perméabilité initiale.

3.2 INFLUENCE DE LA CONTRAINTE DÉVIATORIQUE

Au cours d'un essai triaxial, lorsque l'échantillon est soumis à une contrainte déviatorique supérieure au seuil de dilatance irréversible correspondant à l'initiation des microfissures, la perméabilité mesurée augmente de manière significative, voire de plusieurs ordres de grandeur (Lai, 1971; Le Guen, 1991; Peach, 1991; Stormont et Daemen, 1992).

Il est donc possible à partir d'une mesure expérimentale de ce seuil de dilatance irréversible pour différents états de contrainte, de construire un critère d'endommagement dans le plan "contrainte moyenne-contrainte déviatorique" (Thorel, 1994; Figure 9). On souligne que ce critère a été établi à partir d'essais gainés (l'échantillon n'est pas mis en contact avec le fluide de confinement) Il conviendrait de vérifier sa pertinence dans le cas où le sel est mis en contact avec un fluide.

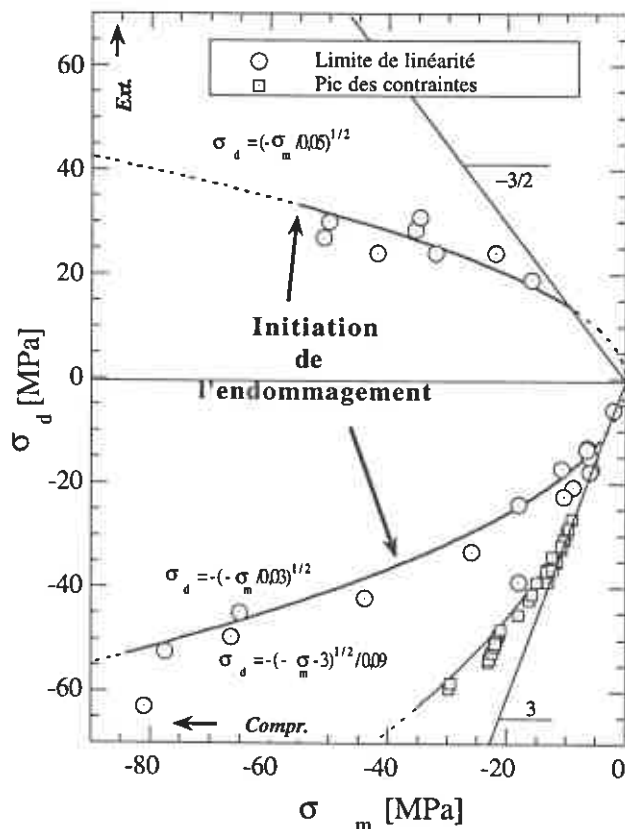


Figure 9. Courbes d'initiation de la dilatance irréversible dans le plan : contraintes moyenne σ_m - contrainte déviatorique σ_d . La courbe dite de "rupture macroscopique" correspondant à la résistance maximum est aussi représentée (d'après Thorel, 1994).

La microfissuration induite par le chargement déviatorique est d'autant plus marquée que la roche est riche en impuretés anhydritique. L'anhydrite plus rigide que la matrice halitique accentue la microfissuration par incompatibilité des déformations locales au niveau des frontières des deux phases solides. On peut comprendre ainsi pourquoi les

carottes prélevées en profondeur, les plus riches en impuretés, présentent souvent des perméabilités plus élevées (Peach, 1991).

La microfissuration consécutive au chargement déviatorique permet également de comprendre pourquoi à proximité d'un ouvrage souterrain, le matériau salifère présente une perméabilité plus élevée que loin de l'ouvrage (environ 10^{-18} à 10^{-20} m²) (figure 10). En effet, ayant subi une décompression, le massif est soumis à des contraintes déviatoriques importantes en paroi de l'ouvrage, ce qui est à l'origine de la microfissuration constatée. Le sel dans une telle zone (en anglais *Disturbed Rock Zone*) près de la paroi de l'ouvrage ne peut plus être considéré comme imperméable et non poreux. On parle alors de sel endommagé.

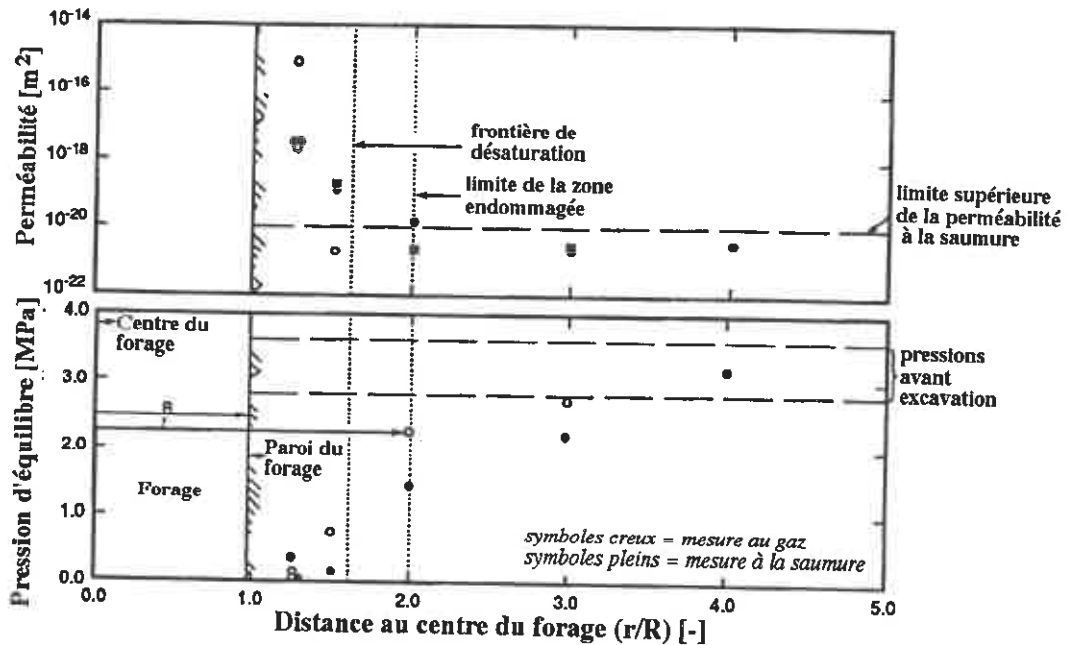


Figure 10. Évolution de la perméabilité en fonction de la distance au forage (d'après Stormont *et al.*, 1991, sur le site du WIPP).

3.3 INFLUENCE DE LA CONTRAINTE MOYENNE EFFECTIVE

L'influence de la pression effective sur la perméabilité du sel gemme a été peu étudiée. Ceci n'est pas surprenant dès lors que le sel a longtemps été considéré comme imperméable et qu'il est difficile de mesurer une pression de pores pour un milieu dont la porosité connectée est en général inférieure à 1 %.

Néanmoins, on peut citer, de nouveau, les travaux de Peach (1991). L'auteur montre que les mesures de perméabilité réalisées sur le sel de Asse, sous différentes pressions de confinement avec mesures de pression de pores, peuvent être reproduites avec le modèle de Walsh (1981).

Dans le modèle de Walsh, toute variation de perméabilité résulte essentiellement de changement de l'ouverture moyenne de fissures. L'auteur suppose une matrice élastique et une topographie aléatoire de la surface des lèvres des fissures mises en jeu dans l'écoulement. Puis, il calcule une variation de conductivité hydraulique d'une fissure plane soumise à une contrainte moyenne. Ce calcul sur une fissure permet d'obtenir les variations de la perméabilité d'une roche supposée constituée d'un ensemble de fissures connectées et uniformément distribuées dans un réseau sans tortuosité. L'auteur obtient alors une relation entre la perméabilité k et la contrainte effective moyenne σ^{eff} , sous la forme suivante :

$$\frac{k}{k_o} = \left[1 - \sqrt{2} \left(\frac{h}{a_o} \right) \ln \left(\frac{\sigma^{eff}}{\sigma_o^{eff}} \right) \right]^3 \left[\frac{1 - B(\sigma^{eff} - \sigma_o^{eff})}{1 + B(\sigma^{eff} - \sigma_o^{eff})} \right]$$

k_o et a_o : la perméabilité de fissures et la demi-ouverture moyenne de fissures correspondant à l'état de contrainte effective de référence σ_o^{eff} ; le paramètre h est la valeur r.m.s. (racine carrée de la moyenne des carrés) de la distribution des hauteurs des indentations sur les surfaces des fissures; B : une constante.

En pratique, le deuxième membre du produit à droite de l'équation est négligeable. La forme simplifiée suivante est alors utilisée :

$$\frac{k}{k_o} = \left[1 - \sqrt{2} \left(\frac{h}{a_o} \right) \ln \left(\frac{\sigma^{eff}}{\sigma_o^{eff}} \right) \right]^3$$

On rappelle que la contrainte effective moyenne vérifie alors :

$$\sigma_m^{eff} = \sigma_m + bP$$

avec σ_m : la contrainte moyenne appliquée; P : la pression de pores; b : un coefficient compris entre 0 et 1 pour les roches (Panet *et al.*, 1976).

Ce coefficient, encore appelé coefficient de Biot, s'identifie à l'expression suivante (Biot, 1941; Rice et Cleary, 1976; Coussy, 1991) :

$$b = 1 - \frac{K_o}{K_s}$$

K_o : le module de compressibilité de la roche mesuré en condition drainée; K_s : le module de compressibilité de la matrice solide sans porosité.

Lorsque le milieu poreux est très compressible (K_o très faible devant K_s), l'équation de la contrainte effective conduit à la relation dite "de Terzaghi" bien connue pour les sols ($b=1$).

Peach (1991) a constaté que ses données expérimentales étaient reproduites avec le modèle de Walsh, en prenant un coefficient de Biot égal à 1. Ce résultat est *a priori* inattendu pour au moins deux raisons. La première est théorique. Une application numérique de la relation exprimant le coefficient b , avec les ordres de grandeurs connus pour les modules de compressibilité (par exemple, $K_o \approx 20$ GPa et $K_s \approx 25$ GPa données par Mc Tigue, 1986) donne des valeurs de b proche de 0,2. Une valeur de 0,1 est d'ailleurs proposée, sans justification, par le même auteur. Coussy (1991) montre que lorsque la porosité tend vers 0, ce coefficient tend alors vers la valeur très faible de la porosité. Ce résultat théorique suggérerait que le coefficient de Biot serait proche, voire en deçà, de la valeur de 0,1

En second lieu, les données expérimentales de Jockwer et Rothfuchs (1995) obtenues sur le sel de Asse sont reproduites au mieux avec le modèle de Walsh pour un coefficient b plutôt égal à 0,1. Nous avons calculé sur la figure 11, pour chacune des mesures de perméabilité, réalisées à une pression de pores donnée et à une contrainte moyenne donnée, deux contraintes effectives correspondant à deux valeurs de coefficient de Biot, 0,1 et 1. Nous avons alors associé à chacune des contraintes effectives calculées (plus exactement $\ln(\sigma^{eff} / \sigma_o^{eff})$ c'est-à-dire le logarithme népérien de la contrainte effective rapportée à une contrainte effective de référence) le rapport $(k/k_o)^{1/3}$ où k est la valeur de la perméabilité correspondante mesurée et k_o la perméabilité de l'état de référence choisi.

Conformément au modèle de Walsh, les points expérimentaux correspondant aux couples $(\ln(\sigma^{eff} / \sigma_0^{eff}); (k/k_0)^{1/3})$ doivent être alignés sur une droite. Ces points s'alignent plus facilement pour un coefficient b égal à 0,1 que dans le cas où $b=1$.

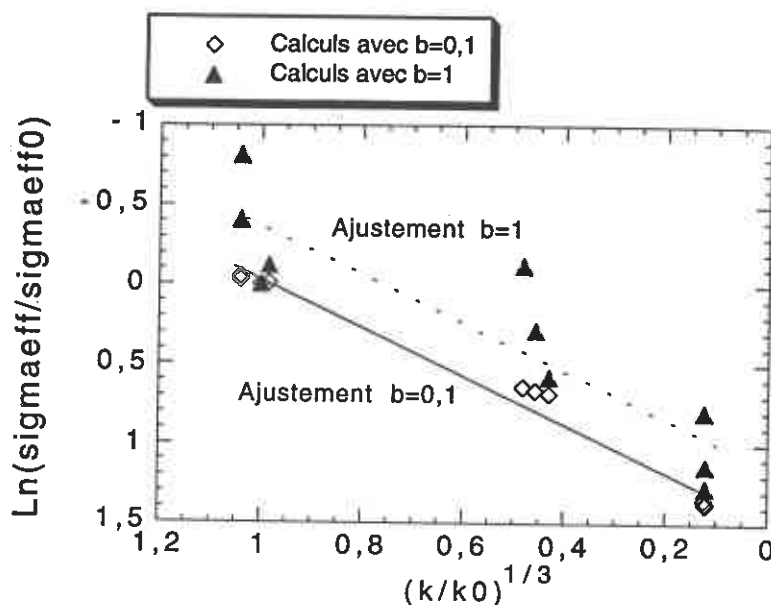


Figure 11. Évolution de la grandeur $\ln(\sigma^{eff} / \sigma_0^{eff})$ (logarithme népérien de contrainte moyenne effective) en fonction du rapport $(k/k_0)^{1/3}$ avec k la perméabilité intrinsèque. La grandeur $\ln(\sigma^{eff} / \sigma_0^{eff})$ a été calculée à partir des mesures de Jockwer et Rothfuchs (1995), en prenant successivement $b=1$ et $b=0,1$.

L'indice 0 indique un état de référence correspondant au premier chargement en contrainte moyenne et pression de pores. La comparaison entre les données de Jockwer et Rothfuchs (1995) et le modèle de Walsh est meilleure pour $b=0,1$: les points s'alignent plus facilement que dans le cas où $b=1$.

La contradiction entre l'interprétation des données de Peach, proposant une valeur de b égale à 1, et les résultats des calculs précédents peut s'expliquer en invoquant une dépendance du coefficient de Biot vis-à-vis de l'histoire du chargement mécanique.

En effet, lors d'un chargement hydrostatique lent d'un échantillon, la fermeture progressive de la porosité de fissures provoque une augmentation progressive du module de compressibilité drainé du matériau, induisant une diminution du coefficient de Biot, comme le montre l'expression théorique.

Au contraire, une application cyclique d'une contrainte moyenne et d'une pression de pores produira un endommagement par fatigue de l'échantillon et induit, d'après Bernabé (1986), une augmentation du coefficient de Biot de 0,1 à 1. En est-il de même lorsqu'un déviateur critique, au delà du seuil d'endommagement, est appliqué ? Cette question mériterait une étude expérimentale.

Ainsi, suivant l'histoire des sollicitations mécaniques de l'échantillon (pouvant fermer des microfissures ou au contraire en ouvrir voire en créer lors d'un endommagement) le coefficient de Biot est susceptible d'évoluer d'une valeur proche de la porosité du matériau vers une valeur limite égale à 1.

RÉCAPITULATION. CONCLUSIONS

L'étude bibliographique des mécanismes et des propriétés de transport de fluides dans le sel permet de dégager l'influence prépondérante des deux paramètres suivants :

- *la nature pétrographique de la roche*. Suivant la teneur en impuretés (anhydrite, marne, argile etc..) et la teneur en saumure, le comportement hydraulique se trouve complètement

modifié. Ainsi, plus la teneur en impuretés est élevée, plus la perméabilité mesurée devient importante. Ces impuretés ou les contacts impuretés/cristaux étant plus perméables que les cristaux de halite, un chemin préférentiel de transfert se constitue. Il est clair que le mécanisme prédominant de transport de masse fluide est alors régi par les gradients hydrauliques (*i.e.* par la loi de Darcy).

Pour une roche salifère très pure en halite, et riche en inclusions intracristallines de saumure, d'autres processus sont activés. D'une part, la présence d'un gradient de température important engendre une migration des vacuoles intracristallines vers la source chaude. D'autre part, l'existence de gradients de température ou de salinité, peut également donner naissance à des processus de transport "croisés" de type osmose thermique et osmose chimique. Des phénomènes de transport de joints de grains par dissolution-recristallisation ne sont pas à exclure.

- *l'histoire du chargement mécanique de la roche.* A partir d'une valeur critique du déviateur maximum des contraintes, la densité de microfissures augmente d'une manière drastique et un réseau de microfissures connectées prend naissance provoquant une augmentation brutale de la perméabilité pouvant atteindre cinq ordres de grandeur. Ce résultat nouveau remet en cause "l'imperméabilité renommée" du sel gemme et justifie l'étude d'un comportement *hydro-mécanique* de ce matériau.

Au contraire, l'application d'une contrainte moyenne élevée, à partir de plusieurs dizaines de MPa, provoque une chute brutale puis différée de la perméabilité. La baisse différée de perméabilité est d'autant plus rapide que l'échantillon a été baigné initialement de saumure. A notre connaissance, il n'existe pas de résultats expérimentaux prouvant que ce processus de "cicatrisation" peut annuler totalement la perméabilité *in situ* du sel.

La figure 12 résume les mécanismes dominants de transport de masse fluide mis en jeu pour un sel pur en halite en fonction de l'état de contraintes. Malgré son caractère simplifié puisque ne sont pris en compte que deux invariants du tenseur des contraintes (contrainte moyenne et contrainte déviatorique), cette figure permet d'intégrer l'ensemble des mécanismes de transport mis en jeu dans le sel.

Trois domaines peuvent être distingués dans le plan contrainte moyenne-contrainte déviatorique :

- dans le domaine 1, au delà du seuil de rupture macroscopique correspondant à la résistance maximum de la roche. Cette situation peut être rencontrée en paroi des ouvrages souterrains profonds (Cook et Roggenthen, 1991).

Les concepts de la mécanique des milieux continus ne s'appliquent plus à la roche. L'écoulement se produit alors dans des discontinuités dotées d'une perméabilité anisotrope, et peut devenir turbulent suivant la valeur du nombre adimensionnel de Reynolds (c'est à dire de la vitesse du fluide, de sa viscosité et de l'ouverture des fissures), lui même fonction de la rugosité (voir par exemple, Louis, 1976). Lorsque le Volume Élémentaire Représentatif (VER) est plus grand que la dimension caractéristique du banc dont on désire caractériser le comportement hydraulique, il est alors nécessaire de calculer le champ de vitesse d'écoulement dans chacune des fissures.

- dans le domaine 2, pour un état de contrainte situé entre le seuil de rupture macroscopique et le seuil d'endommagement, l'écoulement a lieu au sein d'un réseau de microfissures dont l'épaisseur moyenne peut atteindre le micromètre (Spiers *et al.*; 1986). Cette situation correspond aux carottes de sel microfissuré et à la "zone décomprimée" (en anglais "*Disturbed Rock Zone*") au voisinage des ouvrages souterrains. La reproductibilité satisfaisante de la mesure de perméabilité pour différentes carottes d'un même sel endommagé suggère alors que le VER hydraulique serait plutôt décimétrique. Ce constat permet de considérer le sel comme un milieu poreux continu à l'échelle d'une structure souterraine de stockage de plusieurs dizaines de mètres (ceci reste bien sûr vérifiée tant que le sel est homogène sur toute la longueur considérée).

Comme l'attestent les résultats d'essais de laboratoire, l'écoulement à court terme obéit à la loi de Darcy pour le liquide et pour le gaz lorsque que celui-ci se trouve à une pression suffisamment élevée.

- dans le domaine 3, en deçà du seuil d'endommagement (seuil de dilatance irréversible), le sel peut être considéré comme mécaniquement sain. Pour la plupart des auteurs, les dispositifs expérimentaux actuels ne permettraient pas de mesurer la perméabilité dans ce domaine, pourvu qu'elle existe. Les mécanismes de transport ne seraient pas du type écoulement de Darcy.

Notons que la figure proposée repose sur deux hypothèses qui restent à vérifier.

D'une part, nous avons supposé implicitement que la forme des critères d'endommagement et de rupture, lorsque le sel est mis en contact avec un fluide, reste identique à celle d'un sel n'ayant pas été mis en contact avec le fluide.

D'autre part, il conviendrait de vérifier les mécanismes, par des expérimentations *in situ*, notamment dans le domaine 3. En effet, il n'existe à notre connaissance aucune confirmation expérimentale de l'existence d'un transport de masse fluide à long terme dans un sel pur, non endommagé (i.e. loin des ouvrages souterrains).

C'est dans ce but que la recherche expérimentale présentée dans le prochain chapitre est réalisée.

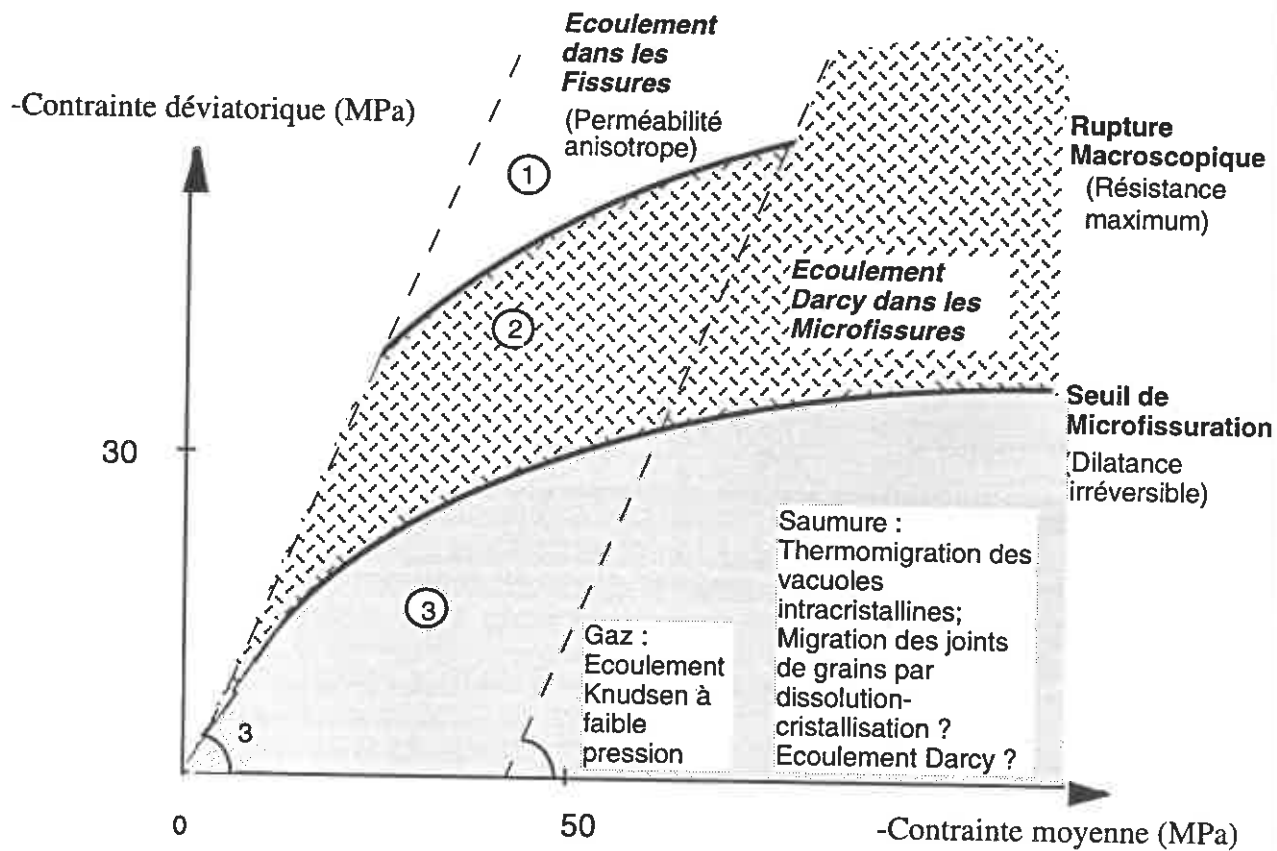


Figure 12. Carte simplifiée des mécanismes dominant de transport de fluides en fonction de l'état de contrainte pour un sel pur.

CHAPITRE II

INFLUENCE DU FLUIDE SUR LE COMPORTEMENT MÉCANIQUE DU SEL (EXPÉRIENCES DE LABORATOIRE)

1
ie
à

e
rt
la
ie

s
te

n
ie
is

n

opique
ance
m)

suration
e
ole)

MPa)

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, l'influence de l'état de contrainte sur le comportement hydraulique d'un sel pur a été étudiée. Nous avons vu que lorsque cet état de contrainte satisfait un critère d'endommagement et/ou de rupture, un mécanisme de transport donné est activé (figure 12; Chap. I). Ceci repose néanmoins sur une hypothèse : la forme des critères dans le plan "contrainte moyenne-contrainte déviatorique" obtenue sur échantillons de sel sec (gainés) est supposée être conservée lorsque le sel est mis en contact avec un fluide. Dans une première partie de ce chapitre, la validité de cette hypothèse est examinée à l'aide d'essais triaxiaux axisymétriques non gainés réalisés sous fort confinement (jusqu'à 60 MPa).

La deuxième partie est consacrée à l'influence de l'endommagement et donc à l'augmentation de la perméabilité sur le comportement différé du sel. Cet aspect est étudié à l'aide de quelques essais de fluage et de relaxation.

PARTIE I INFLUENCE DE L'INTERACTION FLUIDE-ROCHE SUR LES CRITÈRES D'ENDOMMAGEMENT ET DE RUPTURE

1. APERÇU DES PROPRIÉTÉS GÉOMÉCANIQUES DU SEL ÉTUDIÉ

1.1 Contexte géologique du site

Les échantillons de sel utilisés pour les essais ont été prélevés sur le site de la mine Amélie des Mines de Potasse d'Alsace (MDPA). Les MDPAs se trouvent dans le bassin évaporitique de Mulhouse d'âge éocène supérieur à oligocène inférieur (figure 1) qui se subdivise en trois séries salifères (Blanc-Valleron 1990) : le salifère inférieur (860 m d'épaisseur), le salifère moyen (300 m) et le salifère supérieur (530 m) comprenant le banc Sel IV (210 m) qui intéresse cette étude, constitué de halite, de potasse, de marnes et d'anhydrite (figure 2).

Les éprouvettes ont été taillées dans un bloc provenant du banc dit S1 du Sel IV. Comme dans toutes les autres formations du bassin de Mulhouse, le Sel IV est exclusivement de genèse primaire. Il se présente donc sous la forme de structures stratifiées intercalées par des bancs marno-anhydritiques. Bien que la continuité verticale des bancs halitiques ne soit assurée que sur de faibles épaisseurs (inférieures à quelques mètres), la teneur en halite des bancs est en moyenne de 80 %.

L'observation des éprouvettes par des géologues a confirmé que le faciès dominant est de type phénoblastique qui résulte d'une évaporation d'une saumure sursaturée au sein d'une matrice carbonatée, sulfatée ou argileuse (Lebrun, 1993). La taille observée des cristaux est millimétrique voire centimétrique.

1.2 Propriétés mécaniques sommaires

Le sel des MDPAs a fait l'objet de nombreuses études mécaniques et thermomécaniques *in situ* (essai "sel broyé", Ghoreychi, 1991; essai CPPS, Champs Proche de Puits de Stockage, Kazan, 1994) et au laboratoire (Pouya, 1991a; Lahlou et Ghoreychi, 1992; Thorel, 1994). Certains des résultats obtenus en laboratoire sont présentés dans le tableau 1.

Des essais brésiliens de traction indirecte ont donné une résistance en traction moyenne de 1,65 MPa (Thorel, 1994). La porosité de fissures estimée à partir d'essais hydrostatique est inférieure à 0,7 %.

	Module d'Young (GPa)	Coefficient de Poisson	Module de compressibilité (GPa)	Module de cisaillement (GPa)
Caractéristiques dynamiques	31,6	0,3	26,3	12,1
Caractéristiques quasistatiques	14,8	0,17	7,5	6,3

Tableau 1. Caractéristiques élastiques obtenues par mesures acoustiques et par essais triaxiaux (Thorel, 1994). La valeur mesurée de la masse volumique nécessaire au calcul des modules dynamiques est de 2160 kg/m³.

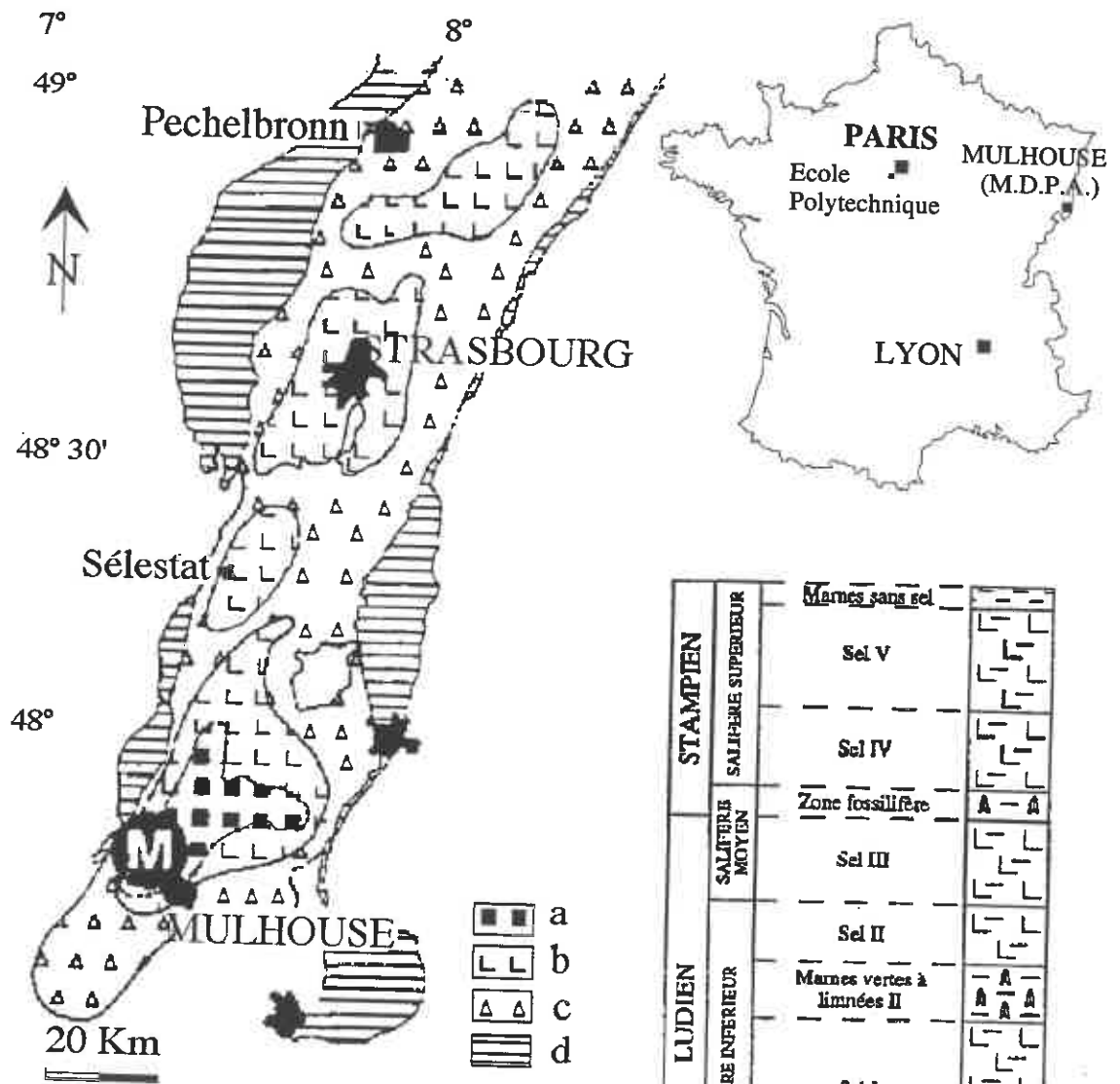
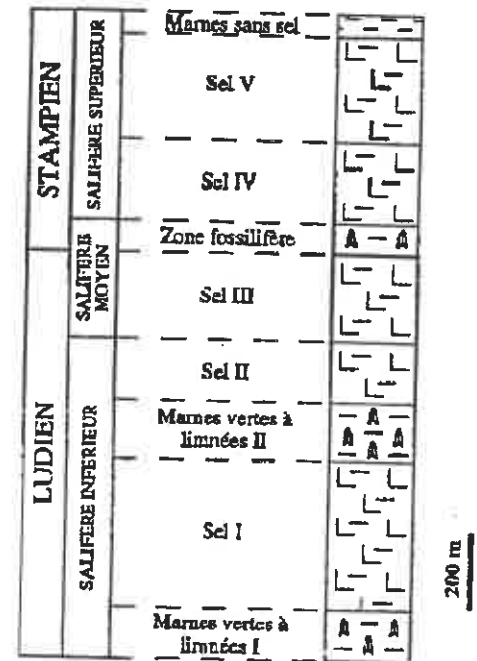


Figure 1 (Ci-dessous). Carte du bassin évaporitique de la partie sud du fossé rhénan (d'après Blanc-Valleron, 1990 modifiée par Lebrun, 1993)

- a : potasse + halite + sulfates
- b : présence de faciès halitique et sulfatés
- c : présence de faciès sulfatés (gypse et/ou anhydrite)
- d : couverture secondaire
- M : Mine des Potasses d'Alsace Amélie II.



- gypse
- halite
- marnes et argiles

Figure 2. Coupe type du bassin évaporitique de Mulhouse (Blanc-Valleron, 1990).

2. DISPOSITIF ET PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE MIS EN ŒUVRE

Les essais triaxiaux axisymétriques ont été réalisés sous confinement à des pressions de 20 à 60 MPa et à vitesse de déformation imposée constante égale à 10^{-5} s^{-1} environ. Le diamètre et la hauteur des échantillons étaient respectivement de 50 à 60 millimètres et de 120 millimètres. La pression de confinement a été imposée par un contrôleur de pression-volume GDS (pression maximum de 60 MPa, précision inférieure à 0,25 % de la pression maximum). Le déplacement axial a été contrôlé à l'aide d'un dispositif MTS à asservissement hydraulique (charge maximum de 250 kN ou 500 kN) et contrôlé par un extensomètre à bras (précision inférieure à 0,5 % de la pleine échelle de déplacement). Les quantités de volume de liquide de confinement injectées dues à la déformation volumique de l'échantillon et à la percolation dans l'échantillon ont été mesurées par le contrôleur GDS (précision inférieure à 300 mm^3).

Afin de réaliser des essais triaxiaux non gainés, un dispositif adapté a été mis au point (figure 3). Le liquide de confinement a été injecté au moyen d'une vis de remplissage entre une gaine viton en élastomère et l'échantillon. Sur les sections supérieure et inférieure de l'échantillon, une pierre poreuse associée à un capteur de pression a permis de mesurer la pression de pores.

Les liquides de confinement utilisés étaient soit le pétrole, soit une saumure saturée en sel du même banc possédant, tous les deux, une viscosité dynamique voisine : $1,95 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}$ (1,95 cP) et $0,93 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}$ (0,93 cP) respectivement à la température de 20°C et à la pression atmosphérique.

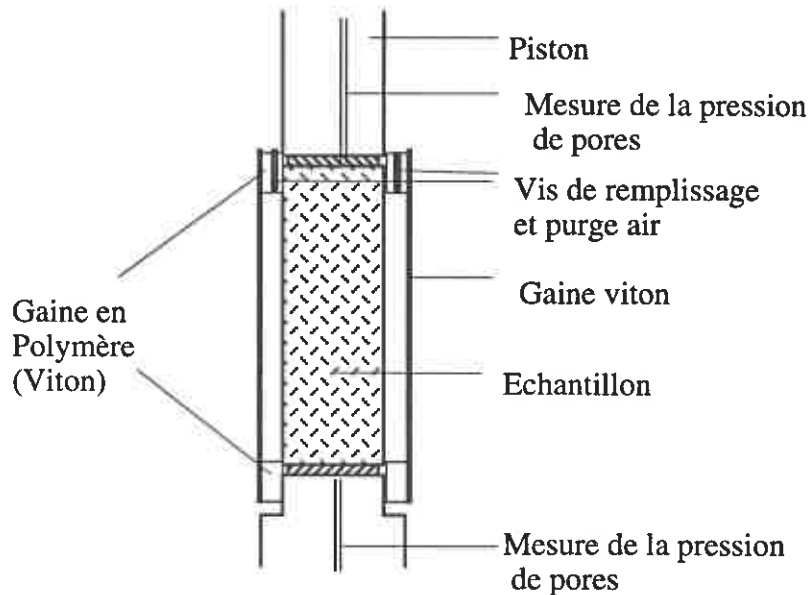


Figure 3. Schéma de principe du dispositif expérimental des essais triaxiaux

Dans un premier temps, un chargement hydrostatique a été appliqué à la pression de confinement désirée. Cette première étape visait d'une part à "cicatriser" autant que possible des fissures éventuellement présentes dans l'éprouvette et d'autre part à estimer le module de compressibilité et la porosité initiale de fissures. Puis, dans un deuxième temps, la contrainte axiale appliquée par le piston a été augmentée jusqu'à la rupture de l'éprouvette. Au cours du chargement déviatorique, des cycles sur la force axiale de charge/décharge ont été réalisés sur quelques éprouvettes afin de mesurer l'évolution du module d'Young. Deux paramètres étaient contrôlés (le déplacement axial et la pression de confinement). Tous les essais ont été réalisés à température ambiante.

Durant les chargements hydrostatique et déviatorique, la pression de pores a été mesurée. Pour cela, il convenait d'assurer l'étanchéité des surfaces de contact entre d'une part les extrémités de l'échantillon et d'autre part, le talon et le piston, par des gaines

étanches solidaires de l'échantillon. Ces gaines ont recouvert l'échantillon sur une hauteur de 50 mm.

Des précautions ont également été prises pour assurer la bonne saturation initiale du circuit hydraulique. Avant chaque chargement hydrostatique, le circuit hydraulique a été vidangé avant d'appliquer une contre-pression d'environ 0,1 MPa.

3. RÉSULTATS

Les essais triaxiaux non gainés ont été réalisés sur 10 échantillons, dont 6 avec du pétrole et 4 avec de la saumure saturée, sous trois pressions de confinement : 20, 40 et 60 MPa.

Quelle que soit la pression de confinement appliquée, tous les échantillons se sont rompus pour des valeurs de la contrainte déviatorique comprises entre 27 et 42 MPa (en moyenne 33,5 MPa avec un écart type de 4,7 MPa) (figure 4, 5 et 6). La pression de confinement n'a donc pas amélioré d'une manière significative la résistance du matériau contrairement au cas des essais gainés : les courbes d'écrouissage obtenues ont gardé une même allure, comparable à celle obtenue au cours d'un essai de compression uniaxiale (sans pression de confinement) (figure 4).

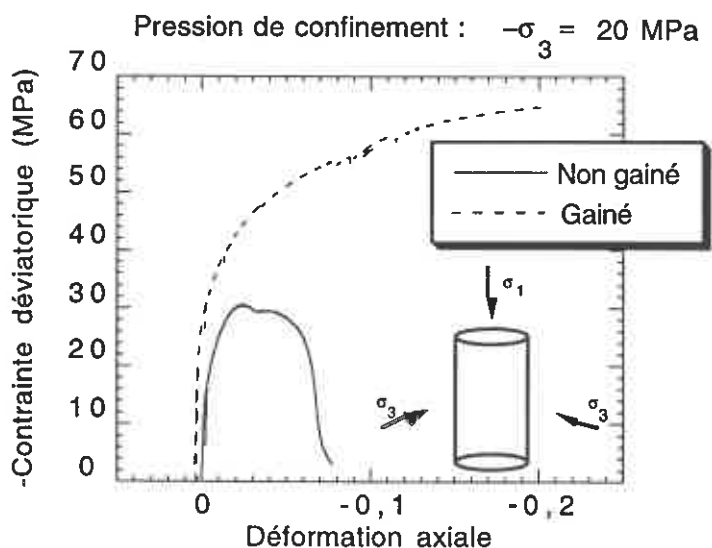


Figure 4. Évolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale pour un essai triaxial non gainé et un essai triaxial gainé.

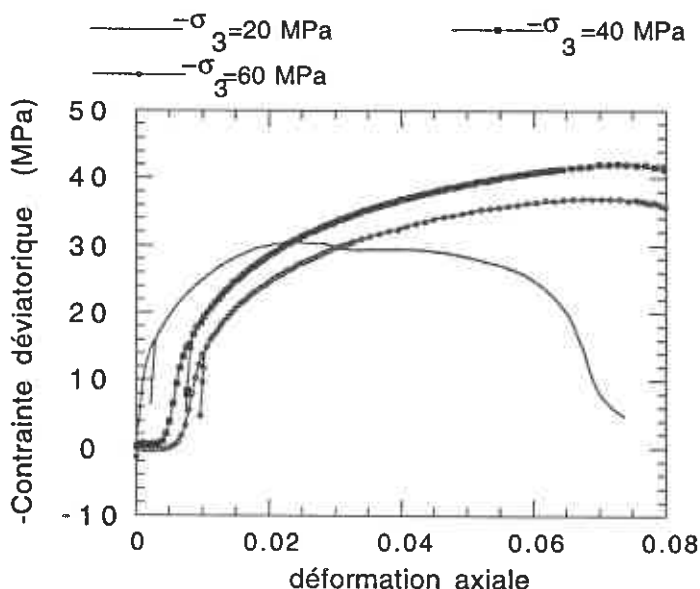


Figure 5. Évolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale pour différentes valeurs de la pression de confinement (essais non gainés).



Figure 6. Faciès de fissuration des échantillons non gainés (sous pression directe d'un fluide). On note les colonnettes caractéristiques d'un mode de rupture en l'absence de confinement.

Par ailleurs, le liquide de confinement utilisé influence de manière significative la valeur du déviateur au pic de résistance. La moyenne de ce déviateur pour les essais au pétrole est de 37,1 MPa (écart type de 1,7 MPa) alors qu'elle est de 30,4 MPa (écart type de 4,5 MPa), pour les essais à la saumure saturée.

Un autre point important à vérifier est l'influence et l'importance de la pression de pores développée au sein de l'échantillon. C'est un point difficile à vérifier au laboratoire pour différentes raisons : d'abord quelles que soient les précautions prises, l'étanchéité hydraulique du système demeure *a priori* comparable à celle d'un sel mécaniquement intact et soumis à une forte pression de confinement (jusqu'à 60 MPa).

Ensuite, le volume de l'échantillon de laboratoire n'est pas suffisamment important pour que l'on puisse se placer au delà du Volume Élémentaire Représentatif hydraulique. On ne peut exclure qu'un nombre relativement limité de fissures intervienne. Celles-ci communiquent de sorte que la pression de fluide mesurée à partir des extrémités de l'échantillon n'ait pas grand sens.

On peut imaginer que la fissuration ne débouche pas nécessairement sur l'une ou les deux extrémités de l'échantillon. C'est précisément ce qui s'est passé au cours de la plupart des essais. Les capteurs de pression ont donné d'abord des valeurs très faibles, voire négligeables au regard de la pression de confinement (quelques dixièmes de MPa

comparés à quelques dizaines de MPa). Une augmentation parfois jusqu'à la valeur de confinement a cependant été constatée sur l'un des capteurs lors des essais.

Il n'y a que dans un cas où la pression de pores est restée faible pendant le chargement déviatorique et s'est mise à augmenter, comme en témoigne la figure 7, pendant la phase post maximum de la courbe déviateur-déformation longitudinale. Le développement de la pression de pores observé ne peut résulter de la seule diffusion du liquide sous un gradient hydraulique donné car aucune variation significative de la pression de pores sur le même capteur n'a été observée lors du chargement hydrostatique.

Comme l'a montré Peach (1991) (voir chapitre I), une propagation des microfissures consécutive à l'endommagement de l'échantillon sous chargement déviatorique doit être considérée.

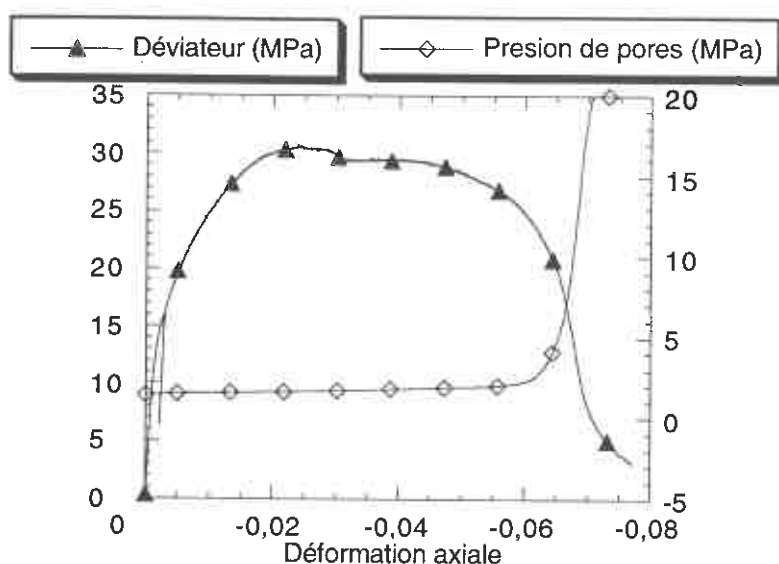


Figure 7. Évolution de la pression de pores au cours du chargement déviatorique.

Mais le résultat le plus significatif est l'effondrement de la résistance maximum du sel sous l'effet d'un contact direct entre ce matériau et le fluide pressurisé. Cette chute considérable est-elle liée à la surface importante de l'échantillon en contact avec le fluide ? Cette question nous a conduit à modifier significativement l'aire en contact avec le fluide. Pour cela, nous avons fait varier la hauteur de recouvrement des gaines en polymère situées sur les bords supérieures et inférieures de l'échantillon (figure 3). Aucune conclusion claire n'a pu s'en dégager, étant donné la dispersion des résultats et le faible nombre d'essais réalisés.

Le phénomène de rupture fragile observé n'occasionne pour autant aucune dégradation sensible du module d'Young mesuré en début d'essai au cours d'une décharge. Celui-ci reste en moyenne égale à 13,7 GPa (écart type de 1,6 GPa) valeur comparable à celle obtenue sur les échantillons gainés (Thorel, 1993).

Le calcul du module de compressibilité nécessite la connaissance de la variation volumique de l'échantillon pendant le chargement hydrostatique. Or cette variation de volume n'est pas directement accessible : la mesure du volume injecté dans la cellule par le contrôleur de Pressio-Volume GDS traduit non seulement la déformation volumique de l'échantillon, mais aussi la quantité de fluide percolant dans celui-ci.

En supposant que la déformation volumique de l'échantillon est égale à trois fois la déformation axiale (hypothèse vraisemblable de l'isotropie des propriétés élastiques), une valeur moyenne de 3,3 GPa associée à une grande dispersion est obtenue. Cette valeur est plus faible que celle obtenue par Thorel (7,5 GPa) sur les échantillons gainés.

Ainsi, peut-on conclure que l'endommagement observé sous l'effet de la percolation du fluide en contact avec le sel affecte davantage les propriétés de résistance et de ductilité de ce matériau, que ses propriétés élastiques.

4. DISCUSSION

4.1 Rôle de la pression de pores

L'application d'une pression de confinement pouvant atteindre 60 MPa n'améliore guère la résistance en compression du sel lorsque celui-ci est directement mis en contact avec le liquide de confinement. Les expériences de Fokker *et al.* (1993) sur différentes évaporites (halite, carnallite et bischofite) du site de Veendam en Hollande avec un nombre plus faible d'échantillons et des pressions de confinement plus faibles (30 MPa maximum) aboutissent également au même constat.

Or cette fragilité en présence d'un liquide sous pression n'est pas observée au cours d'essais sur des échantillons gainés. En effet, en condition sèche, et à pression de confinement supérieure ou égale à 12 MPa, l'éprouvette gainée montre un comportement ductile : elle ne se rompt pas et subit des grandes déformations, pouvant dépasser 20 %. Le comportement mécanique est ainsi caractérisé par un durcissement du matériau (écrouissage positif), et aucune diminution de la résistance (radoucissement) révélatrice d'une rupture macroscopique n'est constatée.

Cette transition ductile-fragile a été également établie sur des roches poreuses et perméables, de type calcaires, dont on a augmenté d'un essai à l'autre, la valeur de la contre-pression de pores (figure 8).

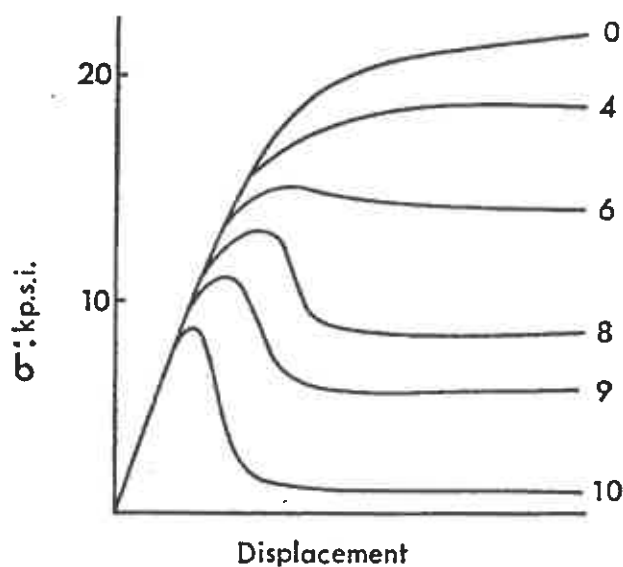


Figure 8. Influence de la pression de pores sur la transition fragile-ductile dans un calcaire soumis à une pression de confinement de 10 kPsi (1kPsi=6,9 MPa).

Les nombres sur les différentes courbes correspondent aux différentes valeurs de la pression de pores en kPsi (d'après Robinson, 1959 cf. Jaeger et Cook, 1969).

On peut également noter que dans les essais non consolidés et non drainés réalisés sur des sols fins, l'état de contrainte à la rupture en compression est également indépendant de la pression de confinement (Schlosser, 1986).

Afin d'expliquer ce résultat, il est nécessaire d'introduire le concept de contrainte effective qui traduit alors la véritable contrainte qui s'exerce sur le squelette solide (matrice+pores) en présence d'un fluide dans les pores. Le tenseur des contraintes effectives se définit de la manière suivante :

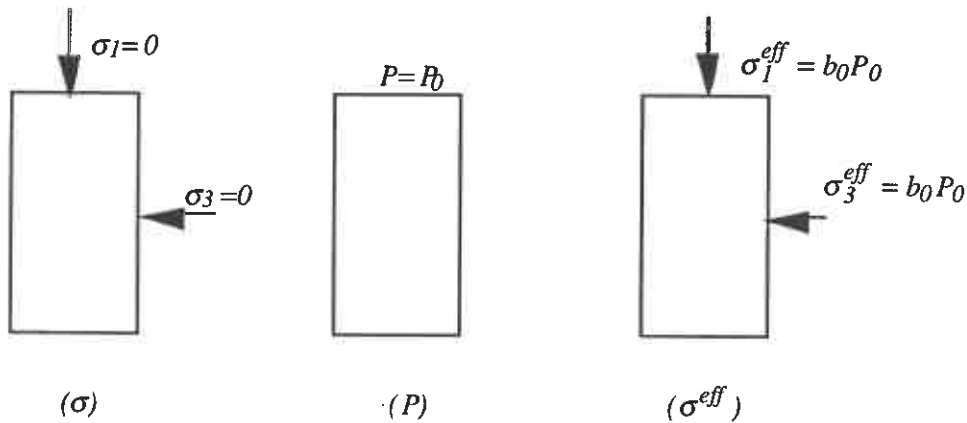
$$\underline{\underline{\sigma}}^{eff} = \underline{\underline{\sigma}} + bpl$$

$\underline{\sigma}^{eff}$: tenseur des contraintes effectives; $\underline{\sigma}$: tenseur des contraintes totales ; \underline{I} : tenseur unité ; p : pression du fluide saturant les pores; b : coefficient de Biot donné par :

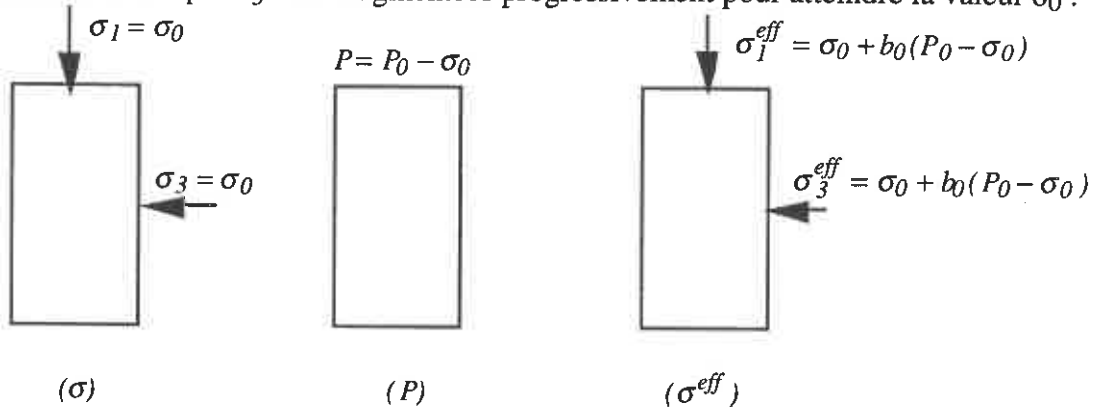
$$b = 1 - \frac{K}{K_s}$$

K : module de compressibilité du solide; K_s : module de compressibilité du squelette (matrice+pores).

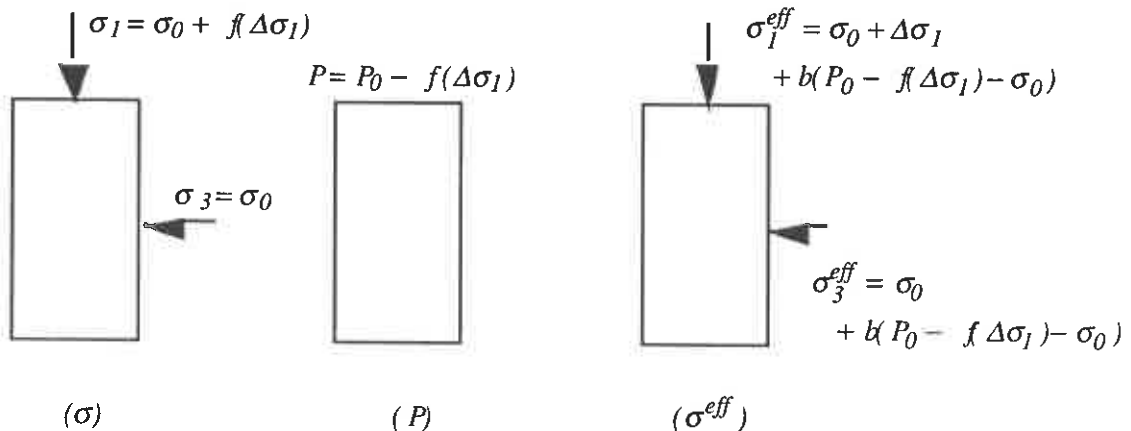
Pour bien identifier le rôle de la contrainte effective, reprenons la procédure de chargement utilisée dans un essai triaxial non gainé. Avant la mise en chargement hydrostatique, l'état de contrainte est donnée par le schéma ci-dessous :



Lors de la mise en compression hydrostatique de l'échantillon à la valeur σ_0 (<0), les contraintes totales σ_1 et σ_3 sont augmentées progressivement pour atteindre la valeur σ_0 :



Puis, la pression de confinement σ_3 étant maintenue constante, la contrainte axiale σ_1 est augmentée jusqu'à la rupture de l'échantillon. La surpression interstitielle ΔP qui en résulte ne dépend que du déviateur appliquée : $\Delta P = f(\Delta(\sigma_1 - \sigma_3)) = f(\Delta\sigma_1)$. L'état de contrainte à la rupture est alors donné par :



Si au voisinage de la rupture, le coefficient de Biot b est proche de l'unité (chute du module de compressibilité du squelette consécutivement à la microfissuration), il est facile de vérifier que l'état de contrainte effectif à la rupture est indépendant de la pression de confinement σ_0 .

A la lumière des schémas précédents, les résultats expérimentaux obtenus montrent ainsi que le comportement à la rupture fragile des échantillons non gainés s'explique par le développement d'une pression de pores consécutif à la percolation du liquide de confinement au sein de l'échantillon. A l'approche de la rupture, le coefficient b doit être proche de l'unité.

Le cas de la figure 7 où la pression de pores s'est mise à augmenter pendant la phase post maximum de la courbe déviateur-déformation longitudinale s'explique de la manière suivante : la pression de pores de l'échantillon initialement nulle a augmenté pour atteindre la valeur de la pression de confinement σ_0 par le concours d'une propagation de plusieurs microfissures après la rupture macroscopique de l'échantillon.

Par conséquent, comme l'a constaté Peach (1991) (voir chapitre I) confirmée par nos résultats, la percolation du liquide de confinement dans l'échantillon ne résulte pas d'une simple diffusion sous l'effet d'un gradient hydraulique mais d'une propagation instable des microfissures.

4.2 Rôle de l'interaction géochimique fluide-roche

Nous avons vu que la résistance maximum du sel soumis à une percolation de saumure est plus faible que celle du même sel soumis au pétrole. Cette tendance n'avait pas été mise en évidence clairement par Fokker *et al.* (1993) probablement à cause du nombre trop faible d'échantillons soumis à l'essai par cet auteur (quatre essais avec un fluide inerte, deux essais avec une saumure saturée).

Cet effet peut probablement trouver son origine dans une réaction chimique de dissolution en pointe ou au front des microfissures ou dans tout autres lieux de concentration de contraintes. Ces zones particulières de contact fluide-roche où la solubilité du sel y serait plus élevée, pourraient être le siège de réactions de dissolution assistant la propagation de la microfissure. Ce phénomène s'apparenterait à la propagation lente des fissures par corrosion mise en évidence dans les céramiques (Wiederhorn et Bolz, 1970) et le quartz (Martin, 1972).

4.3 Influence du fluide sur les critères d'endommagement et de rupture

Les résultats des essais triaxiaux permettent de présenter les critères d'endommagement et de rupture, pour un sel gemme en contact avec un liquide inerte ou non.

La rupture correspondant à la perte de l'homogénéité macroscopique du matériau, est supposée se confondre avec la résistance maximum. Pour chacun des essais, en se limitant au domaine de compression, l'état de contrainte associé à la rupture est reporté dans le plan "contrainte moyenne-contrainte déviatorique" sur la figure 9. Ce seuil n'apparaît, nous l'avons déjà dit, que dans un intervalle limité de la contrainte déviatorique (27-42 MPa). Il reste peu sensible à la contrainte moyenne et dépend de la nature du liquide de confinement. Sa valeur est plus faible dans le cas de la saumure.

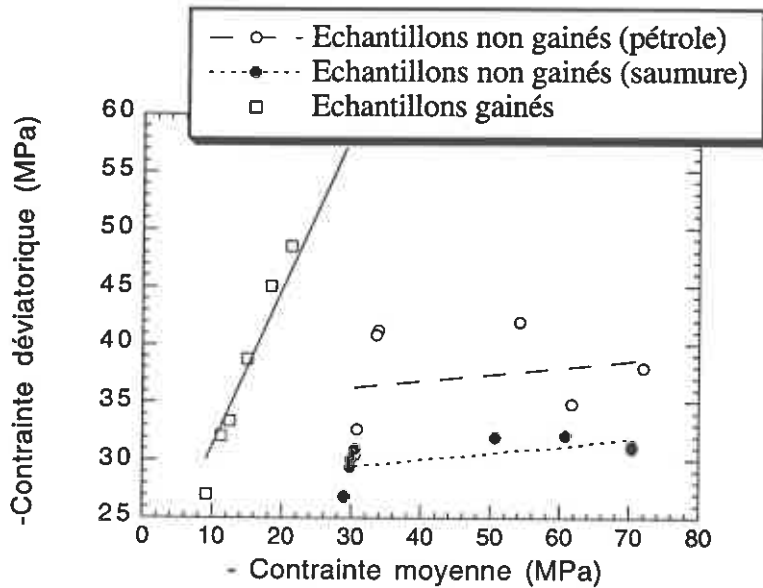


Figure 9. Comparaison des critères de rupture (résistance maximum) obtenus sur des échantillons gainés et non gainés.

Quant à l'endommagement, celui-ci correspond à la détérioration progressive de la cohésion de la matière sous l'action de sollicitations monotones, ou répétées, pour conduire à la rupture de l'élément de volume (Lemaitre et Chaboche, 1988). En pratique, au cours d'un essai triaxial, l'initiation de l'endommagement coïncide avec la perte de linéarité de la courbe contrainte moyenne-déformation volumique : il n'y a pas de déformation volumique irréversible en dessous du seuil d'endommagement, même si le sel "sain" manifeste bien des déformations déviatoriques irréversibles du fait de son comportement plastique ou viscoplastique. Ce phénomène s'explique par le fait que les mécanismes de déformation viscoplastique du sel gemme (dislocations, diffusion) n'entraînent aucune variation de volume significative. Toute singularité de l'évolution de la variation de volume se corrèle donc bien avec une microfissuration du sel.

Or, comme nous l'avons déjà souligné, au cours d'un essai non gainé, la variation de volume de l'échantillon n'est pas directement accessible : seul le volume injecté de liquide de confinement est mesuré.

La percolation par diffusion du liquide de confinement autorisée par la perméabilité initiale de l'échantillon étant achevée au début du chargement déviatorique (au moins 24 heures après le chargement hydraulique), il est raisonnable d'admettre que le volume injecté par le GDS traduit bien la variation volumique de l'échantillon, avant, bien sûr, que le seuil de microfissuration ne soit atteint. En se limitant au domaine de compression, l'état de contrainte associé à la limite de linéarité de la courbe "contrainte moyenne-déformation volumique" est représenté dans le plan "contrainte moyenne-contrainte déviatorique" sur la figure 10.

Là encore, on observe que le critère dans le cas non gainé donne des valeurs plus faibles que celles obtenues sur les échantillons gainés. On notera que les 4 éprouvettes (2 avec de la saumure et 2 avec le pétrole) ayant subi des cycles sur la force axiale de charge/décharge montrent un seuil d'endommagement les plus faibles (inférieure à 5 MPa): un endommagement supplémentaire de fatigue a certainement joué. Par ailleurs, comme pour le seuil de rupture, le seuil d'endommagement reste peu sensible à la contrainte moyenne, ce qui n'est pas le cas des essais gainés. Néanmoins, l'influence de la nature réactive du liquide de confinement est moins nette, même si la tendance d'une résistance plus faible à la saumure est confirmée en dépit de la dispersion naturelle des résultats.

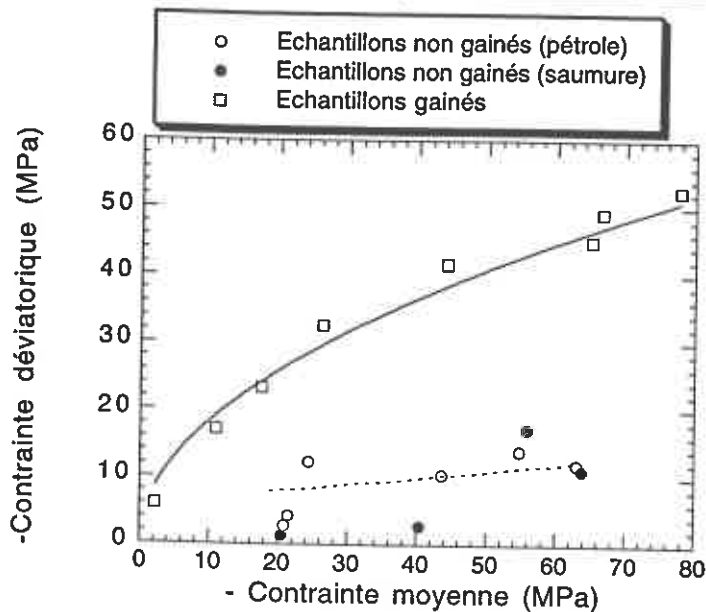


Figure 10. Comparaison des critères d'endommagement (état de contrainte correspondant au seuil de déformation volumique irréversible) obtenus sur des échantillons gainés et non gainés.

CONCLUSION

Au moyen d'essais de compression triaxiaux axisymétriques, non gainés, réalisés sous fort confinement (jusqu'à 60 MPa), nous avons montré que les seuils d'endommagement et de rupture sont sensiblement dégradés lorsque le sel est en contact avec un fluide sous pression : le sel montre alors un endommagement plus précoce et une résistance à la compression plus faible.

Les valeurs caractérisant les critères d'endommagement sont nettement plus faibles que celles obtenues sur des essais gainés car le fluide de confinement pénètre dans l'échantillon perméable. Avant l'endommagement, le liquide percole de par la perméabilité initiale de l'échantillon, qui n'est pas annulée malgré le chargement hydrostatique appliqué préalablement, durant 24 heures, et les pressions de confinement élevées (jusqu'à 60 MPa). La pression du liquide assiste donc le processus d'initiation des microfissures.

Après le seuil d'endommagement, la percolation est essentiellement liée à la microfissuration produite par le chargement déviatorique au cours de l'essai. La pression de pores et dans une moindre mesure, la nature réactive du fluide assistent le processus de propagation des microfissures. Toutes choses identiques par ailleurs, les seuils d'endommagement des échantillons non gainés en contact avec de la saumure sont plus faibles que ceux obtenus avec le pétrole.

PARTIE II. INFLUENCE DE L'ENDOMMAGEMENT ET DE L'INTERACTION FLUIDE-ROCHE SUR LE COMPORTEMENT DIFFÉRÉ

1. ÉTAT DES CONNAISSANCES

1.1 Influence du couplage microfissuration/fluage

A notre connaissance, les seuls travaux relatifs au couplage microfissuration/fluage dans le sel ont été entrepris par Van Sambeck *et al.* (1993) et Pérami *et al.* (1993). Les résultats obtenus par ces derniers montrent que le fluage primaire (caractérisé par une vitesse de déformation décroissante conduisant au fluage stationnaire) est d'autant plus important que la perméabilité initiale est grande. Les auteurs attribuent cette observation au jeu des microfissures qui serait facilité lorsqu'existe un réseau ouvert. L'application d'une pression de confinement aurait donc tendance à diminuer le fluage par serrage des lèvres des microfissures. Par ailleurs, après la réalisation d'un essai de fluage sous une

pression de confinement de 10 MPa et sous un déviateur de 30 MPa, Pérami *et al.* ont pu constater une augmentation de la perméabilité de l'échantillon : une microfissuration aurait été produite au cours du fluage. On souligne que les plus faibles perméabilités des échantillons de sel de Bresse mesurées par les auteurs étaient d'environ 10^{-18} m^2 , ce qui correspond à un sel endommagé.

A notre avis, la propagation et/ou la création d'une microfissuration au cours d'un essai de fluage dépend essentiellement de la position de l'état de contrainte appliqué à l'échantillon par rapport au critère d'endommagement. Si l'état de contrainte d'un échantillon non endommagé (perméabilité inférieure à 10^{-21} m^2) se trouve en dessous du critère d'endommagement, alors une évolution significative de la perméabilité est peu probable : le fluage ne résulte que d'une déformation viscoplastique des grains (mouvements de dislocations, Langer, 1981; Waversik et Preece, 1981). Néanmoins, lorsque l'échantillon est endommagé et soumis à un état de contrainte entraînant la dilatance (violant le critère d'endommagement), les microfissures et leur propagation doivent jouer un rôle important dans les micromécanismes de déformations viscoplastiques. Cette hypothèse est à vérifier expérimentalement.

2.1 Influence de l'interaction saumure-sel

L'influence de la nature réactive du liquide sur le comportement différé a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales.

Au laboratoire, l'effet de la saumure sur la rhéologie de la halite monocristalline a été observé dès 1914 par Kleinhanns (Horseman, 1984). Lorsqu'un cristal de halite est plongé dans un bain de saumure, celui-ci peut être soumis à des déformations plastiques importantes sans se rompre. Cet effet, appelé effet Joffé, est supposé être un phénomène localisé à la surface du cristal (Schlichta, 1968). Nous ne connaissons pas d'études expérimentales qui auraient permis d'apprécier quantitativement cet effet sur un matériau polycristallin.

Néanmoins, plusieurs résultats expérimentaux ont montré que tout contact entre le sel gemme et la saumure (apportée sous forme d'humidité par exemple) affecte sensiblement le comportement différé du sel gemme (Carter et Hansen, 1983; Spiers *et al.* 1986 et 1990; Urai *et al.*, 1986a. et b.; Brodsky et Munson, 1991; Schulze, 1991). D'une manière générale, lors d'un essai uniaxial de fluage, la présence de la saumure au contact de l'échantillon conduit à une augmentation de la vitesse de déformation et par conséquent de la ductilité du sel (figure 11). On observe le même effet d'"amollissement" sur des essais de relaxation et sur des essais de consolidation sur du sel broyé (Spiers *et al.*, 1988).

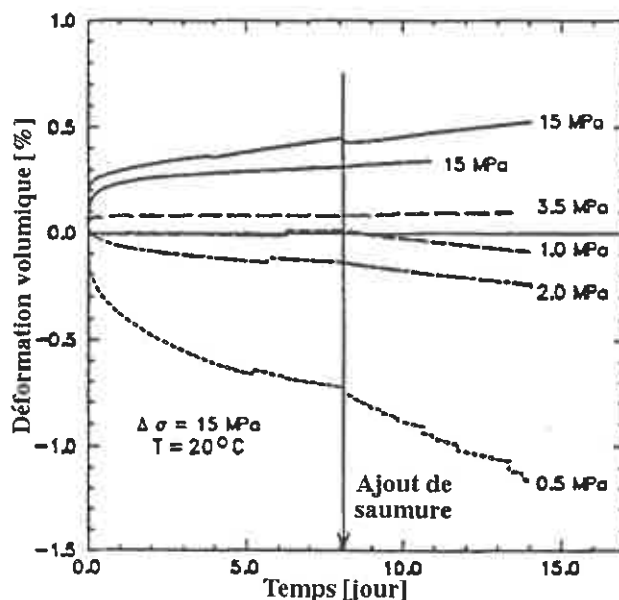


Figure 11. Influence de la saumure sur la vitesse de déformation volumique au cours d'un essai de fluage (d'après Brodsky et Munson, 1991).

Essais de fluage réalisés à des valeurs identiques de contrainte déviatorique ($\Delta\sigma = 15 \text{ MPa}$) et sous des pressions de confinement variant de 0,5 MPa à 15 MPa. L'ajout de saumure (indiqué par la flèche) provoque une augmentation de la vitesse de déformation volumique pour les pressions de confinement inférieures à 3,5 MPa.

Cet effet disparaît néanmoins pour des pressions de confinement suffisamment élevées lorsqu'une grande partie de microfissures se trouvent fermées (figure 11; Brodsky et Munson, 1991). Ce phénomène n'est donc pas dû à l'interaction saumure-sel sur la surface externe de l'échantillon mais bien associé à la pénétration de la saumure dans les joints de grains et dans les microfissures (la diffusion des ions et des molécules d'eau à l'intérieur du réseau cristallin étant un processus trop lent pour être le mécanisme prépondérant). Selon Spiers *et al.* (1986; 1990) et Urai *et al.* (1986 a. et b.), ce phénomène ne peut être attribué au seul effet Joffé : il est nécessaire de faire appel à un autre processus appelé la déformation par dissolution-cristallisation.

- Processus de déformation par dissolution-cristallisation

D'après Spiers *et al.* (1986), la saumure présente aux joints de grains est susceptible d'activer le processus de déformation par dissolution-cristallisation. Les auteurs s'appuient sur des observations pétrographiques mettant en évidence des microstructures très caractéristiques des processus de dissolution (indentations et tronçatures) et de cristallisation (apparition après déformation de l'échantillon, de cristaux complètement recristallisés).

Dans la roche salifère non microfissurée, située à grande profondeur, la déformation par dissolution-cristallisation s'effectue schématiquement en trois étapes. Dans un premier temps, il y a dissolution à l'interface solide-fluide dans le domaine des fortes contraintes normales au contact entre joints. Puis, un transfert en solution de la matière dissoute s'opère à travers la saumure présente aux joints de grains. Ce transport de masse s'effectue par diffusion sur des distances très courtes, c'est à dire typiquement de l'ordre de la taille du grain. Un petit volume formé de quelques grains de sel constitue ainsi un système clos. La matière transportée se cristallise alors dans un troisième temps à l'interface solide-fluide dans un domaine de plus faibles contraintes normales au contact entre joints. Le moteur d'un tel processus est le gradient local de potentiel chimique souvent associé à un gradient de contraintes normales au contact entre les zones dissoutes et les zones de sel précipité. On souligne que la nature microscopique du moteur d'un tel mécanisme et donc l'écriture thermodynamique du gradient local de potentiel chimique fait encore l'objet de nombreuses discussions (Gratier, 1984,1993; Lehner, 1990).

2. ESSAIS DE RELAXATION ET DE FLUAGE EN CONDITIONS NON GAINÉES

2.1 Méthodologie

Afin d'étudier l'influence de l'endommagement et de l'interaction saumure-roche, des essais triaxiaux de compression, non gainés, à paliers multiples de relaxation ou de fluage ont été réalisés sur des échantillons provenant toujours du banc S1 des MDP.

Comme pour les essais triaxiaux précédents, tous les échantillons ont été soumis à un chargement hydrostatique d'au moins 24 heures. Puis, un chargement déviatorique a été appliqué jusqu'à la rupture. Au cours de ce chargement déviatorique, des paliers de relaxation ou de fluage pour des états de contrainte situés avant et après le seuil d'endommagement ont été mis en oeuvre. Chaque palier a eu une courte durée limitée à 20 minutes. Ainsi, seul le caractère transitoire du comportement différé a été pris en compte, sans qu'une phase de fluage stationnaire ne soit atteinte.

N° Échantillon	Pression de confinement (MPa)	Nature des paliers Déviateur correspondant (MPa)	Type d'échantillon
49	20	Relaxation 1; 5,3; 16,1; 20,4; 24,7; 33; 67,7	Gainé
50	60	Relaxation 5,4; 14,9; 20,7; 47,6; 51,7; 56,4	Gainé
51	20	Relaxation 3; 5,8; 17,7; 13,7; 20,9; 16,3	Non gainé à la saumure
52	20	Relaxation 1,2; 5,1; 8,2; 11,2; 15,75; 19,5; 24,1; 30,9	Non gainé au pétrole
55	60	Relaxation 3,5; 6,7; 13,4; 17,5; 20,5; 17,6	Non gainé à la saumure
56	60	Fluage 5,4; 10,6; 19,1; 28,9	Non gainé à la saumure
57	20	Fluage 5,9; 9,9; 20,4; 20,4; 29,4	Non gainé à la saumure

Tableau 3. Caractéristiques des essais de compression à paliers multiples de relaxation ou de fluage

Notre propos n'est pas de modéliser quantitativement les déformations viscoplastiques mais d'apprécier qualitativement l'influence de la microfissuration et de la présence du liquide mis en contact sur les processus de déformation viscoplastique.

Dans ce but, pour chacun des paliers (de relaxation ou de fluage) d'un essai triaxial, la vitesse de déformation viscoplastique mesurée à la fin de chaque palier, $\dot{\epsilon}_{vp}$, correspondant au déviateur σ est reportée dans le plan ($\text{Log} \dot{\epsilon}_{vp}, \text{Log} \sigma$). Afin d'être comparé au critère d'endommagement, le déviateur pris en compte est celui du début du palier.

Tout changement du mécanisme de déformation viscoplastique correspondrait alors à une *singularité* sur la courbe d'évolution.

L'hypothèse de partition des déformations est utilisée pour calculer la vitesse de déformation viscoplastique axiale :

$$\dot{\epsilon}_{vp} = \dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}_e$$

$\dot{\epsilon}$: vitesse de déformation totale, $\dot{\epsilon}_e$: vitesse de déformation élastique.

Dans le cas de l'essai de relaxation, la vitesse de la déformation viscoplastique s'identifie à l'opposé de la vitesse de déformation élastique donnée par la loi de Hooke (puisque la déformation totale est bloquée au cours de la relaxation) :

$$\dot{\epsilon}_{vp} = -\dot{\epsilon}_e = -\frac{\dot{\sigma}_I}{E}$$

$\dot{\sigma}_I$: vitesse de la contrainte axiale au cours du palier de relaxation; E : module d'Young.

Notons que module d'Young a été mesuré antérieurement et pris égal à 14 MPa (cf tableau 1).

Dans le cas d'un palier de fluage, la vitesse de déformation mesurée est prise égale à la vitesse de déformation viscoplastique : la contrainte axiale et la pression de confinement étant maintenues constantes, il n'y a pas de déformation élastique mise en jeu au cours du palier.

Les couples ($\dot{\epsilon}_{vp}, \sigma$) pour les différents paliers d'un même essai de compression sont bien sûr mesurées au même instant afin de les comparer.

2.2 Résultats et discussion

a- Essais gainés à multiple paliers de relaxation

Nous avons reporté sur la figure 12, les vitesses de déformations viscoplastiques en fonction du déviateur pour chaque palier de relaxation. Les limites de linéarité correspondant à l'initiation de la microfissuration obtenue à l'état sec, sont données par la figure 10 et ont été indiquées sur la figure 12.

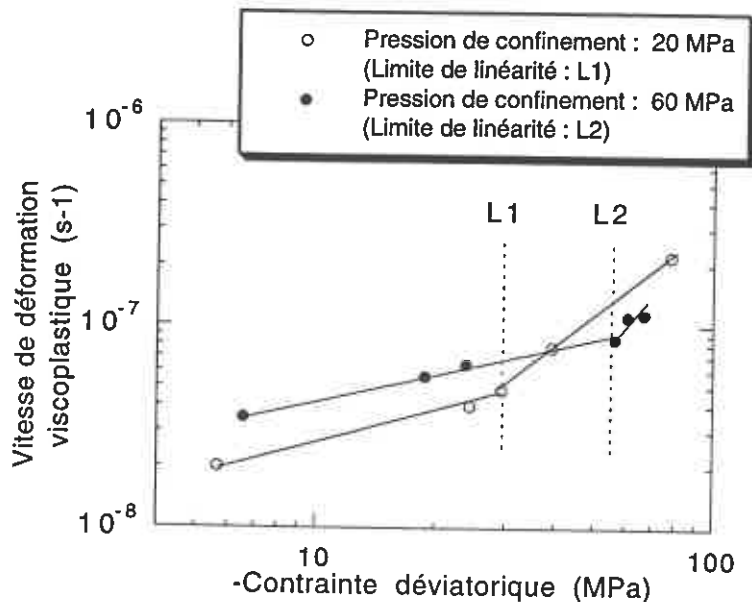


Figure 12. Évolution de la vitesse de déformation viscoplastique en fonction de la contrainte déviatorique pour différents paliers de relaxation réalisés au cours de 2 essais de compression sur des échantillons à l'état sec.

On peut faire les deux constatations suivantes :

- i- Deux résultats très classiques sont retrouvés: d'une part, plus la contrainte déviatorique est élevée, plus la vitesse de déformation viscoplastique est importante. D'autre part, celle-ci dépend peu de la pression de confinement (i.e. de la contrainte moyenne) dans la phase précédant la limite de linéarité.
- ii- Une augmentation significative de la vitesse de déformation viscoplastique est observée au passage du seuil de linéarité. Elle est d'autant plus marquée que la pression de confinement est faible.

b- Essais non gainés à multiples paliers de relaxation

Sur la figure 13, sont reportées les vitesses des déformations viscoplastiques calculées en fonction du déviateur au début de chaque palier de relaxation. Une limite de linéarité moyenne correspondant à l'initiation de la microfissuration obtenue en situation humide, donnée par la figure 10 a été indiquée sur la figure 13. Les essais ont été réalisés à la pression de confinement de 20 MPa.

La différence majeure avec la figure 12 consiste en une continuité de la courbe après la limite de linéarité. La microfissuration ne semble pas avoir d'effet significatif sur les processus de relaxation. Ce résultat se distingue donc de celui obtenu par les essais gainés.

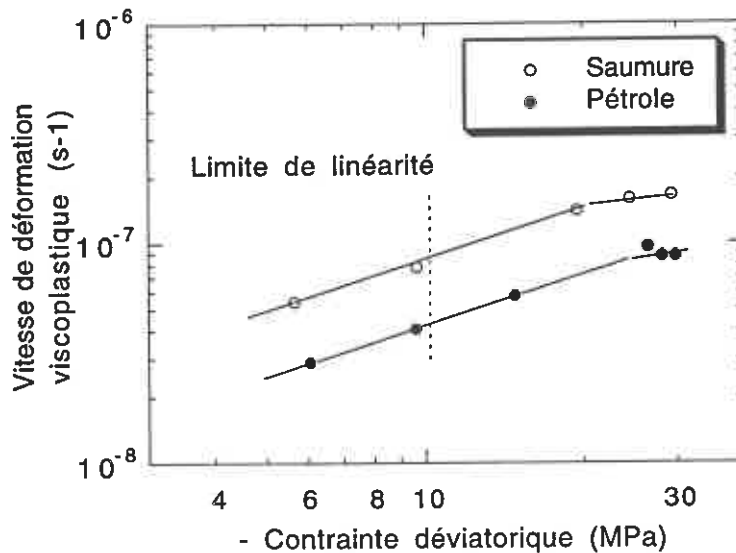


Figure 13. Évolution de la vitesse de déformation viscoplastique en fonction de la contrainte déviatorique pour différents paliers de relaxation réalisés au cours de 2 essais de compression à l'état humide. La pression de confinement est de 20 MPa pour les deux essais.

En fait, la contradiction résulterait de la nature non gainée de l'échantillon soumis à l'essai de relaxation. Lors d'un tel essai, comme nous l'avons dit, la mesure de la déformation viscoplastique est *indirecte* et s'obtient à partir de celle de la vitesse de relaxation de la contrainte axiale. Or la relaxation de la contrainte axiale dans le matériau résulte non seulement de la déformation viscoplastique des grains mais également, au passage de la limite de linéarité, du jeu voire de l'ouverture et/ou la fermeture des lèvres des microfissures contenant le fluide de confinement sous pression, comme le montre la figure 14. Sur cette figure représentant l'évolution de la pression de pores mesurée au cours d'un essai de compression non gainé au pétrole, on constate pour chacun des paliers de relaxation :

- (1) une augmentation de la pression du fluide associée à l'augmentation simultanée du déviateur et donc à la fermeture brutale de microfissures conductrices;
- (2) puis une diminution progressive de la pression consécutivement à l'ouverture différée des microfissures lors de la relaxation proprement dite. On notera que cet effet existe pour tous les paliers, avant et après le seuil de linéarité.

Le bilan de l'effet de chacun de ces processus certainement couplés (déformation viscoplastique intragranulaire, glissement/pivotement intergranulaire et ouverture différée des microfissures conductrices) sur le processus macroscopique de relaxation de contrainte est certainement complexe. Il n'en demeure pas moins que la présence d'une pression de fluide élevée dans le réseau de microfissures (phénomène qui n'existe pas dans les essais gainés) pourrait bien expliquer la différence des résultats obtenus avec les essais gainés. Comme le montrent les résultats sur la figure 13, ce phénomène aurait tendance à "bloquer" la vitesse de relaxation de la contrainte axiale au voisinage de la rupture. Cette observation devrait être confirmée par des paliers de durée plus longue.

Par ailleurs, les vitesses de déformation viscoplastique mesurées par des essais à la saumure sont systématiquement plus élevées que celles obtenues au cours des essais au pétrole. Cette différence peut-elle être attribuée à la nature réactive de la saumure ? Ce point devrait être confirmé par des essais complémentaires

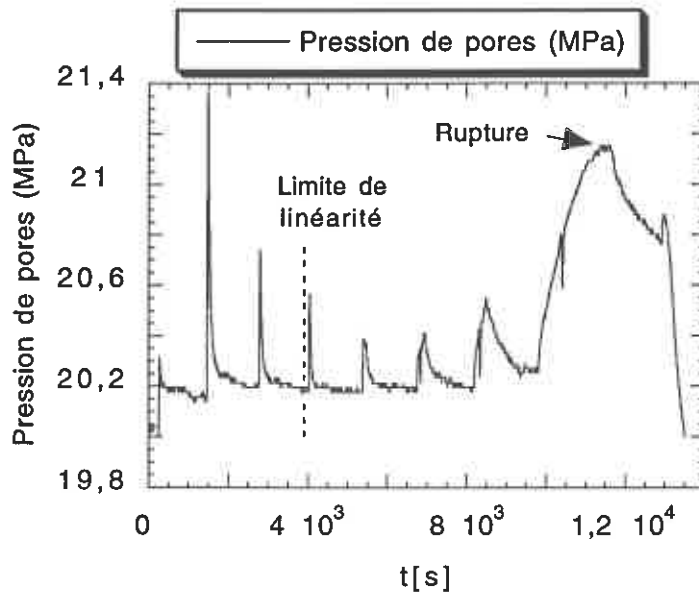


Figure 14. Évolution de la pression de pores au cours du chargement déviatorique pendant lequel 8 paliers de relaxation ont été réalisés (essai non gagné au pétrole).

c -Essais sur les échantillons non gainés soumis à des paliers de fluage multiples

On a reporté sur la figure 15, les vitesses de déformations viscoplastiques mesurées en fonction du déviateur pour les deux essais à paliers multiples de fluage. Contrairement aux essais de relaxation, la vitesse de déformation est calculée *directement* à partir de la courbe d'évolution de la déformation viscoplastique (c'est-à-dire de la déformation totale mesurée).

Une limite de linéarité moyenne correspondant à l'initiation de la microfissuration obtenue à l'état humide, repérée sur la figure 10, est reportée sur la figure 15. Le liquide de confinement est la saumure.

Le résultats de la figure 15 permettent de constater que :

i- la courbe $(\dot{\epsilon}_{vp}, \sigma)$ montre une discontinuité au passage de la limite de linéarité : la vitesse de déformation viscoplastique augmente d'une manière drastique au cours de l'endommagement. Ce résultat déjà obtenu sur les essais gainés de relaxation est retrouvé avec une ampleur plus importante.

Pour expliquer l'augmentation de la vitesse de déformation, il est nécessaire d'invoquer soit l'effet dû à la nature réactive de la saumure (effet qui n'a été pas observé sur les essais non gainés de relaxation d'une manière probante) soit un effet de lubrification par le fluide facilitant le jeu entre les lèvres des microfissures.

ii- les vitesses de déformation viscoplastique sont sensiblement identiques pour les deux essais après le seuil de linéarité : elles ne dépendent pas de la pression de confinement. On rejoint ici les résultats des essais triaxiaux non gainés : au voisinage de la rupture, le déviateur, le moteur principal de l'écoulement viscoplastique, dépend peu de la pression du fluide de confinement.

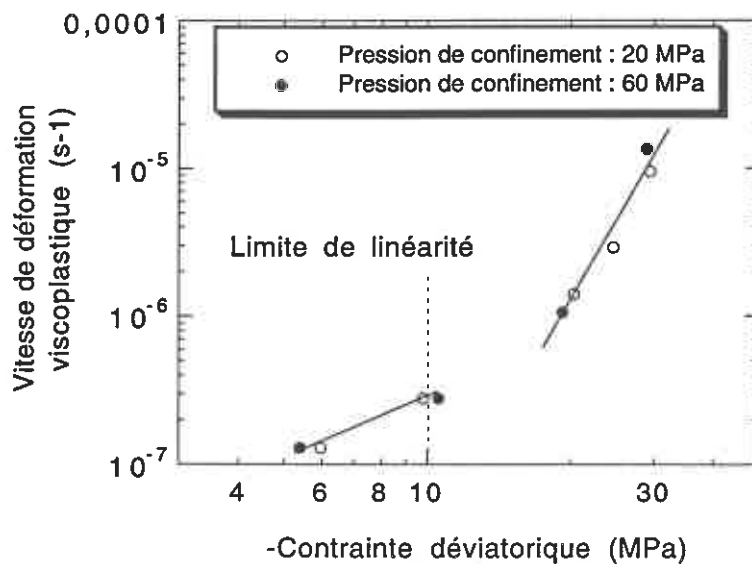


Figure 15. Évolution de la déformation viscoplastique en fonction de la contrainte déviatorique pour différents paliers de fluage de 2 essais de compression (saumure).

CONCLUSION

La réalisation d'essais de compression triaxiaux sur des échantillons non gainés, sous fort confinement (jusqu'à 60 MPa), a mis en évidence deux phénomènes majeurs :

a - le sel présente un endommagement plus précoce et une résistance à la compression plus faible lorsqu'il est mis en contact avec un fluide. Ces effets sont accentués lorsque le liquide en contact est de la saumure.

La pression de pores joue un rôle prépondérant dans les mécanismes d'initiation et de propagation de la microfissuration.

Lorsque le seuil d'endommagement est atteint, il est raisonnable de penser que le concept de contrainte effective peut être appliqué à un sel endommagé.

Par conséquent, les critères d'endommagement et de rupture obtenus dans le plan contrainte moyenne-contrainte déviatorique sur des échantillons de sel humide (non gainés) se trouvent bien en dessous de ceux d'un sel sec.

En outre, les critères d'endommagement et de rupture d'un sel directement en contact avec un fluide ne dépendent pratiquement pas de la contrainte moyenne (pour des valeurs comprises entre 20 et 70 MPa). Le sel ne présente alors aucune aptitude à mobiliser son frottement interne. Ce point revêt une importance capitale pour la stabilité mécanique des cavernes de stockage de fluide.

b - un liquide percolant dans le sel modifie sensiblement l'écoulement viscoplastique transitoire : les effets visqueux sont accentués.

Ainsi, ces résultats montrent clairement que le comportement mécanique du sel gemme est intimement couplé à son comportement hydraulique pourvu que l'apparition de celui-ci soit facilitée par une microfissuration du sel gemme.

CHAPITRE III

ESSAI IN SITU DE PERMÉABILITÉ À LA SAUMURE ET AU GAZ

INTRODUCTION. OBJECTIFS DE L'ESSAI

Dans le chapitre I, la revue bibliographique a permis de mettre en évidence qu'il existait peu de mesures *in situ* de perméabilité dans un sel non endommagé par l'excavation d'un ouvrage souterrain. Les essais réalisés sur le site du WIPP (Waste Isolation Pilot Plant) aux États Unis (Beauheim *et al.*, 1991; Stormont *et al.*, 1991) ont montré qu'un banc de sel loin des galeries (situé à deux rayons), possède une perméabilité inférieure à 10^{-21} m², c'est à dire probablement en deçà de la précision des dispositifs de perméamétrie actuels. En outre, les expériences ont été effectuées sans une interprétation convaincante: les caractéristiques spécifiques du matériau (notamment la viscoplasticité et la solubilité) n'ont pas été prises en compte, la loi de Darcy a été appliquée sans aucune justification pour le sel sain.

Ce constat soulève les questions suivantes :

- a- Les résultats des expériences du WIPP attestant une imperméabilité (plus exactement une "non mesurabilité" de la perméabilité) du sel gemme, sont-ils généralisables à d'autres sites ?
- b- Dans l'affirmative, est-il possible de mesurer dans des conditions maîtrisées (technologie, interprétation, ...) une perméabilité inférieure à 10^{-21} m² ?
- c- En quoi un essai *in situ* peut-il renseigner sur la loi de filtration à laquelle obéit un transport de masse fluide dans le sel ? par exemple, peut-on vérifier la loi de Darcy pour un tel matériau ?
- d- Quelle est la nature des conditions "hydrauliques" initiales ? Existe-t-il une pression de pores, une porosité connectée, un degré de saturation initial en saumure ?

L'essai de perméabilité que nous avons réalisé vise à apporter des éléments de réponse à ces questions.

PARTIE I. ENVIRONNEMENT DE L'ESSAI

Le site choisi pour l'essai a été celui de la mine Amélie des Mines de Potasse d'Alsace (MDPA) : les propriétés physiques (Ghoreychi, 1991; Pouya, 1991a; Lahlou et Ghoreychi, 1992; Thorel, 1994) et géologiques (Blanc-Valleron, 1990; Lebrun, 1993) du sel de ce site ont largement été étudiées. Par ailleurs, les essais *in situ* mis en œuvre sur le même site antérieurement (Ghoreychi, 1991; Kazan, 1994) ont déjà apporté des renseignements utiles sur le comportement et les caractéristiques thermo-mécaniques des terrains. Ils sont mis à profit dans cette étude.

1. CONTEXTE HYDROGÉOLOGIQUE

Le contexte géologique a été brièvement présenté dans le chapitre II (Partie I, paragraphe 1). Le banc n°12, le plus riche en halite et le plus épais de la série S1 du sel IV de la mine Amélie, a été retenu pour l'essai. On donne ici une brève description des propriétés hydrogéologiques qui interviennent dans la conception et la réalisation de l'essai *in situ*.

Cet aperçu des propriétés hydrogéologiques s'appuie sur les travaux expérimentaux dont les résultats figurent dans la thèse de P. Lebrun (1993) préparée au Centre de Géologie de l'Ingénieur de l'Ecole des Mines de Paris, dans le cadre de l'essai "sel broyé" réalisé aux MDPA.

Le sel phénoblastique largement prédominant dans le banc S1-12 sur le sel laiteux résulte de l'évaporation de saumure sursaturée au sein d'une matrice carbonatée, sulfatée ou

argileuse. Les contacts entre les cristaux de halite et la matrice sont diffus et difficilement identifiables en lames minces mais pourraient constituer des chemins préférentiels d'écoulement de fluides dès lors que toute circulation intracristalline est improbable (du moins à l'échelle de temps de l'expérimentation). La composition minéralogique des carottes prélevées dans le banc intéressé déterminée à partir de diffractogrammes des rayons X confirme que la halite est le minéral largement prédominant, la teneur en anhydrite étant à la limite de la détection.

La phase fluide, dont la teneur volumique n'excède pas 1 % est répartie au sein de deux grandes catégories d'inclusions fluides : les inclusions intercristallines piégées dans les joints de grains (sous forme de film fluide ou de gouttelettes lorsque les surfaces de contact ont fusionné) et les inclusions intracristallines de taille et de forme très variées (cubiques, trémies, cornets et chevrons sont les formes dominantes). Aucune trace d'inclusion gazeuse n'a été révélée dans le sel (le grisou présent aux MDPa provient probablement de lits d'impuretés argilo-sulfatées).

La porosité accessible à l'hélium est généralement inférieure à 1 % et vaut en moyenne 0,6 %. Les courbes porosimétriques au mercure montrent des rayons d'accès aux pores compris entre 4 nm et 10 nm.

Des mesures de perméabilité obtenues exclusivement en laboratoire sur les carottes prélevées des sondages réalisés dans ce banc ou d'autres bancs à proximité, ont été effectuées par Ghoreychi (1991) et par Lebrun (1993). La perméabilité proposée du premier auteur obtenue sur des échantillons non soumis à une pression de confinement à partir d'essais sur un perméamètre "IFP", est en moyenne de $4 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$. La mesure de type "Pulse Test" réalisée sous une pression isotrope de 21 MPa (contrainte un peu plus élevée que la contrainte moyenne *in situ*) par le second donne une valeur de perméabilité intrinsèque de $9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$.

Ces valeurs comparées aux perméabilités *in situ* observées aux WIPP (de l'ordre de 10^{-22} à 10^{-21} m^2) à deux rayons des galeries sont élevées (cf. figure 10 du chapitre I). Cette remarque incite à penser que le sel des MDPa serait plus perméable que le sel du WIPP ou que la forte perméabilité mesurée serait imputable à une microfissuration du matériau (carottage, proximité d'ouvrages, ...) qui n'aurait pas été entièrement fermée sous pression de confinement. Nous verrons si la réalisation de l'essai *in situ* au MDPa permettra de lever cette ambiguïté.

2. CONTEXTE GÉOTECHNIQUE

L'essai *in situ* a été réalisé dans la mine Amélie qui, avec la mine Marie-Louise, continuera son exploitation jusqu'à la fin de ce siècle. En raison d'un litage relativement fin des bancs à faible pendage et de la présence de nombreux lits marno-anhydritiques d'épaisseur plurimétrique, toutes les galeries ont été creusées en section rectangulaire. La section moyenne est de 15 m^2 (hauteur comprise entre 3 et 4 mètres, largeur entre 4 et 5 mètres). Afin d'assurer le soutènement des galeries, un boulonnage du toit a été mis en oeuvre. Les boulons utilisés, à tête d'ancrage ponctuel et sans résine, dépassent rarement 2 mètres de longueur.

Ni écaillage des parements, ni fissuration de la paroi et ni chute du toit ne sont observés dans les galeries. Néanmoins, la mine étant grisouteuse, des ruptures brutales consécutives à la libération de poches de gaz sous pression ont pu être jadis constatées lors de l'exploitation.

Le site de l'essai dans la mine a été choisi suivant les deux critères suivants :

- la mine étant grisouteuse, tout appareillage électrique nécessitant une autorisation spéciale devait se situer à proximité d'un puits de ventilation. La voie Jos D, près du puits

Joseph, a été retenue. Elle est située dans une zone désaffectée de la mine où se sont déroulés les autres essais *in situ*, déjà évoqués : l'essai "sel broyé" (Ghoreychi, 1991) et l'essai CPPS (Champs Proche de Puits de Stockage, Kazan, 1994).

- une distance de garde minimum de 10 mètres entre le mur de la galerie et le banc de sel gemme le plus épais et le plus pur, devait être respectée. Cette distance qui correspond grossièrement à deux fois la taille de la galerie visait à atteindre un banc salifère peu perturbé par l'excavation de la galerie et située en dehors de la "*Disturbed Rock Zone*" mise en évidence au WIPP.

En outre, pour des raisons de sécurité liées à l'encombrement du dispositif expérimental, une niche a dû être réalisée (4 mètres de hauteur, 2 mètres de largeur, 4 mètres de longueur environ). Le banc S1-12 choisi se situe à 16 m du mur de la niche, soit à quatre fois la taille moyenne de la galerie.

PARTIE II. CONCEPTION DE L'ESSAI. DÉFINITION DES PROCÉDURES EXPÉRIMENTALES

Outre la définition de la condition hydraulique en paroi du forage, le dimensionnement du dispositif d'injection a nécessité la connaissance de la gamme des débits (débit maximum, débit minimum) et des temps caractéristiques mis en jeu (durée du régime transitoire) pour chacun des fluides, gaz et saumure, utilisés. Nous présentons ici une étude sommaire ayant permis d'estimer ces paramètres dimensionnants.

Dans un objectif de calcul d'ordres de grandeur, cette étude a utilisé des hypothèses portant essentiellement sur trois points :

- *la géométrie* : pour faciliter les calculs de prédimensionnement à caractère approché, le découvert du forage est assimilé soit à une sphère, soit à un cylindre de longueur infinie. On considère donc deux configurations extrêmes pour cerner l'influence de la géométrie de la cavité;

- *la loi de comportement* : le sel gemme est considéré comme un matériau poro-élasto-visco-plastique homogène et isotrope. Le couplage hydro-mécanique est ainsi pris en compte ;

- faute de connaître des lois mieux adaptées, *la loi d'écoulement du fluide* adoptée est celle de Darcy. On suppose donc que le milieu est saturé (alternativement en saumure ou en gaz). Les effets non linéaires (cicatrisation sous contrainte, dissolution-cristallisation etc..) ne sont pas introduit;

- l'écoulement est suffisamment lent pour que les effets d'inertie soient négligeables. On se place dans l'hypothèse des petites transformations et des petits déplacements. Les gradients de pression interstitielle sont eux aussi petits.

1. INJECTIONS DE SAUMURE

1.1 Équation de diffusion de la pression de pores

Sous les hypothèses précédentes, la diffusion d'un liquide dans un massif poro-viscoplastique obéit aux équations suivantes :

- *la conservation de la masse* :

$$\dot{m} = - \text{Div} \underline{M}$$

\dot{x} : dérivée particulière de x par rapport au squelette; m : apport de masse de saumure (kg.m^{-3}) ; \underline{M} : vecteur courant de masse de saumure ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

- la loi de Darcy :

$$\frac{M}{\rho_o^f} = -\frac{k}{\eta} (\underline{\text{grad}P} + \rho_o^f \underline{g})$$

k : perméabilité intrinsèque (m^2); η : viscosité dynamique (Pa.s); P : pression interstitielle (Pa); ρ_o^f : masse volumique de la saumure (kg.m^{-3}); \underline{g} : accélération de la pesanteur, selon un axe vertical dirigé vers le haut (m.s^{-2}).

- la loi de comportement hydro-mécanique du milieu poreux (Coussy, 1991):

$$P - P_o = M \left[-b(e - e^{VP}) + (m / \rho_o^f - \phi^{VP}) \right]$$

P_o : pression interstitielle initiale (Pa); b : coefficient de Biot; ϕ^{VP} : porosité irréversible; e : déformation volumique totale; e^{VP} : déformation volumique irréversible.; M : module de Biot (Pa) donné par :

$$\frac{1}{M} = \frac{b - \phi}{K_s} + \frac{\phi}{K_f}$$

K_s : module de compressibilité de la matrice solide (sans porosité) (Pa); K_f : module de compressibilité du fluide (Pa).

La combinaison des trois équations précédentes permet d'écrire l'équation de diffusion de la pression interstitielle P dans un massif poro-viscoplastique :

$$\frac{k}{\eta} \nabla^2 P = \frac{1}{M} \frac{\partial P}{\partial t} + b \frac{\partial e}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \phi^{VP}}{\partial t} - b \frac{\partial e^{VP}}{\partial t}}_{\text{contribution de la viscoplasticité}}$$

k : perméabilité intrinsèque (m^2); η : viscosité dynamique (Pa.s); ∇ : l'opérateur laplacien; M : module de Biot (Pa); b : coefficient de Biot; e : déformation volumique totale; ϕ^{VP} : porosité irréversible; e^{VP} : déformation volumique irréversible.

Cette équation fait intervenir un terme transitoire dû à l'écoulement viscoplastique: une variation dans le temps de la porosité irréversible (viscoplastique) : ϕ^{VP} , et une variation dans le temps de la déformation volumique irréversible : e^{VP} . Dans l'écriture de cette équation, aucune hypothèse n'a été formulée concernant la loi rhéologique gouvernant le comportement différé du sel.

Dans le cas d'un sel sain (non endommagé), les déformations viscoplastiques observées sont associées, à l'échelle microscopique, à des mouvements de dislocations, à la diffusion (Langer; 1981; Munson et Dawson, 1981) et à des processus de dissolution-cristallisation en présence de saumure aux joints de grains (Gratier, 1984, 1993; Spiers *et al.*, 1986). Ces phénomènes n'engendrent pas de variation de volume significative et donc :

$$\frac{\partial e^{VP}}{\partial t} = 0$$

Quant à la variation de la porosité viscoplastique ϕ^{VP} , à notre connaissance, aucune étude n'a été réalisée pour apprécier son importance. Néanmoins, la paramètre ϕ^{VP} doit vérifier la relation suivante :

$$\phi^{VP} = e^{VP} - (1 - \phi_o) e_m^{VP}$$

ϕ_o : porosité initiale; e_m^{VP} : déformation volumique de la phase solide (sans porosité).

Si l'écoulement viscoplastique de la matrice solide (sans porosité) obéit à des mouvements de dislocation intragranulaire, on doit avoir également $e_m^{vp} = 0$. Par conséquent, il est raisonnable de penser que la variation de la porosité viscoplastique est nulle ($\partial_t(\phi^{vp})=0$).

Ainsi, l'équation de diffusion de la pression de pores se réduit à :

$$\frac{k}{\eta} \nabla^2 P = \frac{1}{M} \frac{\partial P}{\partial t} + b \frac{\partial e}{\partial t}$$

En choisissant des conditions hydrauliques constantes loin du forage, (pour un rayon r très grand devant le rayon du forage), cette équation différentielle se simplifie encore (par exemple, Coussy, 1991) :

$$D \nabla^2 P = \frac{\partial P}{\partial t}$$

D : diffusivité hydraulique (m^2/s) donnée par :

$$D = \frac{k}{\eta} M \frac{3K_0 + 4\mu}{3K + 4\mu}$$

k : perméabilité intrinsèque (m^2); η : viscosité dynamique (Pa.s); K_0 : module de compressibilité drainé (Pa); K : module de compressibilité non drainé (Pa); μ : module de cisaillement (Pa) ; M : module de Biot (Pa).

Le couplage hydro-mécanique est donc toujours présent à travers le module hydro-mécanique M . Un temps caractéristique de la diffusion hydraulique est alors introduit:

$$\tau = R_0^2 \frac{\eta}{k} \frac{1}{M} \frac{3K + 4\mu}{3K_0 + 4\mu}$$

R_0 : une dimension caractéristique, le rayon du forage par exemple.

1.2 Solution analytique de l'équation de diffusion de la pression de pores

La résolution de l'équation de diffusion obtenue dépend bien sûr de la condition initiale et des conditions aux limites, définies en paroi par la procédure expérimentale choisie. Deux procédures sont envisageables (voir paragraphe 2.2 du chapitre I) :

- l'essai à pression constante consiste à soumettre à un (ou plusieurs) palier(s) de pression une zone découverte du puits. La pression est maintenue constante dans le découvert par l'injection de fluide.
- l'essai de type "Pulse Test" consiste à mettre en pression le découvert instantanément, et à observer l'évolution transitoire de la pression P dans celui-ci. Dans cette configuration, la condition sur la variable P s'obtient en écrivant la conservation de la masse fluide en paroi.

En outre, l'écriture de l'équation à la limite en paroi nécessite la prise en compte de la convergence due au comportement viscoplastique du massif. L'équation de diffusion de la pression est identique formellement à l'équation de la chaleur en l'absence de source de chaleur. Par conséquent, si, dans un premier temps, l'influence du fluage de la paroi est négligée, alors l'équation différentielle se résout simplement, pour les deux procédures envisagées, comme l'ont démontré Carslaw et Jaeger (1960). L'effet du fluage sera examiné ultérieurement dans le paragraphe 1.3.

La figure 1 montre la solution de l'équation de diffusion pour un essai à pression constante.

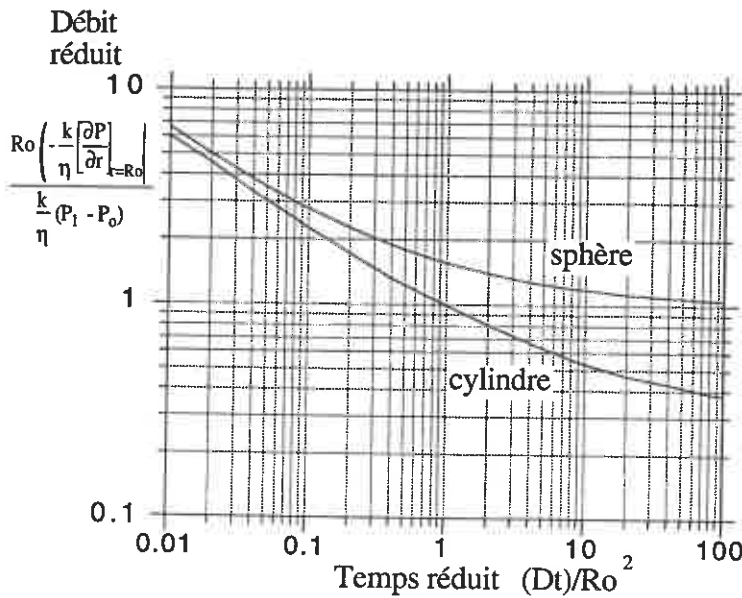


Figure 1. Évolution du débit volumique par unité de surface en paroi $\frac{-k}{\eta} \left[\frac{\partial P}{\partial r} \right]_{r=R_o}$ au cours du temps pour deux géométries : la sphère et le cylindre de longueur infini. La pression en paroi est maintenue constante.

Deux nombres sans dimension sont introduits :

un débit réduit d'injection :

$$Ro \left(\frac{-k}{\eta} \left[\frac{\partial P}{\partial r} \right]_{r=R_o} \right) \frac{\eta}{k (P_1 - P_0)}$$

un temps réduit : $\frac{Dt}{Ro^2}$

Ro : rayon du forage (m); k : perméabilité intrinsèque (m²); η : viscosité dynamique (Pa.s); t : temps (s); P₁ : pression en paroi (Pa); P₀ : pression initiale (Pa); D : diffusivité hydraulique (m²/s);

Les résultats d'une étude paramétrique basée sur des solutions analytiques ou semi-analytiques mettent en évidence les points suivants (Cosenza et Ghoreychi, 1992) :

- a - la perméabilité et le rayon de la cavité ont une grande influence sur l'évolution du débit et sur la valeur asymptotique de celui-ci en régime permanent. Les débits de saumure mis en jeu sont très faibles (de l'ordre de 0,1 cm³/jours à une dizaine de cm³/jours pour des perméabilités intrinsèques de 10⁻²¹ m² à 10⁻¹⁹ m² pour une cavité cylindrique d'une hauteur d'un mètre et un diamètre de 10 cm)
- b - le coefficient de Biot intervenant dans le couplage hydro-mécanique (b) a une influence plus faible. Il n'agit que sur la constante de temps du phénomène,
- c- les solutions dépendent également de la pression interstitielle initiale dont l'appréciation est très difficile dans le cas du sel gemme,
- d - si l'on tient compte de la variation possible des paramètres hydro-mécaniques utilisés, le temps caractéristique calculé au sein du puits varie de *quelques secondes à quelques jours* dans le cas d'une percolation de saumure. On souligne ici que le temps caractéristique ne correspond pas à toute la durée de la phase transitoire de l'écoulement dans le massif. Néanmoins, il donne la période de temps pour laquelle l'évolution du phénomène est la plus significative.

1.3 Influence des phénomènes dits parasites pour l'essai. Ordres de grandeur

Les mesures de pressions ou de débits enregistrées lors de l'essai prennent en compte non seulement l'effet de perméabilité mais aussi d'autres effets que l'on appellera désormais "parasites". L'amplitude de ceux-ci doit être évaluée car ils pourraient masquer l'amplitude de l'effet recherché. Ces phénomènes "parasites" sont : le fluage, les phénomènes thermiques et la dissolution-cristallisation.

a- Fluage

Pour éviter la fracturation hydraulique du sel gemme, la pression du fluide dans le découvert doit être en première approximation toujours inférieure à la pression des terrains (pression lithostatique ou contrainte moyenne résultant de la profondeur). Le massif peut donc être le siège de contraintes déviatoriques donnant lieu au fluage de la paroi de toute excavation creusée en son sein.

Pour estimer l'importance de ce phénomène, des calculs ont été effectués à l'aide d'un programme numérique aux éléments finis POROUS développé au G.3S par A. Giraud (1993). Ce programme résoud notamment des problèmes unidimensionnels en géométrie sphérique et cylindrique en milieu soumis aux couplages thermo-hydro-mécaniques et à comportement élastique, élastoplastique ou élasto-viscoplastique.

Une analyse statistique des résultats d'essais réalisés il y a une dizaine d'année au Laboratoire de Mécanique des Solides, sur le sel des MDPa, a permis de proposer la loi suivante pour le fluage secondaire à *température ambiante* (Pouya, 1991a) :

$$\dot{\varepsilon}_s^{vp} = 3,4 \cdot 10^{-9} \sigma_d^{2,3}$$

$\dot{\varepsilon}_s^{vp}$: vitesse de déformation viscoplastique stationnaire (h^{-1}) ; σ_d : déviateur de contrainte (MPa).

Les paramètres de cette loi ont été introduits dans le code de calcul POROUS. Les résultats obtenus montrent que *sur une période d'un mois* :

- quelques que soient le déviateur de contrainte et la loi de comportement considérée (poroélastique ou poro-élasto-visco-plastique), les débits de fuite à la paroi de la cavité restent très faibles et très voisins pour la gamme de perméabilité attendue (de l'ordre de $0,1 \text{ cm}^3/\text{jours}$ à une dizaine de cm^3/jours pour des perméabilités intrinsèques de 10^{-21} m^2 à 10^{-19} m^2 pour une cavité cylindrique d'une hauteur d'un mètre et un diamètre de 10 cm),
- la convergence de la paroi reste faible (exemple pour une cavité cylindrique : 0,002% pour un déviateur de 2 MPa, 0,02% pour un déviateur de 9 MPa).

Sur une période d'un mois, la convergence de la paroi résultant du fluage apparaît donc négligeable (figure 2).

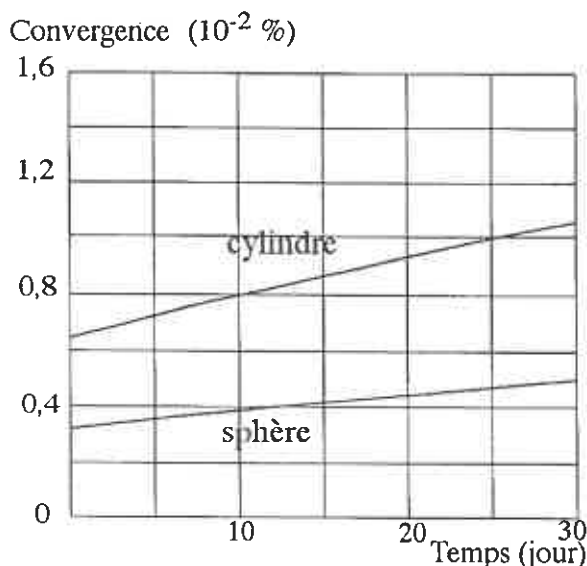


Figure 2. Évolution du déplacement à la paroi ramené au rayon du forage, en fonction du temps pour un déviateur de contrainte élevé de 9 MPa.

b- Phénomènes thermiques

La température du massif à proximité d'une galerie située près du puits d'accès et appartenant au réseau d'aérage minier n'est en général pas constante. Par exemple aux MDP, la température à une profondeur de 5 mètres par rapport à la paroi de la galerie peut varier d'environ 4 °C annuellement (Kazan, 1994). Ces variations de température peuvent alors induire une variation de la pression, en particulier par dilatation/contraction de la saumure dans le découvert. La dilatation thermique du sel étant beaucoup plus faible que celle de la saumure, la déformation thermique du massif apparaît négligeable.

Pour mieux apprécier l'effet de la dilatation thermique de la saumure, on procède au calcul suivant. Considérons un cylindre de hauteur 1 mètre et diamètre 10 cm (soit un volume de 8 litres). Avec un coefficient de dilatation thermique de saumure de $4,4 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, toute variation de température de 1 °C est susceptible de provoquer une variation de volume de 3 cm³. Celle-ci se traduit par une variation importante de pression pouvant atteindre 1,5 MPa dans l'hypothèse d'un débit de fuite nul.

Par ailleurs, à l'instant initial, le fluide injecté n'est pas nécessairement à la même température que le massif autour du découvert. La résorption du déséquilibre thermique n'étant pas instantanée, la diffusion thermique et l'écoulement du fluide dans le massif pourraient alors interagir.

Un calcul de Bérest *et al.* (1979) sur un problème analogue, l'abandon des cavités salines supposées sphériques, met en évidence deux temps caractéristiques :

(1) une constante de temps attachée à la condition à la limite en paroi : $\tau_1 = \rho_f C_f a^2 / \lambda_s$ où ρ_f : masse volumique de la saumure; C_f : capacité calorifique de la saumure; λ_s : conductivité du sel; a : longueur caractéristique.

(2) une constante de temps associée à l'équation de champs (i. e. l'équation de la chaleur) dans le massif : $\tau_2 = a^2 / k_s$ où k_s est la diffusivité du sel.

Prenons les valeurs vraisemblables des différentes caractéristiques : $a=0,05 \text{ m}$, $\lambda_s=6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\rho_f=1,2 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_f=3,8 \cdot 10^3 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $k_s=3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Comme la dimension caractéristique intervenant dans l'essai *in situ* correspondant au rayon du puits est faible (a compris 0,05 m et quelques décimètres), l'ordre de grandeur de τ_1 et τ_2 est compris entre quelques dizaines de minutes et quelques heures. Ces temps caractéristiques sont donc tout à fait comparables à celui obtenu pour l'écoulement de fluide (de quelques secondes à quelques jours).

Par conséquent, si la température de la saumure est différente de celle du massif, un couplage thermo-hydro-mécanique de l'écoulement ne paraît pas exclu pendant la phase transitoire et viendrait perturber la mesure de l'écoulement.

c- Phénomène de dissolution complémentaire en paroi

L'augmentation de la pression ou de la température du fluide injecté provoque une augmentation du volume de la cavité par dissolution supplémentaire de sel sur la paroi. Celle-ci induit alors une diminution de la pression dans le découvert.

En effet, la concentration à la saturation de la saumure augmente avec la pression et surtout avec la température selon la loi empirique suivante donnée par l'Association Technique d'Industrie du Gaz (ATG, 1986):

$$X_s(P, T) = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + B P \quad (\text{kg(NaCl)/kg(saumure)})$$

$a_0 = 0,26291$, $a_1 = 0,7448 \cdot 10^{-4}$, $a_2 = 0,1252 \cdot 10^{-5}$, $B = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$ ($0 < T < 60 \text{ } ^\circ\text{C}$ et $1 < P < 25 \text{ MPa}$)
 X_s : concentration massique de sel à saturation, T : température; P : pression de la saumure.

Pour mieux apprécier l'importance de ces phénomènes, on procède aux calculs simplifiés dans le cas d'un chargement instantané en pression isotherme.

Hypothèses

On imagine l'expérience suivante. A l'instant t_0 , on augmente instantanément la pression dans le découvert de P_1 à P_2 . Le sel en paroi se dissout, le volume disponible à la saumure augmente. On cherche donc à évaluer la pression P_e à l'instant $t_0 + \Delta t$ lorsque l'équilibre des pressions et donc de la saturation est atteint. On suppose que la réponse du massif est élastique. On néglige les fuites dans le massif et la convergence de la paroi due au phénomène de fluage. La transformation est isotherme.

Principe du calcul

On écrit la conservation de la masse de sel et de la masse d'eau entre les instants t_0 et $t_0 + \Delta t$. En supposant que la masse volumique reste pratiquement inchangées lors du passage instantané de la pression P_1 à la pression P_2 , et avec la définition de la compressibilité β de la saumure ($\Delta V = \beta V_0 \Delta P$), on établit une équation du second degré en P_e :

$$-B P_e^2 + \left\{ B P_2 + [1 - (a_0 + a_1 T + a_2 T^2)] + \frac{\rho_0 B}{\rho_s \beta} \right\} P_e - P_2 [1 - (a_0 + a_1 T + a_2 T^2)] - \frac{\rho_0 B}{\rho_s \beta} P_1 = 0$$

B : coefficient du terme de pression dans la loi de la concentration à saturation; P_e : pression d'équilibre; P_1 : pression du premier palier; P_2 : pression du second palier; β : compressibilité de la saumure; ρ_0 : masse volumique de la saumure; a_0, a_1, a_2 : coefficients des termes de température de la loi de la concentration.

Applications numériques

	$P_1 = 1 \text{ MPa}$ $P_2 = 2 \text{ MPa}$ $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$	$P_1 = 9 \text{ MPa}$ $P_2 = 10 \text{ MPa}$ $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$
ΔP (MPa)	-0,17	-0,3

Le signe - correspond à une diminution de la pression.

L'effet de la dissolution est donc d'autant plus important que la pression dans la cavité est élevée.

Par ailleurs, le phénomène de dissolution n'est pas instantané. Comme pour les autres processus, sa phase transitoire peut être caractérisée par un temps caractéristique. Celui-ci s'obtient en écrivant la vitesse de dissolution (ou de cristallisation) d'une quantité de sel M (James, 1992) :

$$\frac{dM}{dt} = K_c A (C_s - C)$$

K_c : vitesse de dissolution (m/s); A : surface du cristal en contact avec la solution saline (m^2); $C_s - C$: sous-concentration en supposant une cinétique chimique du premier ordre, ce qui est le cas pour la réaction de dissolution du chlorure de sodium (Davion, 1953), C_s : valeur de la concentration saline à la saturation (kg/m^3).

Le temps caractéristique τ correspondant à cette équation s'écrit :

$$\tau = K_c \frac{A}{V} (X_s - X)$$

K_c : vitesse de dissolution (m/s); A : surface du cristal en contact avec la solution saline (m²); V : volume de solution mis en contact avec le cristal (m³); $X_s - X$: sous-concentration exprimée en concentration massique (kg de sel/kg de saumure).

Comme pour les phénomènes thermiques, prenons un cylindre de hauteur 1 mètre et de diamètre 10 cm (soit un volume de 8 litres environ) dans lequel est placée une saumure sous saturée suite à une augmentation de pression. L'écart à la saturation en concentration massique est estimé à $2 \cdot 10^{-3}$ (kg de sel/kg de saumure) à l'aide de la loi empirique de l'ATG (1986) pour une augmentation de 1 à 20 MPa. La constante de dissolution K_c est prise dans l'intervalle 10^{-5} - 10^{-6} m/s donnée par la littérature (Davion, 1953; Durie et Jessen, 1964; James et Kirkpatrick, 1980; James, 1992). Une application numérique donne des valeurs de τ comprises entre 1 et 0,1 microsecondes. Ces valeurs sont donc beaucoup plus faibles que celles obtenues pour les autres phénomènes hydrauliques et thermiques. La cinétique du phénomène de dissolution complémentaire peut donc être découplée de celles des autres phénomènes.

1.4 Récapitulation et recommandations pour l'essai à la saumure

Pour fixer des ordres de grandeur, on effectue un calcul de variation de pression pour les différents phénomènes mis en jeu sur une période d'un mois. On fait les hypothèses suivantes. Le découvert possède toujours une géométrie cylindrique (hauteur : un mètre, diamètre : dix centimètres, un ordre de grandeur probable, soit un volume d'environ huit litres). La perméabilité est de 10^{-21} m² (valeur typique pour un sel sain), soit un débit moyen sur un mois d'environ 0,5 cm³/jour. Dans le découvert, la variation de pression résultant de la perméabilité et du fluage ont été calculés en introduisant le module de compressibilité de l'ensemble "saumure-massif" fixé à 2,5 GPa à partir de mesures *in situ* (Leroy, 1992).

Phénomène	ΔV (cm ³)	ΔP (MPa)	Temps caractéristique
Perméabilité	- 15	- 4,5	1 minute-1 jour
Fluage	- 6	+1,8	indépendant du temps
Dilatation thermique	+ 3	- 1,5	1 heure
Dissolution	+ 3	- 0,3	1-0,1 microsecondes

Tableau 3. Ordres de grandeur de l'amplitude des phénomènes mis en jeu et des temps caractéristiques.

Le signe + correspond à une *augmentation* de volume de la cavité ou de pression. Le signe - correspond à une *diminution* de volume ou de pression.

On constate que les variations de volume et de pression qu'engendre chaque phénomène, sont toutes du même ordre de grandeur. L'effet des phénomènes parasites semble significatif pour de faibles perméabilités.

Par ailleurs, une analyse comparative des temps caractéristiques des phénomènes hydro-mécanique et thermique suggère un couplage éventuel entre ces deux phénomènes. Quant aux phénomènes de dissolution-cristallisation, ils interviendraient au stade initial du régime transitoire de l'écoulement.

Ces difficultés théoriques ne doivent pas masquer deux difficultés d'ordre technologique. La première concerne le choix de la procédure expérimentale (essai à pression constante ou à pression variable ?), et la deuxième est liée à la maîtrise des effets parasites. Les problèmes posés sont résumés dans le tableau ci-dessous.

	Avantages	Inconvénients
Essai à pression constante	- Effets de dissolution recristallisation partiellement maîtrisés, - Meilleure estimation du phénomène de fluage.	- Mesures délicates de faibles volume/débit,
Essai à pression variable	- Mesure de pression relativement facile,	- Effets "parasites" (fluage, dissolution-cristallisation) difficiles à apprécier.

Tableau 2. Avantages et inconvénients des procédures expérimentales envisagées.

2. INJECTIONS DE GAZ

Comme nous l'avons rappelé dans le paragraphe 1.2 du chapitre I, les interactions entre les molécules de gaz et la roche sont importantes vu la taille nanométrique des pores. Elles peuvent donc induire un écoulement de type Knudsen.

Ainsi, dans cette partie, on vise principalement à répondre à la question suivante: quel est l'ordre de grandeur du débit de fuite lorsque la loi d'écoulement peut être assimilée de préférence à celle de Darcy ou à celle de Knudsen ?

Pour répondre à cette question, nous procéderons comme pour les essais à la saumure : on s'appuiera sur des solutions analytiques simples pour calculer des débits théoriques de fuites. On discutera notamment des temps caractéristiques de chacun des écoulements. La particularité d'un essai de type "Pulse Test" sera envisagée en tenant compte des deux types d'écoulement possibles.

2.1 l'écoulement de type Darcy

L'étude précédente de conception des essais en saumure dans le paragraphe 1. a montré que le couplage hydro-mécanique avait peu d'influence sur les débits de fuite. Par conséquent, dans cette partie, on négligera d'emblée ce couplage. La combinaison des équations mises en jeu lors d'une migration de gaz obéissant à la loi de Darcy (tableau 3) autorise l'écriture de l'équation non linéaire de diffusion de la pression sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f(P)}{\partial t} = \text{div} \left[\frac{k f(P)}{\eta \phi} \text{grad} P \right]$$

Principes de conservation et Lois	Equation
la conservation de la masse	$\phi \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{V}) = 0$
la loi de Darcy	$\underline{V} = -\frac{k}{\eta} \text{grad} P$ $\rho = f(P)$
l'équation d'état du gaz	Adiabatique: $\rho = \frac{M}{P_0^{1/\gamma} V_0} P^{1/\gamma} = B P^{1/\gamma}$, Isotherme: $\rho = \frac{M}{RTZ} P = A P$

Tableau 3. Equations mises en jeu dans un écoulement de type Darcy de gaz

Nomenclature

ϕ : porosité
 γ : rapport C_p/C_v avec C_p : chaleur spécifique à pression constante et C_v : chaleur spécifique à volume constant (pour un gaz diatomique comme l'azote, le coefficient γ est égal à 1,4).
 k : perméabilité intrinsèque
 ρ : masse volumique du gaz
 M : masse molaire du gaz
 R : coefficient des gaz parfaits

P_0 et V_0 : respectivement la pression et le volume molaire à l'état standard de pression et de température. Dans les conditions standards, $T_0=273,15$ K; $P_0=1$ atm; $V_0=22,4$ l.
 T : température absolue
 V : vitesse de Darcy
 Z : facteur de compressibilité ($Z=1$ pour les gaz parfaits)

a- Étude du régime permanent

En régime permanent et lorsque la pression est maintenue constante en paroi du forage ($P=P_1$ en $r=a$), la résolution de l'équation non linéaire de diffusion de la pression donne les expressions des débits massiques notées dans le tableau 4. La pression loin du forage, en $r=b$, est égale à P_0 .

L'application numérique des relations présentées dans le tableau 4 permet de mettre en évidence que les débits massiques, en régime permanent et dans les deux cas, isotherme et adiabatique, seront du même ordre de grandeur voisins de quelques dixièmes de grammes de gaz par jour.

Débit massique	Condition isotherme	Condition adiabatique
Expression mathématique		
Symétrie cylindrique	$\frac{A}{2} \frac{k}{\eta} \left(\frac{1}{a} \frac{P_1^2 - P_0^2}{\ln b/a} \right)$	$B \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{k}{\eta} \left(\frac{1}{a} \frac{P_1^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} - P_0^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}}{\ln b/a} \right)$
Symétrie sphérique	$\frac{A}{2} \frac{k}{\eta} \left(\frac{b}{a} \frac{P_1^2 - P_0^2}{b-a} \right)$	$B \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{k}{\eta} \left(\frac{b}{a} \frac{P_1^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} - P_0^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}}{b-a} \right)$
Application Numérique (g/j) (azote, gaz diatomique $\gamma=1,4$)		
Symétrie cylindrique	0,4	0,2
Symétrie sphérique	2	0,8

Tableau 4. expression des débits massiques d'un écoulement de type Darcy, isotherme ou adiabatique. Pour l'application numérique : le gaz choisi est l'azote ; $M=28,01 \cdot 10^{-4}$ kg; $T=26^\circ\text{C}$ (299 K); $V_0=22,4 \cdot 10^{-3}$

$$m^3 \text{ et } P_0=10^5 \text{ Pa; } A = \frac{M}{RTZ} \approx 10^{-5}; \quad B = \frac{M}{P_0^{1/\gamma} V_0} \approx 3 \cdot 10^{-4}$$

$$k=10^{-21} \text{ m}^2; \eta=2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s; } a=5\text{cm}; b=100a; P_1=2 \text{ MPa.}$$

Nomenclature

γ : rapport C_p/C_v avec C_p : chaleur spécifique à pression constante et C_v : chaleur spécifique à volume constant (pour un gaz diatomique comme l'azote, le coefficient γ est égal à 1,4).
 k : perméabilité intrinsèque
 ρ : masse volumique du gaz
 M : masse molaire du gaz ;
 R : coefficient des gaz parfaits ($R=8,3$ J/K)

P_0 et V_0 : respectivement la pression et le volume molaire à l'état standard de pression et de température. Dans les conditions standards, $T_0=273,15$ K; $P_0=1$ atm; $V_0=22,4$ l.
 T : température absolue;
 Z : facteur de compressibilité ($Z=1$ pour les gaz parfaits)

b- Étude du régime transitoire

En régime transitoire, la pression de gaz obéit à une équation de diffusion fortement non linéaire qui n'admet pas de solution analytique générale. Chan *et al.* (1993) ont pu néanmoins proposer des solutions asymptotiques pour les cas $t \ll \tau$ et $t \gg \tau$ avec τ un temps caractéristique donné par :

$$\tau = \frac{\eta \phi}{k P_o} a^2$$

Pour fixer les idées, prenons les valeurs $k=10^{-21} \text{ m}^2$, $a=0,05 \text{ m}$, $\phi=1 \%$, $\eta=2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$ et $P_o=0,1 \text{ à } 1 \text{ MPa}$. Le temps caractéristique τ varie alors de quelques jours à plusieurs dizaines de jours.

Les auteurs ont assimilé l'écoulement du fluide compressible dans le milieu poreux à un déplacement d'un front de pression obéissant à la loi de Darcy.

Le cas du régime permanent ayant été étudié, on se focalise dans la suite sur la situation où $t \ll \tau$. Les approximations pour le débit massique obtenues par la résolution du problème simplifié sont données dans le tableau 5 :

Débit massique (kg/s)	Condition isotherme	Condition adiabatique
Symétrie cylindrique	$\left\{ A \frac{k}{\eta} \frac{(P_1^2 - P_o^2)}{4t} \phi A P_o \right\}^{1/2}$	$\left\{ A \frac{k}{\eta} \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{(P_1^\gamma - P_o^\gamma)}{4t} \phi B P_o^{1/\gamma} \right\}^{1/2}$
Symétrie sphérique	$\frac{A k}{2 \eta} \frac{P_1^2 - P_o^2}{a} \left[1 + \left(\frac{\alpha t}{2} \right)^{-1/2} \right]$ avec $\alpha = \frac{k}{\eta} \frac{P_1^2 - P_o^2}{\phi P_o a^2}$	$\frac{A k}{2 \eta} \frac{P_1^\gamma - P_o^\gamma}{a} \left[1 + \left(\frac{\alpha t}{2} \right)^{-1/2} \right]$ avec $\alpha = \frac{k}{\eta} \frac{A}{B} \frac{P_1^\gamma - P_o^\gamma}{\phi P_o a^2}$

Tableau 5. Expressions des débits massiques (pour une surface unitaire) d'un écoulement de type Darcy, isotherme ou adiabatique. Les notations sont définies dans la nomenclature des tableaux 5 et 6.

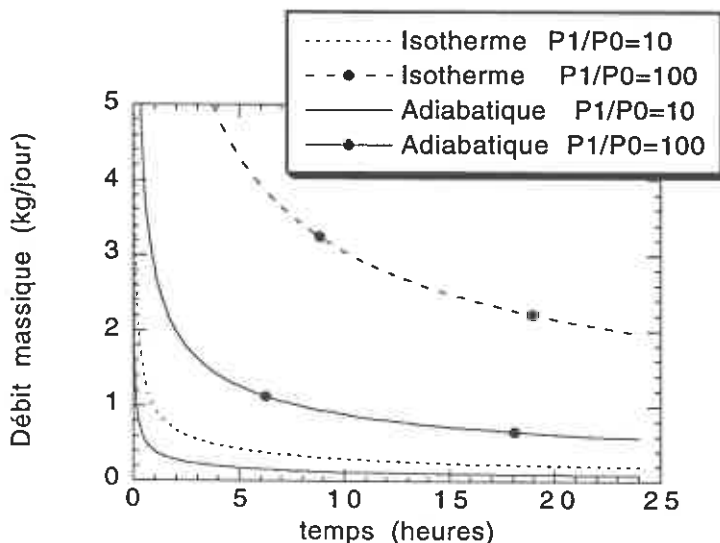


Figure 3. Évolution sur une journée du débit massique de gaz en paroi d'un forage cylindrique pour différentes conditions d'écoulement (isotherme et adiabatique).

Application Numérique:

P_1 : pression en paroi; P_o : pression initiale (1 MPa); perméabilité intrinsèque 10^{-21} m^2 ; viscosité dynamique : $2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$; porosité : 0,1 %;

Comme le montre l'exemple de la figure 3, les débits massiques de gaz au cours du régime transitoire sont du même ordre de grandeur dans les cas, isotherme et adiabatique.

2.2 Comparaison entre écoulement Darcy et écoulement Knudsen

La combinaison des équations de conservation de la masse, d'état isotherme et de la loi d'écoulement de Knudsen proposée par Schlich (1986) (cf § 1.2 Chap. I) permet d'écrire l'équation linéaire de diffusion de la pression. Celle-ci, identique dans sa forme mathématique à l'équation de diffusion d'un fluide incompressible, s'écrit :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D_k \operatorname{div}(\operatorname{grad}P)$$

D_k : coefficient de Knudsen (m^2/s).

A partir de l'équation de diffusion précédente, il est possible de mettre en évidence un temps caractéristique qui peut être comparé à celui obtenu dans l'équation de diffusion d'un fluide darcéen (Tableau 6).

	Knudsen	Darcy
Temps caractéristique	$\tau_k = \frac{a^2}{D_k}$	$\tau_d = \frac{\eta \phi}{k P_0} a$
Application numérique	$\tau_k \cong \text{heure}$	$\tau_d \cong \text{jour}$
Débit massique (régime permanent, géométrie sphérique)	$A \phi D_k \frac{b}{a} \frac{P_1 - P_0}{b - a}$	$\frac{A}{2} \frac{k}{\eta} \left(\frac{b}{a} \frac{P_1^2 - P_0^2}{b - a} \right)$
Application numérique (grammes /jours)	5,2	1,3

Tableau 6. Expressions et ordres de grandeurs des débits massiques et de temps caractéristiques relatifs à un écoulement de type Knudsen ou de type Darcy.

Dans le tableau 6, les valeurs numériques suivantes ont été utilisées :

- pour l'écoulement Knudsen, coefficient de Knudsen $D_k \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (d'après une estimation pour le sel, de Schlich ; 1986);

- pour l'écoulement de Darcy, perméabilité $k = 10^{-21} \text{ m}^2$, porosité $\phi = 0,1\%$, pression initiale $P_0 = 1 \text{ MPa}$, viscosité dynamique $\eta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $A = \frac{M}{RTZ} \approx 10^{-5}$ (M : masse molaire; R : constante des gaz parfaits; T : température absolue; Z : facteur de compressibilité)

a est une longueur caractéristique du problème posé (dans le cas de l'essai *in situ*, le rayon du forage $a \approx 5 \text{ cm}$). La grandeur P_1 est la pression en paroi (2 MPa).

Dans l'hypothèse de Knudsen, les applications numériques du tableau suggèrent que:

- la durée du régime transitoire sera très courte, de quelques heures environ,
- le régime transitoire sera plus rapide que celui d'un écoulement darcéen et conduirait à des débits faibles mais sensiblement plus élevés.

Cas d'un essai de type "pulse test"

La résolution des équations de diffusion régissant l'écoulement se faciliterait par une condition à la limite simple : une pression en paroi maintenue constante. En pratique,

pour des raisons liées à la forte compressibilité du gaz, la régulation d'une pression rigoureusement constante dans un forage est très difficile. Par conséquent, les expérimentations *in situ* réalisées avec le gaz comme fluide d'essai, sont souvent de type "pulse-test" : après un régime hydraulique permanent établi, le puits est pressurisé de manière instantanée. L'évolution dans le temps de la pression du puits est alors enregistrée et comparée à celle d'un modèle afin d'estimer la perméabilité du terrain.

Dans un essai de type "pulse test", la condition à la limite en paroi est écrite à l'aide de la conservation de la masse :

$$\frac{dM}{dt} = \rho \underbrace{\frac{dV}{dt}}_{\text{Déformation du forage}} + V \underbrace{\frac{d\rho}{dt}}_{\text{Compressibilité du fluide}} = \underbrace{Q_m}_{\text{Fuite dans le massif}}$$

M et V : masse de gaz et volume du puits d'essai respectivement ; ρ : masse volumique du fluide ; Q_m : débit massique de gaz.

En considérant le massif comme poroélastique, l'équation à la limite est explicitée suivant la nature de l'écoulement dans le tableau 7.

	Darcy	Knudsen
Conditions à la limite en paroi	$V_o \left(1 + \frac{P}{G}\right) \frac{\partial P}{\partial t} = -S_o \frac{k}{\eta} P \frac{\partial P}{\partial r} \Big _a$	$V_o \left(1 + \frac{P}{G}\right) \frac{\partial P}{\partial t} = -S_o \phi D_k \frac{\partial P}{\partial r} \Big _a$
Temps caractéristique	$\tau \approx \frac{\eta a^2}{k 2P}$	$\tau \approx \frac{a^2}{\phi D_k}$
Application Numérique	300 jours	10 jours

Tableau 7: Expressions des temps caractéristiques et des conditions à la paroi du forage pour différents écoulements. Calcul d'un ordre de grandeur du temps caractéristique avec les valeurs suivantes : perméabilité $k=10^{-21} \text{ m}^2$; viscosité $\eta \approx 210^{-5} \text{ Pa.s}$; porosité $\phi=0,1\%$; pression initiale $P_o=1 \text{ MPa}$; module de cisaillement $G \approx 10 \text{ GPa}$.

On notera la linéarité des équations (équation de champs dans le massif et condition à la limite en paroi) impliquées dans un écoulement Knudsen. Ainsi, une procédure expérimentale qui introduirait des paliers multiples de pression dans le puits d'essai permettrait de mettre en évidence cet écoulement.

Par ailleurs, l'application numérique montre que les temps caractéristiques supplémentaires qui s'ajoutent à ceux du tableau 6 sont de plusieurs jours dans les deux types d'écoulement étudiés.

2.3 Récapitulation. Recommandations pour les essais au gaz

Les calculs en régime permanent et en régime transitoire pour deux géométries, la sphère et le cylindre, montrent que, dans les deux cas, isotherme ou adiabatique, le débit en masse de gaz est du même ordre de grandeur. Ce résultat explique que des mêmes ordres de grandeur de la perméabilité avec des hypothèses différentes sur l'équation d'état du gaz soient obtenues lors de l'interprétation d'essais *in situ*. Dans l'interprétation d'expériences dans des formations salifères très riches en halite (le sel de Asse), Wieczorek et Rothfuchs (1986) ont considéré un écoulement adiabatique et ont obtenu des valeurs de perméabilité de 10^{-21} m^2 . Alors que Peterson *et al.* (1985), sur le site du WIPP, avec des conditions expérimentales comparables et en prenant une équation d'état isotherme donnent des valeurs de perméabilité inférieures à 10^{-20} m^2 .

Les ordres de grandeurs obtenus confirment les faibles valeurs de débit attendus : quelques dixièmes de litres par jours pour le débit volumique et quelques grammes par jours pour le débit massique, pour une perméabilité de 10^{-21} m² et pour des paliers de pression de l'ordre de quelques MPa. Un calcul d'ordre de grandeurs des temps caractéristiques suggère qu'une durée d'une semaine d'essai constituerait un minimum pour atteindre un régime permanent.

Un écoulement Knudsen conduirait à une durée du régime transitoire plus courte. Une procédure expérimentale associée à des paliers multiples de pression permettrait d'identifier le mécanisme d'écoulement, Darcy ou Knudsen, prédominant.

3. RÉCAPITULATION ET RECOMMANDATIONS POUR LA PROCÉDURE DE L'ESSAI

On retiendra de cette étude les cinq points suivants :

- a- dans le cas d'un essai à la saumure, l'ordre de grandeur attendu pour le débit volumique est de l'ordre de quelques dixième de cm³/jours pour une perméabilité de 10^{-21} m².*
- b- dans le cas d'un essai au gaz, en l'absence d'effet capillaire, l'ordre de grandeur attendu pour le débit volumique est de l'ordre de quelques dixième de l/jours pour une perméabilité de 10^{-21} m².*
- c- l'estimation des effets dits "parasites": le fluage, la dilatation thermique et la dissolution-cristallisation pour la saumure montre que ceux-ci sont d'autant plus importants que la perméabilité est faible. Ce résultat suggère de procéder à des expériences "à pression constante" et thermorégulées dans le puits d'essai afin de minimiser voire de contrôler au mieux ces effets perturbateurs qui pourraient masquer le phénomène de perméabilité. On gardera la même procédure pour les deux fluides afin de comparer plus facilement la perméabilité.*
- d- l'estimation des temps caractéristiques, pour une perméabilité de 10^{-21} m², montre qu'une durée d'un palier de pression d'une dizaine de jours est suffisante pour que :*
 - un phénomène transitoire associé à la dissolution-cristallisation puisse être négligé,*
 - un régime hydraulique permanent soit établi,*
- e- afin d'aider à une meilleure compréhension de la nature complexe des écoulements mis en jeu, des essais à paliers multiples permettraient de mettre en évidence, s'ils existent, des effets linéaires, par exemple, proportionnalité du débit au gradient hydraulique.*

Ces cinq points nous autorisent à préconiser :

- 1- des essais à pression et à température constante pour les deux fluides;
- 2- des essais à multipaliers de pression croissante (en augmentant la valeur du palier);
- 3- de commencer par une injection de gaz, puis de réaliser des essais à la saumure et de terminer par des essais au gaz afin d'apprécier d'éventuels effets de la pression capillaire.

PARTIE III. PRÉSENTATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Une description simplifiée des équipements du dispositif expérimental est ici présentée. Ce dispositif comprend les obturateurs, la résine de colmatage, les systèmes d'injection de fluide (saumure et gaz), les systèmes d'acquisition des données (température et pression) ainsi que le dispositif de thermorégulation de l'essai (figure 4).

La recherche bibliographique et les démarches conduites auprès de sociétés spécialisées dans la complétion de forage ont montré qu'il n'existait pas à ce jour de solution industrielle complète, satisfaisant aux exigences de l'essai en matière d'étanchéité : l'épaisseur de la partie la plus riche en halite du banc S1-12 étant estimée à 1,40 m, les dispositifs industriels actuels ne pouvaient garantir l'étanchéité désirée sur des hauteurs de forage aussi petites. Il a fallu donc concevoir un dispositif et tester ses éléments fondamentaux (obturateurs et résine de colmatage) en laboratoire et *in situ* * (Annexe II).

1. ÉQUIPEMENTS DU Puits

Afin d'atteindre une zone sans filet d'insolubles dans le banc S1-12, situé à 16,2 m du mur de la niche, un puits vertical (diamètre de 146 mm) a été foré depuis une niche expérimentale (elle même creusée pour l'essai). Cette zone, appelée désormais *chambre d'essai*, de hauteur d'environ un mètre a été isolée de manière étanche des extrémités du forage, à l'aide de deux obturateurs.

De part et d'autre de la chambre d'essai, ont été isolées deux nouvelles zones du puits au moyen de deux obturateurs afin de réaliser deux chambres dans lesquelles a été injectée une résine de colmatage (*les chambres d'étanchéité*). L'ensemble du dispositif obtenu a eu pour but d'interdire toute circulation verticale de fluide sous pression le long du forage, depuis la chambre d'essai. Un fluide fortement pressurisé dans cette chambre ne pouvait donc que percoler dans le massif, si celui-ci était effectivement perméable.

Ainsi, l'ensemble du dispositif expérimental du puits comprenait quatre obturateurs et trois chambres qui se trouvaient de bas en haut de la manière suivante (figure 4) :

- chambre 1 ou chambre d'étanchéité inférieure. Cette chambre, de hauteur 570 mm, a été remplie d'une résine polymérisée à la température du massif estimée à 27 °C (Kazan, 1994), sous une pression de 9,5 MPa.
- chambre 2 ou chambre d'essai. Cette chambre, de hauteur 750 mm a été successivement remplie de gaz, de saumure, puis de gaz à nouveau, et a été soumise à des pressions atteignant 6 MPa pour chacun des fluides d'essai. Afin de limiter les processus de dissolution de la paroi consécutivement aux augmentations de la pression de saumure, la chambre d'essai a été remplie de sel broyé provenant du même banc,
- chambre 3 ou chambre d'étanchéité supérieure. Cette chambre, de hauteur 380 mm, a été remplie de la même façon que la chambre 1.

Grâce à sa faible viscosité, la résine injectée sous pression dans les chambres 1 et 3 était sensée remplir l'ensemble des "microvides" éventuels de la partie supérieure et inférieure de la zone d'essai. Au bout d'un temps déterminé appelé temps de prise, la résine s'est polymérisée et a joué alors son rôle de colmatant : elle a ainsi contribué à interdire tout contournement des obturateurs par le fluide, isolant la chambre d'essai par le fluide.

* Ce travail a pu être mené grâce à une collaboration avec les sociétés Coserep, Télandro Consultant et Clemessy.

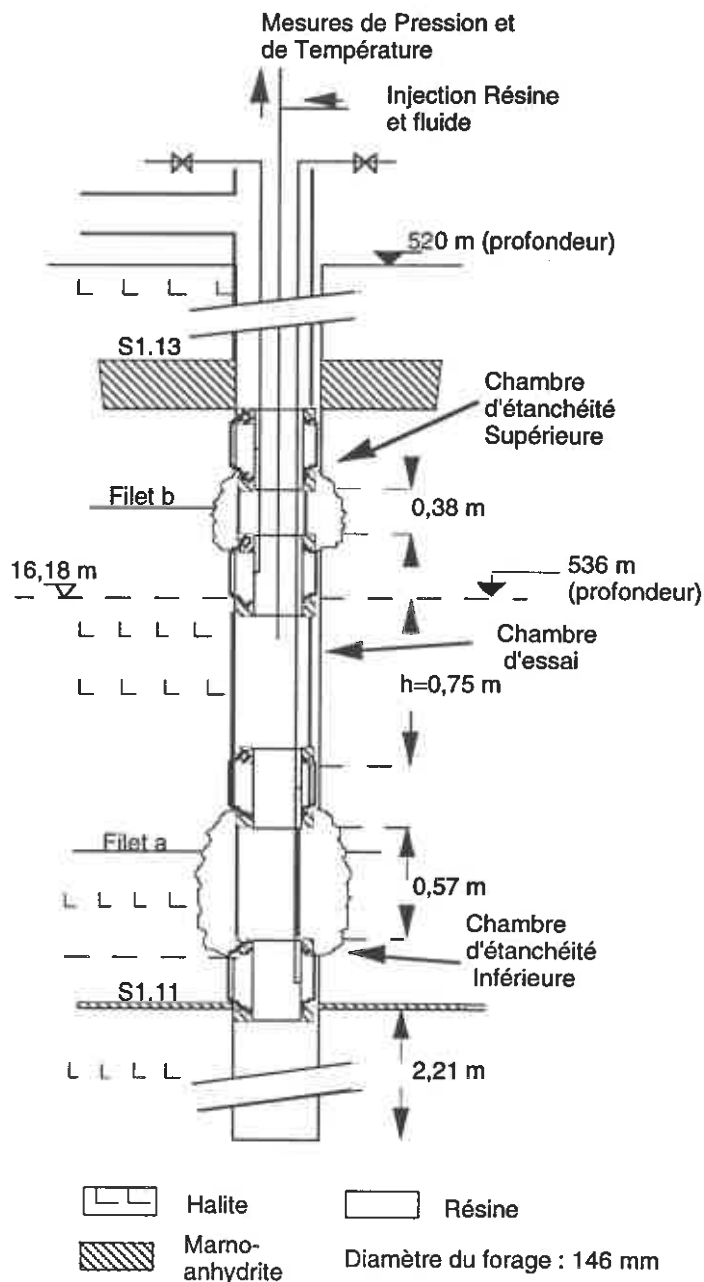


Figure 4. Équipement du puits

2. ÉQUIPEMENTS HORS FORAGE

2.1 Système d'injection de saumure

La perméabilité à la saumure est obtenue en mesurant dans le temps le volume du fluide injecté dans la chambre pour maintenir une pression constante. Les essais ont été réalisés pour plusieurs paliers de pression compris entre 2 et 6 MPa.

Le principe de la mesure consiste :

- a- à comparer la pression de palier, dite de "référence", donnée par une balance de pression, à la pression de la chambre d'essai, à l'aide d'un capteur de pression différentielle.
- b- puis, à corriger l'écart observé en injectant de la saumure dans la chambre d'essai.

Les éléments de base de l'installation sont :

- une balance de pression à poids mort donnant la pression de référence. L'incertitude maximale sur la valeur de pression délivrée était de 0,03 %,
- deux capteurs de pression différentiels caractérisés par une protection contre les surpressions jusqu'à 10 MPa, une plage de mesure de 0,75 MPa et une précision de 0,1 % de la pleine échelle,
- un injecteur à piston servorégulé. L'injecteur est équipé d'un piston dit "double effet", afin de compenser les différences de pression positives et négatives mesurées par le capteur différentiel. Le volume de liquide injecté est mesuré en continu à partir du déplacement du piston. En outre, le corps de l'injecteur est muni d'un capteur de température et de deux interrupteurs de fin de course. Le fluide remplissant l'injecteur est de la saumure saturée à la température de fonctionnement de l'injecteur. Par conséquent, toutes les parties métalliques sont en acier inoxydable. Les joints d'étanchéité ont été définis en tenant compte de la présence de saumure à l'intérieur de l'injecteur.

2.2 Système d'injection de gaz

Le gaz utilisé pour ces essais est l'azote. Ce choix a été motivé d'abord par la nature inerte de ce gaz puis par ses propriétés proches de celle d'un gaz parfait. L'installation pour l'injection du gaz a repris en partie les équipements utilisés pour la saumure (figure 5). Il s'agit, en l'occurrence, de la partie "mesure" (étalon de pression et capteur de pression différentielle). Néanmoins, vu la forte compressibilité du gaz, il a fallu adopter un système spécifique permettant d'ajuster régulièrement le maintien de la pression dans le puits sous forme de créneaux.

Le principe du système d'injection de gaz consiste à transférer dans la chambre d'essai une masse de gaz connue chaque fois que la pression de la chambre atteint une valeur limite basse, c'est à dire la pression de référence moins environ 100 hPa. La masse de gaz est mesurée par la variation de pression dans une bouteille à volume constant, appelée bouteille de pesée, d'une capacité d'un litre.

Un cycle de fonctionnement de ce système d'injection se déroule schématiquement en trois phases :

- à l'instant t_0 , la pression dans la chambre d'essai est égale à la pression de référence donnée par l'étalon de pression. La chambre d'essai est isolée.
- au bout d'une durée Δt , la pression de la chambre d'essai chute consécutivement à la fuite du fluide dans la formation pour atteindre un seuil bas (la pression de référence diminuée de 100 mbars). La chambre d'essai est alors mise en communication avec la bouteille de pesée afin de rétablir la pression de référence dans la chambre. La masse injectée par la bouteille de pesée est alors mesurée.
- la pression de référence étant atteinte, la chambre est de nouveau isolée. Afin de restaurer la pression de la bouteille de pesée, celle-ci est mise en communication avec une autre bouteille dite "tampon" de dix litres. La pression de la bouteille de pesée est alors augmentée du rapport de volumes des deux bouteilles. La bouteille "tampon" est isolée de la bouteille de pesée et sa pression est ajustée à l'aide de la bouteille d'alimentation standard de 20 MPa à une valeur supérieure de la pression de référence imposée (afin de garantir au mieux des conditions de régulation, la bouteille de pesée ne pouvait être directement alimentée par la bouteille de 20 MPa : l'existence de cette bouteille tampon est ainsi justifiée).

L'ensemble de cette séquence est géré par un régulateur électronique programmable qui pilote l'ouverture et la fermeture de trois vannes de régulation.

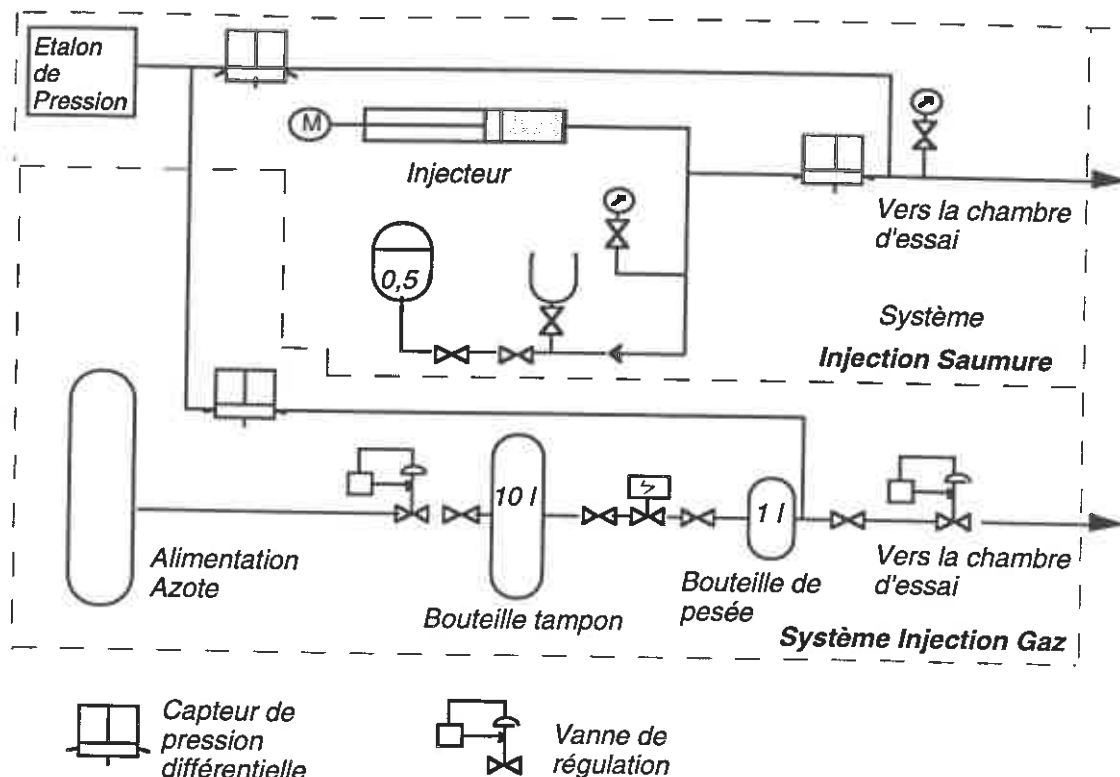


Figure 5. Systèmes d'injection de fluide (gaz et saumure)

2.3 Thermorégulation de l'essai

Comme l'étude préliminaire de conception l'a montré, les variations de température du fluide injecté influencent sensiblement la mesure de débit correspondant à la fuite dans la formation. Il a donc été convenu de maintenir la température de l'ensemble des installations égale à celle du massif (27 °C), à l'endroit de la chambre d'essai.

Pour des raisons de sécurité, il a été impossible d'envisager de réguler la température dans le volume total de la niche. Par conséquent, un système spécial de régulation thermique a été envisagé. Il a consisté à placer les équipements hors forage dans des caissons dont la température a été régulée en fonction de celle du massif, mesurée dans la chambre d'essai. Un ventilateur a permis d'homogénéiser le flux de chaleur à l'intérieur des caissons et de le faire circuler le long des lignes d'injection.

Pour réduire les coûts et simplifier les installations, pendant la période des essais, nous avons supposé que la température du massif était toujours supérieure à la température ambiante dans la niche (hypothèse vérifiée *a posteriori*). Ainsi, les caissons sont uniquement équipés d'un système de chauffage et non de refroidissement.

PARTIE IV RÉSULTATS DES ESSAIS

1. CHRONOLOGIE

L'équipement expérimental a été installé sur le site en Juillet 1994. L'expérimentation *in situ* a été conduite suivant trois phases (figure 6).

Dans une première phase, un essai préliminaire au gaz a été réalisé afin de vérifier l'étanchéité du dispositif et de mesurer la perméabilité initiale du massif. Cette expérience a été effectuée suivant la procédure initialement définie (partie II de ce chapitre). Deux paliers de pression à l'azote ont été mis en oeuvre sous des pressions de 4 et 6 MPa, durant respectivement 26 et 16 jours.

Dans une seconde phase, qui a débuté après dissipation partielle de la pression de pores durant une semaine, la chambre a été soumise à trois paliers de pression de saumure de 2, 4 et 6 MPa.

Enfin durant la troisième phase, après percolation de saumure dans le massif, un palier de pression au gaz de 6 MPa d'une durée de 15 jours a été de nouveau appliqué.

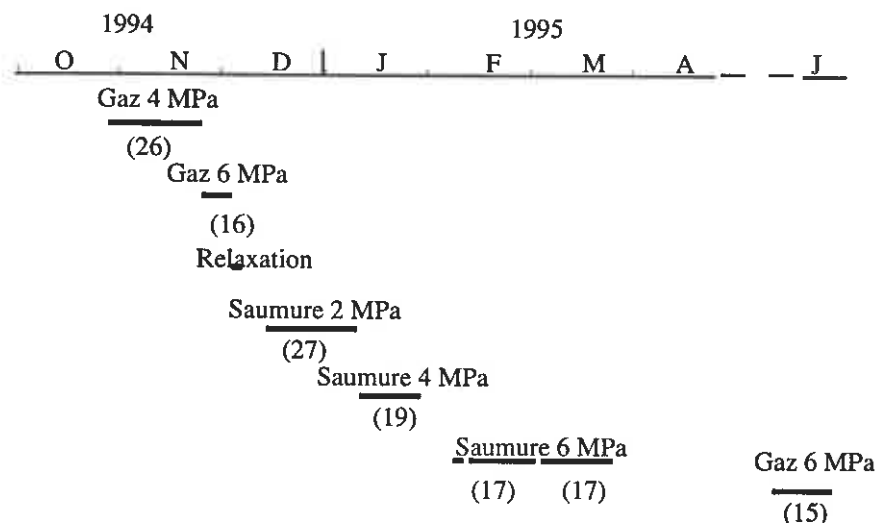


Figure 6. Chronologie de l'expérimentation. Les durées de chaque palier sont données entre parenthèses. Pour chacun des paliers, la nature du fluide injecté est précisée.

2. RÉSULTATS BRUTS DES MESURES DE DÉBITS

2.1 Essais au gaz (phase 1)

La quantité d'azote injectée est représentée sur la figure 7. Deux caractéristiques peuvent se dégager de la courbe d'injection :

- quelle que soit la pression de chambre imposée, 4 ou 6 MPa, le débit massique moyen au début de chaque palier est sensiblement identique et égale à 4 g/j. Il n'augmente pas avec la pression de chambre comme le prévoit un écoulement obéissant à la loi de Darcy,
- aucun régime transitoire significatif n'est observé ou alors celui-ci serait beaucoup plus long comparativement à la durée de l'expérience.

Procédons à un calcul d'ordre de grandeur de la perméabilité au gaz à partir des données en utilisant l'équation suivante, basée sur l'existence d'un écoulement radial, stationnaire et darcéen pour un gaz parfait :

$$k = \frac{\eta RT \ln(b/a) Q_m}{\pi h M (P_1^2 - P_0^2)}$$

k : perméabilité intrinsèque (m^2), a : rayon du forage (m), h : hauteur de la chambre (m), b : rayon extérieur pris suffisamment loin du forage ($b=100a$), P_1 : pression dans la chambre (Pa), P_0 : pression initiale dans le massif loin du forage prise égale à 1 MPa qui constituent un ordre de grandeur mesuré dans d'autres formations évaporitiques (Beauheim *et al.*, 1990, Stormont *et al.*, 1991), Q_m : débit en masse mesuré ($kg.s^{-1}$), M : masse molaire de l'azote ($g.mol^{-1}$), R : la constante des gaz parfaits, T : température absolue (K).

Les calculs effectués donnent des valeurs de perméabilité comprises dans l'intervalle $7 \cdot 10^{-22}$ - $3 \cdot 10^{-21} m^2$. Elles sont donc peu différentes de l'ordre de grandeur attendu.

Une "distance de pénétration" du gaz peut être estimée à partir des quantité injectées et en adoptant une hypothèse raisonnable sur la valeur de la porosité du sel de 0,1 %. Cette distance est estimée à environ 1,5 m c'est à dire bien au delà d'une zone éventuellement endommagée par le forage.

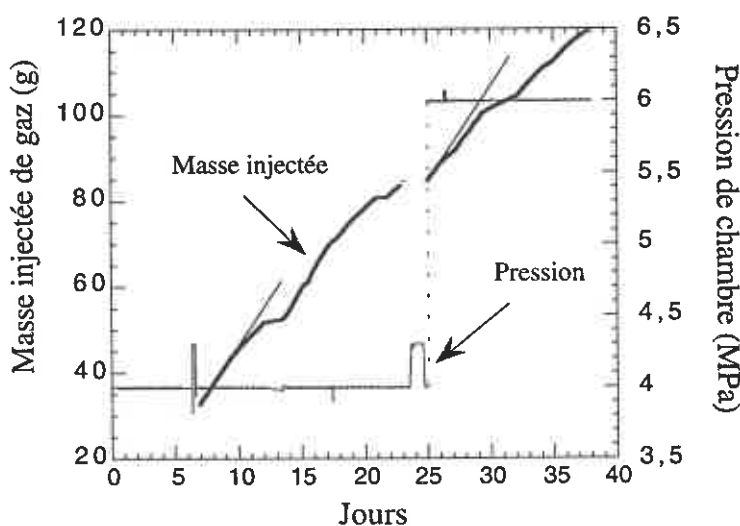


figure 7. Masse de gaz injectée au cours des essais.

2.2 Essais à la saumure (phase 2)

a- Mesure du volume injecté

Le volume de saumure injecté au cours de trois paliers de 2, 4 et 6 MPa imposés après les essais à l'azote est représenté sur la figure 8. Les volumes associés à la compressibilité du système au début de chaque injection n'ont pas été pris en compte.

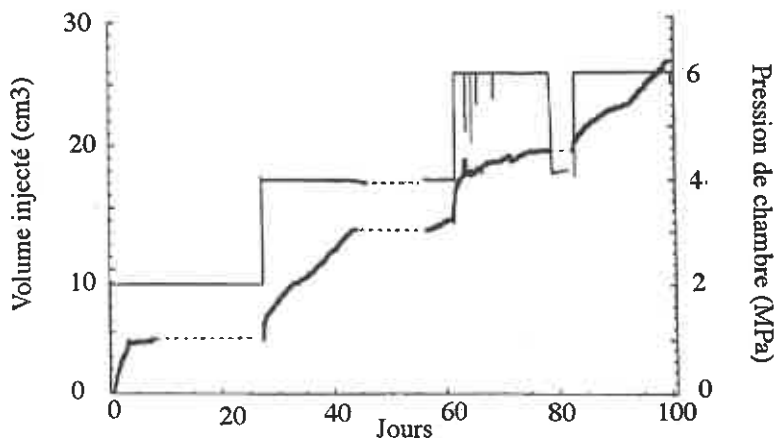


Figure 8. Volume de saumure injecté au cours des différents paliers de pression.

Les traits en pointillé indiquent un arrêt de l'injection (défaut de la régulation thermique pour le palier de 2 MPa où colmatage de la ligne d'injection pour le palier de 4 MPa).

A partir de la courbe d'injection, on peut faire les remarques suivantes :

* Palier 2 MPa

La vitesse d'injection observée en fin de palier est différente de celle des autres paliers. Cette différence est très probablement due à la présence d'azote dans les pores consécutive aux essais antérieurs aux gaz. Les traits en pointillé en fin de palier indiquent un arrêt de l'injection provoqué par un défaut de la régulation thermique (insuffisance de la puissance due à la température très basse de la niche en hiver). Cet incident lié à la régulation thermique a engendré des variations de température d'amplitude maximum de 4 °C provoquant une dilatation thermique de la saumure dont les effets ont été perçus instantanément par l'injecteur (Figure 9). On observe là une très bonne corrélation entre les variations de température de l'injecteur et le volume injecté en cm³: une chute de température de 1 °C engendre un artefact sur la courbe d'injection volumique (variation d'un cm³ pour 1 °C environ) masquant tout effet de la perméabilité. Ce type de perturbations a pu être heureusement évité dans la suite des essais grâce au choix du système de régulation de température et sa maîtrise de fonctionnement.

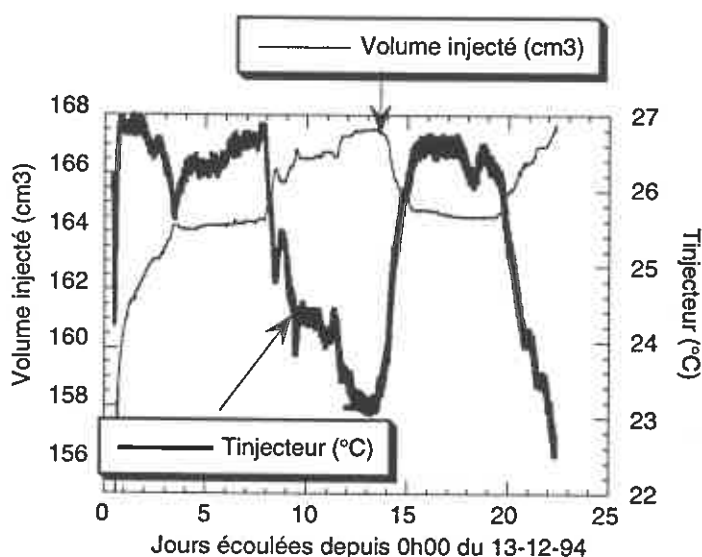


Figure 9. Évolution de la température de l'injecteur et du volume injecté pour le palier de 2 MPa.

* Palier 4 MPa

Une phase transitoire durant quelques jours est observée. En supposant qu'un régime stationnaire soit atteint à la fin du palier, une estimation de la perméabilité à la saumure peut être calculée à l'aide de la relation suivante basée sur la loi de Darcy et sur l'hypothèse d'un écoulement radial :

$$k = \frac{\eta \ln(b/a) Q_v}{2\pi h (P_1 - P_0)}$$

Q_v : débit volumique mesuré ($Q_v \approx 0,48 \text{ cm}^3/\text{j}$).

Le calcul donne une perméabilité intrinsèque de 1.10^{-21} m^2 .

* Palier 6 MPa

Suite à des coupures d'électricité sur le site qui ont arrêté la régulation thermique durant quelques heures (voir figure 8), un deuxième palier de 6 MPa a dû être relancé. Comme pour le palier 4 MPa, en supposant également un régime permanent établi en fin de palier, une valeur de 10^{-21} m^2 pour la perméabilité intrinsèque est également obtenue.

Comme pour les injections de gaz, on peut calculer une "distance de pénétration de la saumure" à partir d'une porosité de 0,1 % et des volumes de saumure injectées. Cette "distance de pénétration" est estimée à 15 cm.

b- Mesures de la température

Les figures 10 et 11 représentent respectivement la température de la chambre et la température de l'injecteur mesurées au cours de l'essai. On notera les faibles variations de la température de la chambre inférieure au dixième de degré. Quant à la température de l'injecteur, celle-ci reste stable pour les paliers de 4 et 6 MPa (hors incident de la régulation) et varie avec une vitesse lente inférieure à 0,5 C°/jours.

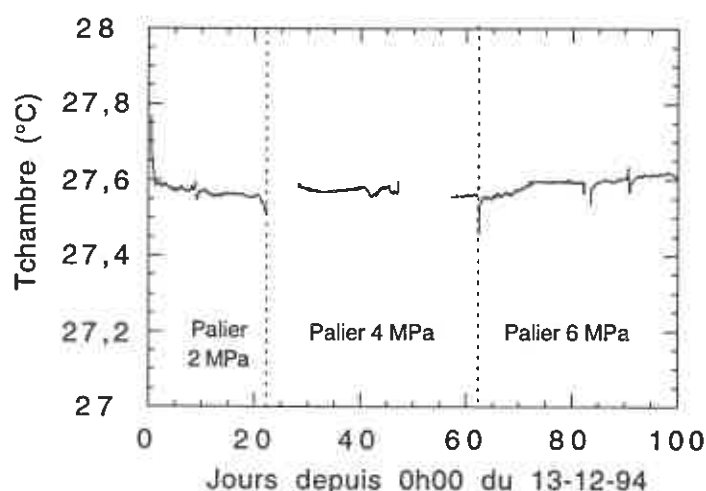


Figure 10. Température de la chambre au cours de l'essai en saumure

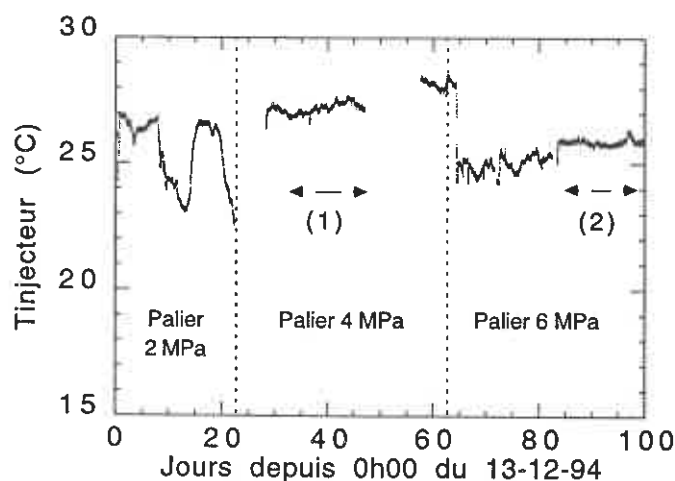


Figure 11. Température de l'injecteur au cours de l'essai en saumure.

Les nombres entre parenthèse indiquent les périodes durant lesquels la condition d'isothermie est jugée satisfaite.

2.3 Essais au gaz après percolation de saumure (phase 3)

L'évolution de la pression de chambre durant la troisième phase, après percolation de saumure, est représentée sur la figure 12a et peut être comparée à l'évolution de cette même pression avant percolation de saumure pour un palier de pression identique (Figure 12b). La comparaison de ces données montrent que la migration de gaz est beaucoup plus difficile après injection de saumure : la pente moyenne des courbes d'évolution est beaucoup plus grande. Ainsi, après 14 jours d'expérimentation, le débit massique moyen a été divisé par un ordre de grandeur. Ce résultat confirme l'effet attendu de la pression capillaire consécutif à la taille très faible des pores. Compte tenu de l'ordre de grandeur de la perméabilité calculée (10^{-21} m^2) dans les paragraphes 2.2 et 2.1, on souligne ici que la limite d'étanchéité du dispositif a été atteinte au cours de cette troisième phase de l'essai.

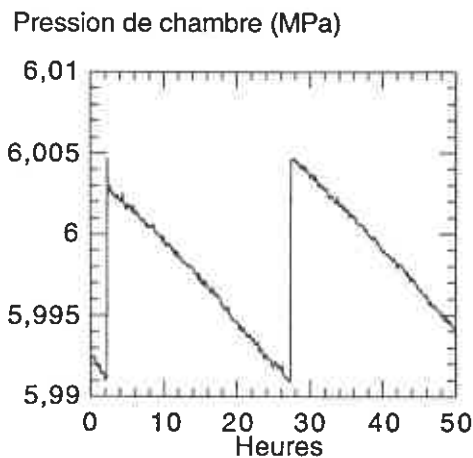


Figure 12a. Courbe d'évolution typique de la pression de chambre dans le temps *avant* percolation de saumure (Palier de 6 MPa)

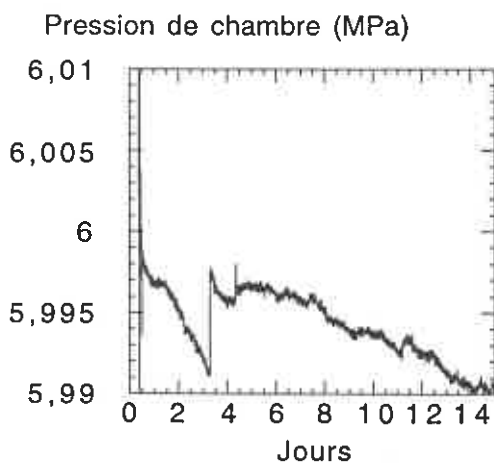


Figure 12b. Courbe d'évolution de la pression de chambre dans le temps *après* percolation de saumure (Palier de 6 MPa)

PARTIE V. DISCUSSION SUR LES MÉCANISMES D'ÉCOULEMENT

INTRODUCTION

L'interprétation des essais réalisés pose deux difficultés.

En premier lieu, l'expérimentateur ne connaît pas les conditions initiales. La pression de pores initiale et le degré de saturation en saumure initiale dans la formation sont inconnues. D'une part, il n'existe pas de preuve expérimentale convaincante de la saturation en saumure de l'espace poral d'un sel sain. D'autre part, on peut se demander si cet espace était initialement saturé de saumure. La réalisation du sondage n'aurait-elle pas engendrée une zone partiellement désaturée dont l'extension ne peut être déterminée aisément ? Compte tenu de la faible perméabilité du milieu salifère et de la faible connectivité de sa porosité, il est peu probable que la pression de la saumure piégée dans les interstices soient égale à la pression hydrostatique. D'autres expériences *in situ* sur d'autres sites ont d'ailleurs confirmé cette hypothèse (Beauheim *et al.*, 1991 et Stormont *et al.*, 1991).

En second lieu, l'écoulement de fluides dans un sel sain n'obéit pas nécessairement à la loi de Darcy et ce, au moins pour trois raisons. Comme nous l'avons souligné, l'espace poral n'est pas *a priori* saturé en saumure. En outre, dans le cas du gaz, des "glissements" de molécules aux parois de l'espace poreux liés à la taille nanométrique des pores du sel (effet Klingenberg) modifient sensiblement la nature de l'écoulement (cf. § 1.2 du chapitre I). Enfin, dans le cas de la saumure, la nature réactive de ce fluide peut engendrer des phénomènes de colmatage ou de dissolution des parois des pores pouvant affecter la perméabilité du milieu. Ce dernier aspect est examiné dans le chapitre V de ce mémoire. En outre, l'essai mettant en jeu plusieurs fluides, des instabilités de l'interface gaz/saumure résultant du contraste de viscosités important, pourraient avoir lieu (effet de digitation ou "fingering effect"). Celles-ci rendraient alors plus difficiles la modélisation quantitative des essais.

Conscient de la complexité des processus physiques régissant l'écoulement d'un fluide dans le sel, la discussion que nous proposons ici ne vise donc pas à identifier d'une manière univoque les mécanismes d'écoulement mis en jeu. Nous voudrions à l'aide d'hypothèses simples, et pour des situations extrêmes, approcher et "encadrer" au mieux le (ou les) mécanisme(s) possible(s). En effet, l'utilisation de modèles complexes (par exemple, les modèles d'écoulement polyphasiques avec une loi de Darcy généralisée) non encore validés pour le sel présenterait peu d'intérêt compte tenu de l'incertitude pesant sur un grand nombre de paramètres hydrauliques.

Dans une première partie, pour l'écoulement en saumure, on examinera la validité de la loi de Darcy. Puis, dans une deuxième partie, les données des essais réalisés au gaz seront analysées en considérant la nature miscible ou non des écoulements mis en jeu.

1. ESSAIS À LA SAUMURE

1.1 Hypothèses

Dans cette partie, la validité de la loi de Darcy est examinée à l'aide des hypothèses suivantes :

a- l'écoulement est supposé isotherme. Pour satisfaire cette hypothèse, seules les périodes d'injection où la température de l'injecteur est constante dans le temps (avec une tolérance inférieure à 0,5 °C sur une journée) sont retenues (figure 11).

b- le fluage de la paroi du forage est négligé.

Cette hypothèse est justifiée par les mesures de convergence de forages verticaux réalisées dans le cadre d'un autre essai *in situ*, appelé CPPS (Champ Proche de Puits de Stockage; Kazan, 1994). Celles-ci furent effectuées sur un site situé à proximité de celui de l'essai de perméabilité dans le même banc de sel et à la même profondeur. Le diamètre des forages dont la convergence de la paroi a été mesurée était de 250 mm, proche de celui de l'essai de perméabilité (146 mm). Les données recueillies sur le site CPPS doivent être cependant corrigées pour tenir compte de deux aspects :

1- la convergence a été mesurée à environ 4 m du mur de la galerie CPPS où la température du massif est en moyenne de 15 °C. Or, l'essai de perméabilité est effectué à 16 m du mur de la niche à l'endroit où la température de la roche est plus élevée et atteint 27 °C en moyenne.

2- la paroi des forages était libre de se déplacer sur le site CPPS tandis qu'elle a été soumise à des paliers de pression sur le site perméabilité.

Pour tenir compte de ces différences, nous avons fait appel à la loi rhéologique de Norton-Hoff qui permet de calculer la convergence de la paroi dans les deux cas de figure considérés. La température intervient dans cette loi par l'intermédiaire d'un terme exponentiel (loi d'Arrhénius) alors que la vitesse de fluage en régime stationnaire est proportionnelle à une puissance de la contrainte déviatorique.

Dans ce calcul, nous avons utilisé les paramètres de la loi rhéologique déterminés au laboratoire et déjà confirmés par les expériences *in situ*. (Pouya, 1991a; Ghoreychi, 1991). Sans vouloir entrer dans le détail des différentes estimations effectuées, nous nous contentons de préciser ici que la diminution du volume du puits occasionnée par le fluage de la paroi ne peut excéder 12 % des débits de fuites mesurées.

c- la fuite mesurée est représentative de la perméabilité du massif sain et non à celle d'une zone endommagée autour du forage.

On examinera la possibilité d'un endommagement en considérant le massif dans deux situations extrêmes, en condition isotherme et en symétrie cylindrique :

(a) le sel est supposé poro-élastique; ce cas permet alors de maximiser le risque d'endommagement puisque l'écoulement viscoplastique du sel entraîne une relaxation des contraintes déviatoriques au voisinage de la paroi du forage.

(b) le comportement du sel est poro-viscoplastique à l'état stationnaire (la vitesse de relaxation des contraintes est nulle). S'il existe un état asymptotique de contrainte (hypothèse vraisemblable : Halphen, 1978; Pouya, 1991b), en régime thermique et hydraulique permanents, le déviateur limite et la contrainte moyenne en paroi peuvent être calculés à la suite de Pouya (1991b) et Kazan (1994) (cf. Tableau 8 et annexe V).

Pour chacun des deux cas ci-dessus, les expressions de la contrainte déviatorique et de la contrainte moyenne ainsi qu'une application numérique effectuée avec les valeurs de pression appliquée à la paroi sont données dans le tableau 8.

Dans la pratique, l'utilisation des expressions du tableau 8 nécessite la connaissance du coefficient de Biot b . Faute d'expériences spécifiques sur le sel étudié, on prendra alors la valeur de 0,1 proposée par Mc Tigue (1986) pour le sel du WIPP.

Les contraintes calculées dans le tableau 8 peuvent être comparées aux critères d'endommagement établis avec des échantillons de sel "sec" des MDPA et des échantillons de sel du même site, mis en contact avec un fluide (Thorel, 1994 et partie I, chapitre II).

	Expressions	P ₁ =0 MPa	P ₁ =2 MPa	P ₁ =6 MPa
Poros-élasticité				
Contrainte moyenne ($\sigma_m = \frac{1}{3} tr \underline{\underline{\sigma}}$)	$\sigma_m = \sigma_o - \frac{2}{3} b \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} (P_1 - P_o)$	-10	-10,0	-10,2
Contrainte déviatorique ($\sigma_d = \sigma_r - \sigma_\theta$)	$\sigma_d = -2(\sigma_o + P_1) - b \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} (P_1 - P_o)$	20	15,9	7,7
Poros-viscoplasticité				
Contrainte moyenne	$\sigma_m = \frac{1}{3}(-2P_1 + \sigma_o) + \frac{2}{3} [\nu_o(1-n) - 1] (\frac{\sigma_o + P_1}{n}) - \frac{1-2\nu_o}{3} b(P_1 - P_o)$	-4,2	-5,4	-8,6
Contrainte déviatorique	$\sigma_d = -\frac{2}{n}(\sigma_o + P_1)$	6,7	5,3	2,7

Tableau 8. Expressions de la contrainte moyenne et de la contrainte déviatorique, pour deux états : poroélasticité et poroviscoplasticité pour différents paliers de pression (P₁), une application numérique est effectuée avec les valeurs suivantes : P₀ : pression de pores initiale (≈ 1 MPa) ; σ₀ : contrainte initiale (≈ -10 MPa); n=3 (exposant de la loi de fluage); ν₀=0,3 ; b=0,1 (Mc Tigue, 1986).

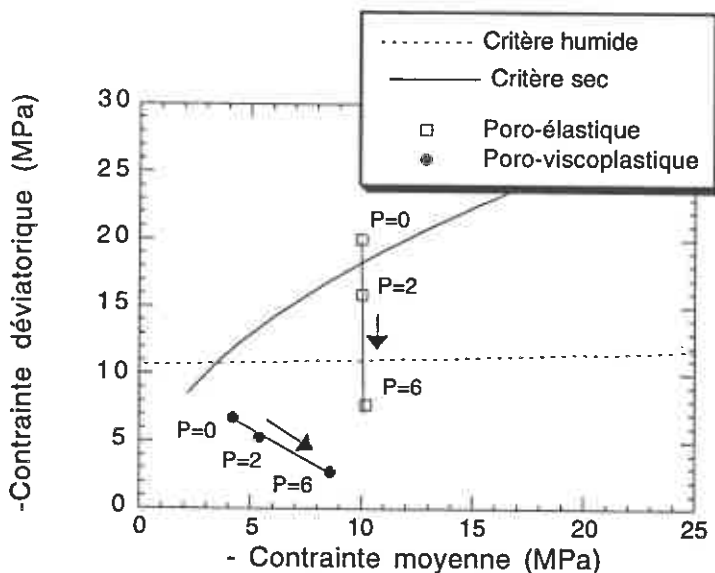


Figure 13. Position des états de contraintes imposés à la paroi du forage par rapport aux critères d'endommagement du sel.

Les trois paliers de pression imposés conduisent à trois états de contraintes distincts. Ceux-ci sont repérés en poro-élasticité et en poroviscoplasticité dans un repère "contrainte moyenne-contrainte déviatorique".

On constate sur cette figure que l'état de contraintes correspondant au palier de pression nulle, calculé en supposant un creusement instantané du forage et un comportement poro-élastique du massif se situe au-dessus le critère d'endommagement "sec". Quant aux états associés aux valeurs de 2 et 6 MPa, ils se trouvent placés presque sur le critère d'endommagement du sel en contact direct avec le fluide. Compte tenu de la dispersion des résultats de laboratoire et de l'incertitude sur l'état de contraintes initial dans

le massif (contraintes naturelles et perturbées par la mine), on peut difficilement confirmer avec certitude l'endommagement de la paroi du forage. On peut néanmoins affirmer que cet endommagement s'il a lieu est certainement faible et doit être localisé à la paroi de la chambre puisque les contraintes radiales et orthoradiales en coordonnées cylindriques évoluent en $1/r^2$. Néanmoins, afin d'estimer l'extension d'une zone endommagée par le forage, deux cas extrêmes sont considérés. Le forage est réalisé instantanément :

(a) sans fluide (pression nulle en paroi). Le calcul fera donc intervenir le critère d'endommagement du sel "sec";

(b) avec un fluide sous pression (dont la valeur serait celle du premier palier). Le calcul utilise donc le critère d'endommagement du sel "humide";

En l'absence de fluide dans le forage, un calcul numérique réalisé à partir d'un modèle de comportement élastoplastique montre que la zone endommagée au voisinage d'un puits ne dépasse guère 50 % du rayon du puits (Thorel, 1994). Compte tenu du rayon de la chambre (7,3 cm), la zone endommagée calculée s'étend sur 4 cm au maximum. La valeur de ce rayon doit être comparée à la distance de pénétration* estimée à 15 cm (pour les essais en saumure). Le facteur 3,75 entre ces deux grandeurs suggère que l'endommagement même s'il existe ne peut expliquer, à lui seul la perméabilité mesurée.

En présence d'un fluide (pression de fluide non nulle en paroi), l'extension de cette zone endommagée peut être facilement estimée à l'aide des deux hypothèses :

(i) le seuil d'endommagement étant faiblement dépendant de la contrainte moyenne, on suppose qu'il obéit à un critère de Tresca :

$$F = \text{Sup}_{i,j} |\sigma_i - \sigma_j| - 2C$$

σ_i et σ_j : contraintes principales extrema; C : cohésion prise égal à 5 MPa, d'après la figure 13.

(ii) d'une part, le contraste de perméabilité étant très important entre la zone endommagée et la zone saine (cf figure 10 du chapitre I) et d'autre part, l'extension de la zone endommagée étant faible (vérifiable *a posteriori*), les pertes de charge dans cette zone sont négligées.

Le calcul de ce rayon d'endommagement R (formellement un calcul de rayon plastique) conduit à l'expression suivante (cf annexe III) :

$$\ln \frac{R}{r_0} = -\frac{l}{2C} \left[C + \sigma_0 + P_1 - b \left(\frac{1-2\nu_0}{1-\nu_0} \right) \left(\frac{P_1 - P_0}{2} \right) \right]$$

r_0 : rayon du forage; P_0 : pression interstitielle initiale; P_1 : pression en paroi; ν_0 : coefficient de Poisson drainé.

D'après cette expression, on note que plus la pression appliquée en paroi est importante, moins la zone endommagée est étendue : la pression en paroi joue un rôle de soutènement. Avec les valeurs notées dans le tableau 8, une application numérique donne un rapport R/r_0 de 1,3 pour une pression de fluide en paroi de 2 MPa (premier palier appliqué, pression en paroi de fluide minimum). Compte tenu du rayon de la chambre (7,3 cm), la zone endommagée calculée s'étend sur 2 cm. Là encore, cette valeur doit être comparée à la distance de pénétration (15 cm). Le facteur 7,5 entre ces deux grandeurs souligne une nouvelle fois, le rôle limité de l'endommagement.

* Il convient de souligner ici que la "distance de pénétration" utilisée dans ce calcul est un *minorant* du rayon de la zone influencée par l'écoulement, lorsque le milieu poreux est initialement saturé en saumure. Ceci contribue alors à justifier plus facilement l'hypothèse c). Nous y reviendrons plus loin dans le paragraphe 2.1 de ce chapitre relatif à la modélisation des essais.

Vu les distances impliquées dans ces calculs (plusieurs centimètres), la zone endommagée ne doit concerner que quelques grains qui auront probablement vu leur joints se dilater, voir se rompre. Le réseau hydraulique correspondant à cette zone serait alors associé à une perméabilité très importante devant celle du milieu sain loin du forage, de sorte que cette perméabilité ne serait impliquée que dans les premiers instants de la partie transitoire de la courbe de débit. Par ailleurs, les masses injectées de saumure mesurées, durant les périodes où la thermorégulation a bien fonctionné et dans la phase du régime permanent ne montre aucune évolution significative de la perméabilité avec la distance à la paroi.

Endommagement dû au chargement thermique

L'endommagement d'origine thermique de la paroi du puits pourrait également provoquer des changements de la perméabilité du massif. D'une manière générale, il résulte d'une rupture en traction de la paroi consécutivement à un refroidissement du puits. En effet, la contrainte orthoradiale σ_θ et la contrainte vertical σ_z initialement en compression, pourrait se mettre en traction, suite au refroidissement, et dépasser la faible résistance en traction du sel voisine de 2 MPa (égale à 1,65 MPa pour le sel des MDPa cf partie 1.2 Chapitre II).

Dans un premier temps, considérons que le massif est poro-élastique. Les composantes du tenseur des contraintes en paroi du forage s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_r = -P_1 \\ \sigma_\theta = 2\sigma_o + P_1 - \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} [b(P_1 - P_o) + 3\alpha_o K_o (T_1 - T_o)] \\ \sigma_z = \sigma_o - \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} [b(P_1 - P_o) + 3\alpha_o K_o (T_1 - T_o)] \end{array} \right.$$

α_o : coefficient de dilatation linéique drainé, K_o : module de compressibilité drainé, T_1 : la température à la paroi, T_o : la température initiale du massif. P_1 : pression en paroi ; P_o : pression de pores initiale.

Pour ne pas engendrer une rupture en traction, la contrainte orthoradiale et la contrainte verticale doivent satisfaire l'inégalité :

$$\sigma_\theta \leq 1,65 \text{ MPa et } \sigma_z \leq 1,65 \text{ MPa}$$

soit respectivement :

$$2\sigma_o + P_1 - \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} [b(P_1 - P_o) + 3\alpha_o K_o (T_1 - T_o)] \leq 1,65 \text{ MPa}$$

$$\sigma_o - \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} [b(P_1 - P_o) + 3\alpha_o K_o (T_1 - T_o)] \leq 1,65 \text{ MPa}$$

La variation de température doit alors satisfaire :

$$(T_o - T_1) \leq -\frac{2\sigma_o - P_1 - 1,65}{3\alpha_o K_o} \frac{1-\nu_o}{1-2\nu_o} + \frac{b}{3\alpha_o K_o} (P_1 - P_o)$$

et

$$(T_o - T_1) \leq -\frac{\sigma_o - 1,65}{3\alpha_o K_o} \frac{1-\nu_o}{1-2\nu_o} + \frac{b}{3\alpha_o K_o} (P_1 - P_o)$$

Procédons à une application numérique avec les valeurs déjà retenues pour les calculs précédents $\sigma_0=10$ MPa, $\nu_0=0,3$; $\alpha_0=10^{-5}$ °C⁻¹; $K_0=22,5$ GPa (calculé à partir des valeurs des paramètres $K_S=25$ GPa et $b=0,1$ donnés par Mc Tighe, 1986); on obtient :

$$(T_0-T_1) < 69 \text{ °C, et } (T_0-T_1) < 30 \text{ °C avec } P_1=0 \text{ MPa (le cas le plus défavorable).}$$

Un tel refroidissement si intense par rapport à l'état initial n'a évidemment pas eu lieu. Néanmoins, compte tenu de la nature viscoplastique du sel, la relaxation de l'état de contrainte conduit à une situation beaucoup plus défavorable vis-à-vis du risque de rupture en traction. Le déviateur limite à la paroi, s'écrit pour une géométrie cylindrique (cf annexe) :

$$\sigma_r - \sigma_\theta = -\frac{2}{n}(\sigma_0 + P_1)$$

La contrainte orthoradiale σ_θ et la contrainte verticale σ_z vérifie alors :

$$\sigma_\theta = -P_1 + \frac{2}{n}(\sigma_0 + P_1) \quad \text{et} \quad \sigma_z = \sigma_0 + 2\nu_0\left(\frac{1}{n} - 1\right)(\sigma_0 + P_1) - b(1 - 2\nu_0)(P_1 - P_0)$$

n : exposant de contrainte dans la loi de fluage de Norton-Hoff.

Procédons, une nouvelle fois encore, à une application numérique (avec $n=4$; $\sigma_0=-10$ MPa). Avec $P_1=0$ (cas le plus défavorable), on obtient $\sigma_\theta=-7$ MPa et $\sigma_z=-6$ MPa. Lorsqu'un refroidissement instantané se produit en paroi du forage ($\delta T < 0$), une contrainte orthoradiale et une contrainte verticale de traction d'origine thermo-élastique prennent naissance :

$$\delta\sigma_\theta^{th} = \delta\sigma_z^{th} = \frac{E_0}{1 - \nu_0} \alpha_0 \delta T > 0$$

Si la somme de ces contraintes thermiques et des valeurs des contraintes σ_θ et σ_z calculées est supérieure à la résistance en traction, alors la rupture par traction a lieu. Ainsi, afin d'éviter la rupture, les inégalités suivantes doivent être satisfaites :

$$-\frac{E_0}{1 - \nu_0} \alpha_0 \delta T + \sigma_\theta \leq 1,65 \text{ MPa} \quad \text{ou} \quad -\frac{E_0}{1 - \nu_0} \alpha_0 \delta T + \sigma_z \leq 1,65 \text{ MPa}$$

c'est à dire :

$$\delta T \geq -\frac{1 - \nu_0}{\alpha_0 E_0} \text{Inf}(1,65 - \sigma_\theta, 1,65 - \sigma_z)$$

Une application numérique donne avec $E_0=20$ GPa (calculée à partir de ν_0 et de K_0), $\nu_0=0,3$; $\alpha_0=10^{-5}$ °C⁻¹ :

$$\delta T \geq 27 \text{ °C}$$

Une nouvelle fois encore, à aucun moment de l'expérimentation, la chambre d'essai n'a subi un refroidissement de cette amplitude. Les variations de température dans le forage au niveau de la zone d'essai située à plus de seize mètres de la niche ont toujours été inférieures à 10 °C. Le risque d'endommagement par un tel processus peut donc être écarté.

d- l'écoulement est radial (perpendiculairement à l'axe vertical de la chambre). Si on compare la distance de pénétration de la saumure (de l'ordre de quinze centimètres) et la hauteur de la chambre (75 cm), cette hypothèse paraît plausible au voisinage de la chambre d'injection.

e- le Volume Élémentaire Représentatif associé à la perméabilité est suffisamment petit devant la dimension caractéristique du problème hydraulique étudié (le rayon de la chambre ou mieux le "rayon d'action" de l'écoulement , traduisant l'extension de la

zone influencée par la percolation de saumure) Cette hypothèse doit être vérifiée pour que la notion de perméabilité puisse s'appliquer pour l'interprétation des essais. Une façon simple de justifier cette hypothèse est de comparer *a posteriori* le "rayon d'action" de l'écoulement obtenu grâce à un modèle (cf. paragraphe 1.2) et la taille du VER estimée à plusieurs centimètres vu les caractéristiques géométriques du réseau conducteur (taille moyenne des grains, forme des microcanaux, longueur moyenne, épaisseur moyenne, densité des canaux, .. cf. Lebrun, 1993). Cette dernière estimation de la taille du VER sera confirmée dans le paragraphe 1.2 du chapitre IV.

1.2 Validité de la loi de Darcy pour la saumure

A l'aide des hypothèses précédentes, la perméabilité du sel peut être calculée en résolvant l'équation de diffusion de la pression interstitielle P dans un massif poro-viscoplastique :

$$\frac{k}{\eta} \nabla^2 P = \frac{1}{M} \frac{\partial P}{\partial t} + b \frac{\partial e}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \phi^{vp}}{\partial t} - b \frac{\partial e^{vp}}{\partial t}}_{\text{contribution de la viscoplasticité}}$$

k : perméabilité intrinsèque (m^2); η : viscosité dynamique (Pa.s); ∇ : l'opérateur laplacien; P : pression du fluide (Pa); M : module de Biot (Pa); b : coefficient de Biot; e et e^p : déformation volumique totale et viscoplastique respectivement, ϕ^{vp} : porosité viscoplastique.

Dans la partie 1. de ce chapitre, on a pu voir que, si l'écoulement a lieu dans une zone non endommagée mécaniquement (sel sain), l'équation de diffusion précédente pouvait se simplifier et prendre la forme suivante :

$$\frac{\partial (P - P_0)}{\partial t} = D \nabla^2 (P - P_0)$$

p : pression interstitielle, p_0 : pression interstitielle initiale, D diffusivité définie par :

$$D = \frac{k}{\eta} \frac{3K_0 + 4\mu}{3K + 4\mu} \left(\frac{b - \phi}{K^s} + \frac{\phi}{K^f} \right)^{-1}$$

k : perméabilité intrinsèque, η : viscosité dynamique du fluide ($1,7 \cdot 10^3$ Pa.s à 25°C), K^f : module de compressibilité du liquide (3,7 GPa), K_s : module de compressibilité de la matrice solide (25 GPa), ϕ : porosité (0,1 %), b : coefficient de Biot pris égal à 0,1 d'après Mc Tigue (1986), K : module de compressibilité non drainé pris égal à 24,9 GPa à partir de b et K_0 : le module de compressibilité drainé (22,5 GPa calculé à partir des paramètres K_s et b).

Le débit volumique à la paroi et par conséquent le volume injecté sont donnés par une résolution numérique de l'équation de diffusion, à l'aide de la méthode des différences finies en géométrie cylindrique. L'historique du chargement de la chambre a été prise en compte : le calcul de la courbe d'injection d'un palier donné prend comme profil initial de pression, celui obtenu à la fin du palier précédent. Le volume injecté théorique est alors comparé aux données obtenues pour différentes valeurs de perméabilité et de pression de pores initiale. Le meilleur ajustement est obtenu pour le couple des valeurs de perméabilité et de pression de pores initiale de $2 \cdot 10^{-21} m^2$ et 1 MPa respectivement (figure 14).

Conformément à la première hypothèse utilisée (écoulement isotherme), on rappelle que la comparaison entre mesures et modèle a porté sur les paliers 4 et 6 MPa.

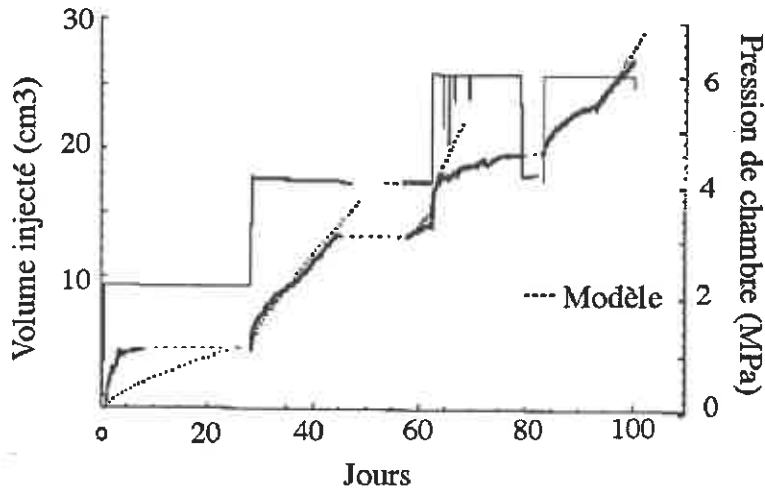


Figure 14. Comparaison entre les données expérimentales et le modèle tenant compte du régime transitoire pour les valeurs de perméabilité de $2 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ et de pression de pores initiale de 1 MPa.

La valeur de la perméabilité intrinsèque de $2 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ est du même ordre de grandeur que celle d'un sel non endommagé mesurée sur le site du WIPP (cf. paragraphe 2.2 du chapitre I). Comme également sur le site du WIPP, la valeur de la pression de pores initiale de 1 MPa est plus faible que la pression hydrostatique probable de 6 MPa à la profondeur de la chambre d'essai (536 m). Cette valeur plus faible de 1 MPa, traduit-elle un phénomène de drainage à l'échelle de l'infrastructure minière ? Des mesures complémentaires de perméabilité à des distances variables de la paroi de la galerie apporteront certainement des éléments de réponse à cette question.

La modélisation transitoire permet également d'estimer le "rayon d'action" hydraulique, c'est à dire l'extension de la zone influencée par l'écoulement. Le "rayon d'action" est défini arbitrairement comme la distance à la paroi de la chambre où la pression atteint la valeur de $P_1 + \Delta P_{\text{max}}/10 = P_1 + (P_1 - P_0)/10$ (P_1 : pression de la chambre et P_0 : pression de pores initiale). Le calcul donne 2 mètres, soit une distance nettement plus grande que la taille du VER et du rayon de la zone endommagée. Les hypothèses c. et e. sont ainsi vérifiées.

En outre, les résultats de cette modélisation suggèrent que des effets de non linéarités associés à la perméabilité auraient un rôle mineur ou alors se compenseraient. Ces effets sont les suivants :

- le changement de concentration en sel à saturation de la saumure consécutif aux variations de pression, induisant des phénomènes de dissolution-cristallisation,
- la cicatrisation sous contrainte,
- la variation de la contrainte effective,

Tous ces effets n'agissent pas dans le même sens. L'augmentation de la concentration à saturation suite à l'augmentation de pression du fluide (lors du changement de palier) aurait plutôt tendance à faire augmenter la perméabilité, par dissolution de la paroi des pores, alors que la cicatrisation sous contrainte et l'augmentation de la contrainte effective tendraient plutôt à diminuer la taille des canaux de l'écoulement. Examinons à la lumière de l'état actuel des connaissances l'effet que pourrait avoir chacune de ces non linéarités et proposons quelques hypothèses qui expliqueraient leur faible influence sur les résultats de l'essai.

1.3. Effets des non linéarités

a- Effet de la contrainte moyenne effective

Comme nous l'avons rappelé dans la partie 3.3 du chapitre I, plus la contrainte moyenne effective appliquée est grande, plus la perméabilité du milieu poreux est faible.

Rencontré sur beaucoup de géomatériaux, cet effet a été mis en évidence *in situ* sur l'argile de Boom (Volkaert *et al.*, 1995). Regardons l'effet possible de la variation de contrainte effective consécutive aux changements de paliers de pression sur la perméabilité.

Considérant le sel comme un milieu élasto-poreux et assimilant la chambre d'essai à un cylindre, la contrainte effective moyenne est exprimée en paroi (là où elle est maximum) par :

$$\frac{1}{3} Tr \underline{\underline{\sigma}}^{eff} = \sigma_o + \frac{1}{3} \frac{1 + \nu_o}{1 - \nu_o} b P_1 + \frac{2}{3} \frac{1 - 2\nu_o}{1 - \nu_o} b P_o$$

r : rayon, a : rayon du forage, σ_o : contrainte lithostatique, ν_o : coefficient de Poisson drainé, P_o : pression de pores initiale, P_1 : pression de saumure à la paroi, b : coefficient de Biot.

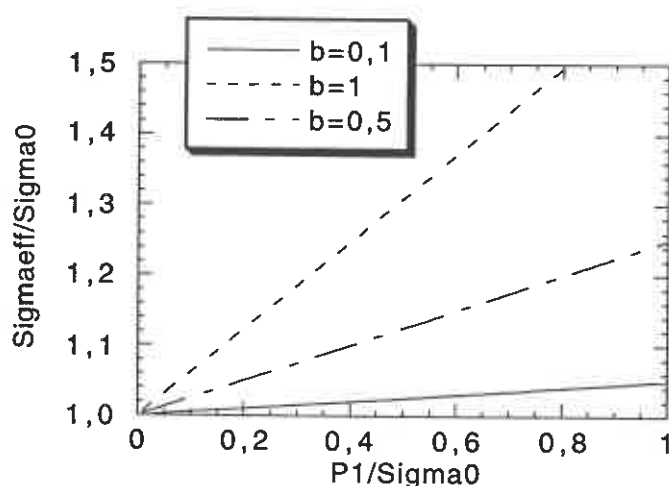


Figure 15. Évolution du rapport contrainte effective moyenne (σ_{eff}) sur contrainte totale (σ_0) en fonction du rapport de la pression appliquée en paroi (P_1) sur la contrainte totale (σ_0), pour différentes valeurs de coefficient de Biot, $b = 0, 0,1, 0,5-1$.

On a représenté sur la figure 15, l'évolution du rapport contrainte effective moyenne ($\frac{1}{3} Tr \underline{\underline{\sigma}}^{eff}$) sur contrainte totale (σ_o) en fonction du rapport de la pression appliquée (P_1) en paroi sur la contrainte totale (σ_o), pour différentes valeurs de coefficient de Biot. Au cours des essais, la pression en paroi a pu varier dans un rapport de 1 à 3. Il est facile de voir à l'aide de la figure 15, que l'effet d'une telle variation sur la contrainte effective est faible, compte tenu de la valeur probable du coefficient de Biot.

b- Effet des phénomènes chimiques

Les effets chimiques considérés ici sont les changements de concentration en sel à saturation, et le phénomène de cicatrisation sous contrainte.

Concernant le deuxième phénomène, on rappelle que Peach (1991) a pu mettre en évidence une diminution d'un ordre de grandeur de la perméabilité d'échantillons préalablement mouillés à la saumure et soumis à un chargement hydrostatique durant deux semaines.

Les deux échantillons de sel de la mine de Asse étudiés par Peach avaient des perméabilités initiales de $3,3 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ et $4,6 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$. Malgré ces valeurs de perméabilité très faibles, elles sont néanmoins respectivement 4 et 3 ordres de grandeur au-dessus de la valeur vraisemblable de la perméabilité *in situ* mesurée sur le site des MDPAs. Ainsi, les échantillons ont été préalablement déformés axialement provoquant une dilatation volumique d'environ 1,5 %. Compte tenu de la grande pureté du sel de Asse (teneur en halite supérieure à 98 % de halite), la perméabilité qui est mise en jeu dans les essais de Peach est donc clairement associée à la microfissuration de l'échantillon : les discontinuités

qui seraient cicatrisées sont bien les microfissures artificiellement provoquées. La durée de ses essais étant trop courte, il n'a pas été possible de mettre en évidence une éventuelle restauration de la perméabilité d'un sel sain. Par conséquent, malgré la tendance observée, il n'a pas été prouvé expérimentalement que le processus de cicatrisation sous contrainte était susceptible d'annuler complètement la perméabilité du sel.

Or, les essais en saumure *in situ* réalisés aux MDPAs mettent en jeu une perméabilité qui n'est certainement pas de même nature que celle des essais de Peach (microfissuration intense des carottes). En outre, d'une durée totale de 80 jours, ils n'ont pas permis de mettre en évidence une baisse significative de la perméabilité mesurée. Cet effet de cicatrisation, s'il existe pour un matériau salifère sain, doit avoir une constante de temps très largement supérieure à celle de l'expérimentation *in situ* réalisée.

Quant aux conséquences induites par les changements de concentration en sel à saturation, il semble que ceux-ci ne soient pas non plus susceptibles de modifier l'ordre de grandeur de la perméabilité. Cette question sera examinée plus loin dans ce mémoire au chapitre V.

1.4 Récapitulation des essais à la saumure

Nous avons pu montrer que les volumes de saumure injectés étaient relativement bien reproduits par un modèle basé sur la loi de Darcy avec une perméabilité de $2 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ et une pression de pores initiale de 1 MPa. L'ordre de grandeur de la perméabilité d'un sel non endommagé et de la pression de pores initiale, à plusieurs rayons de la galerie est donc retrouvé (cf. Stormont *et al.*, 1991). Ce résultat expérimental permet également de souligner la grande précision du système expérimental de perméamétrie mis en œuvre *in situ*.

2. ESSAIS AU GAZ

2.1. Déplacement miscible de gaz dissous dans la phase liquide

En premier lieu, le déplacement de gaz dissous en solution est examiné. Dans ce mode de transport, on ne peut identifier d'interfaces entre les phases fluides.

Ainsi, dans le cas du système gaz/saumure, le gaz se dissout d'abord dans la saumure. Puis, celui-ci est transporté en solution par différents processus tels que la convection (due au mouvement de la phase liquide), la diffusion moléculaire (provoquée par l'agitation moléculaire) et la dispersion cinématique (phénomène associé à l'hétérogénéité des vitesses microscopiques) (Marsily, 1986). On négligera l'adsorption des éléments en solution sur la phase solide, faute de connaissance de ce phénomène dans le contexte de l'essai dans le sel.

a- Dissolution du gaz dans la phase liquide

La quantité de gaz dissous dans la saumure peut être estimée à l'aide de la loi de Henry (1803) :

"lorsqu'un gaz, à une température et sous pression données, est en équilibre avec un liquide dans lequel il est soluble (sans réaction chimique mutuelle), la masse de gaz dissoute dans un volume donné de liquide est proportionnelle à la pression " (Lévy, 1988).

Cette loi a été validée à l'aide des concepts de la thermodynamique classique pour un gaz parfait et une solution idéale. Elle s'écrit :

$$P = K X \frac{Ml}{Mg}$$

P : pression du gaz , K : constante de Henry à une température donnée, X : fraction massique de gaz dans le liquide, Ml, Mg : masses moléculaires du liquide et du gaz respectivement.

Selon cette loi, la masse dissoute de gaz (azote) est très faible : à 15 °C et à la pression atmosphérique, seulement 21 milligrammes peuvent se dissoudre dans un litre d'eau. Selon toujours la même loi, aux pressions de 4 et 6 MPa, les quantités de 0,84 grammes et de 1,26 grammes sont dissoutes dans un litre d'eau. Comme le liquide mis en jeu est de la saumure (la constante de Henry pour la saumure étant inconnue), les valeurs réelles sont probablement du même ordre voire plus faibles car la dissolution diminue avec la température. On rappelle que la chambre est thermorégulée à environ 27 °C.

b- Transport en solution du gaz dissous

Lorsque le gaz dissous se trouve en phase liquide, il peut migrer de deux manières dans le réseau poreux : par convection et par diffusion. On néglige d'emblée la dispersion cinématique vu la faible perméabilité du sel.

Par conséquent, l'équation de conservation de masse de gaz dissous en solution dans le milieu poreux s'écrit :

$$\underbrace{\text{div}(\underline{D} \text{grad} C)}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{C \underline{V}}_{\text{Convection}} = \frac{\partial(\phi C)}{\partial t}$$

C: concentration en gaz dissous (g/l), \underline{D} : tenseur de diffusion (m²/s), \underline{V} : vitesse de Darcy, (m/s), ϕ : porosité.

La fuite de gaz dissous dans la formation est un processus en série (dissolution puis transport) : elle est donc contrôlée par le processus le plus lent. Selon les résultats des expériences de Volckaert *et al.* (1995), quelques heures seulement suffisent pour dissoudre de l'hydrogène dans un matériau poreux. Par conséquent, le temps caractéristique de dissolution est probablement petit comparé aux constantes de temps de la convection et de la diffusion. En considérant un écoulement radial, ces constantes de temps et la masse de gaz dissoute injectée durant un palier, pour chacun des modes de transport, peuvent être estimées. A titre d'illustration, une application pour le palier de 6 MPa, d'une durée de 16 jours est proposée dans le tableau 9.

	Convection	Diffusion
Temps caractéristique τ	$\tau_c = \frac{a}{V} = \frac{\eta a^2 \ln(b/a) \phi}{k(P_1 - P_0)}$ <p>≈ 1000 ans</p>	$\tau_d = \frac{\phi a^2}{D} = \frac{a^2}{d_0}$ <p>≈ 30 jours</p>
Masse injectée pour le palier de 6 MPa	$M = \frac{C_1 k (P_1 - P_0)}{\eta \ln(b/a)} 2\pi h t$ <p>< 1 mg</p>	$M = S_0 \int_0^t -D \frac{\partial C}{\partial r} \Big _a dt$ <p>numériquement < 1 mg</p>

Tableau 9 : Calcul des temps caractéristiques des phénomènes relatifs à deux modes de transport en solution: la convection et la diffusion et des masses injectées calculées pour le palier de 6 MPa.

Données : P₁=6 MPa; k= 2 10⁻²¹ m²; d₀ : le coefficient de diffusion moléculaire de l'azote dans l'eau égal à 1,65 10⁻⁹ m²/s (Jost, 1960); C₁=1,26 g/l en r=a à la paroi du forage, b : rayon extérieur suffisamment loin du forage (b=100a), h : hauteur du découvert.

Un palier de pression de 6 MPa donne des valeurs de la masse injectée théorique M inférieures à 1 mg sur une durée 16 jours, correspondant à la durée du palier. Or, il a été injecté expérimentalement plusieurs dizaines de grammes (figure 7). La comparaison entre les valeurs calculées et celles mesurées suggère qu'un déplacement miscible de gaz dissous est un phénomène négligeable.

Seule une petite quantité de gaz se dissous et diffuse dans la saumure. Par conséquent, la migration de gaz mise en jeu au cours de l'expérimentation doit être considérée comme un écoulement multiphasique de fluides immiscibles.

2.2. Écoulement de fluides immiscibles. Rôle de la pression capillaire initiale

Supposons qu'il existe plusieurs phases fluides (non miscibles) séparées par des interfaces. Dans un milieu poreux constitué de pores pouvant atteindre une taille nanométrique tel que le sel, ces interfaces sont soumises à des forces de capillarité à l'origine d'une différence de pression. Cette différence de pression appelée la pression capillaire a été estimée précédemment dans la partie 1.3 du chapitre I : elle est comprise dans un intervalle d'une fraction de MPa à plusieurs centaines de MPa. Son influence est certaine comme peuvent l'attester les données de l'essai au gaz après percolation de saumure.

Néanmoins, on peut s'interroger sur le rôle, voire l'existence, d'un effet de la capillarité dans l'état initial du massif avant toute injection de saumure. Autrement dit, quel est le degré initial de saturation en saumure du massif ?

Deux modèles simples basés sur des hypothèses opposées peuvent contribuer à apporter des éléments de réponse :

a- le milieu poreux saturé de gaz,

b- Déplacement d'une frontière mobile séparant deux milieux poreux saturés.

a- Milieu poreux saturé par le gaz

Dans un premier cas, le milieu est supposé saturé en gaz (ne pouvant réagir chimiquement avec le gaz injecté c'est à dire l'azote). Par conséquent, la phase gazeuse est supposée continue: il n'y a donc pas de pression capillaire. Dans cette phase gazeuse, deux types d'écoulement peuvent être considérés : un écoulement obéissant à la loi de Darcy et un écoulement de type Knudsen. Ce dernier a été étudié lors de la conception des essais *in situ*.

En outre, on admet une migration essentiellement radiale et isotherme, en géométrie cylindrique. L'historique des pressions appliquées est également pris en compte. Les résultats du modèle, en considérant les deux lois d'écoulement, et les données expérimentales sont proposées sur les figures 16 et 17. Malgré des bons ordres de grandeur, les modèles utilisés ne permettent pas de reproduire exactement les valeurs expérimentales.

Néanmoins, on notera sur la figure 16, que la courbe d'injection calculée pour le deuxième palier de 6 MPa donne des valeurs systématiquement plus élevées que celles mesurées. Au cours de la migration, la force motrice de l'écoulement semble avoir progressivement diminuée : la perméabilité a-t-elle diminué ? ou alors la pression capillaire a augmenté ? l'écoulement a-t-il changé de mécanisme ? cette dernière explication nous paraît plus convaincante. En effet, on constate sur la figure 17, que l'ajustement entre le modèle basé sur une loi de Knudsen et les données est davantage satisfaisant. Il faudrait se garder d'en dégager une conclusion rapide, étant donné l'incertitude qui pèse sur les valeurs de paramètres et des modèles mis en jeu (la loi de filtration de Knudsen proposée par Schlich n'a pas été validée sur des essais de perméabilité en laboratoire).

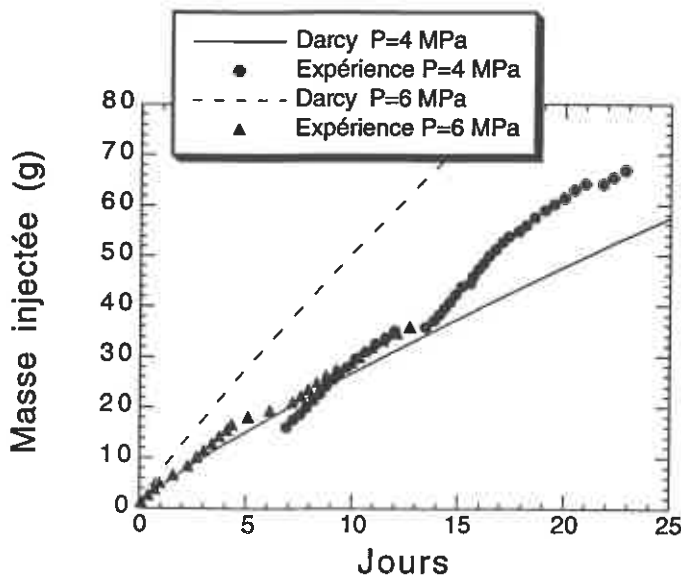


Figure 16. Masse injectée calculée pour les deux paliers gaz de 4 et 6 MPa en considérant la loi de Darcy. La valeur de la perméabilité intrinsèque donnant la meilleure concordance entre données expérimentales et modèle est de $3 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$.

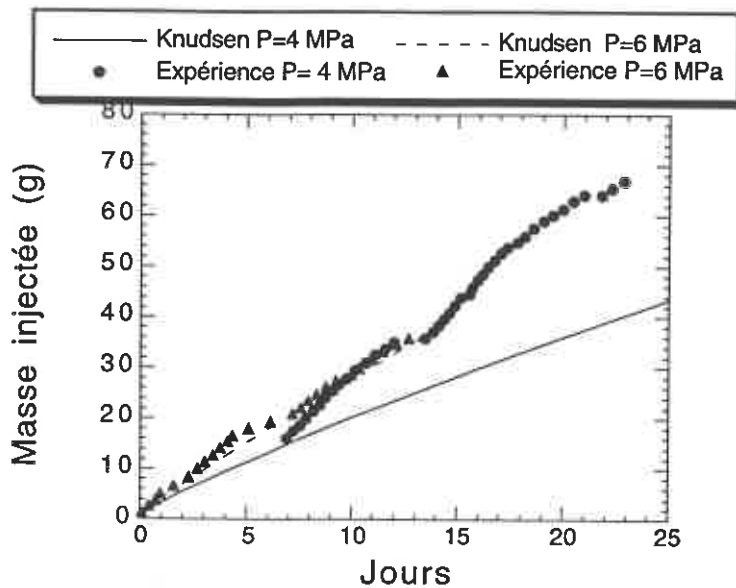


Figure 17. Masse injectée calculée pour les deux paliers gaz de 4 et 6 MPa en considérant un écoulement Knudsen. La valeur du coefficient Knudsen choisi est de $3,7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ c'est à dire un ordre de grandeur comparable à celui donnée par Jockwer et Rothfuchs (1995) pour le sel de Asse.

b- Déplacement d'une frontière mobile séparant deux milieux poreux saturés

Dans le deuxième modèle, le massif est considéré être initialement saturé en saumure à une pression de pores donnée. Les différentes migrations de gaz sont modélisées par le déplacement d'une frontière mobile séparant deux milieux poreux saturés : l'un en saumure et l'autre en gaz. Les hypothèses suivantes ont été utilisées :

i- dans la phase gazeuse, le gaz est à une pression constante, égale à la valeur de la pression de palier P_g . On néglige ainsi les pertes de charges provoquées par les effets de viscosité du fluide devant celles existant dans la phase liquide. Cette approximation reste valable dès lors que la distance de pénétration du front de gaz reste faible, de l'ordre du mètre d'après les quantités injectées et compte tenu de la porosité du sel.

ii- dans la phase liquide (en saumure), un écoulement transitoire obéissant à la loi de Darcy est considéré. Cette hypothèse est justifiée par l'interprétation des essais en saumure.

iii- l'interface entre les deux phases se déplace à une vitesse donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\partial R(t)}{\partial t} = - \frac{k}{\eta \phi} \left. \frac{grad(P_g - P_c)}{R(t)} \right|_{\underline{n}}$$

R : distance du front au centre du forage; k : perméabilité intrinsèque; η : viscosité dynamique; ϕ : porosité; P_g : pression dans la zone en gaz; \underline{n} indique la direction de l'écoulement ici considéré comme radial; P_c : pression capillaire.

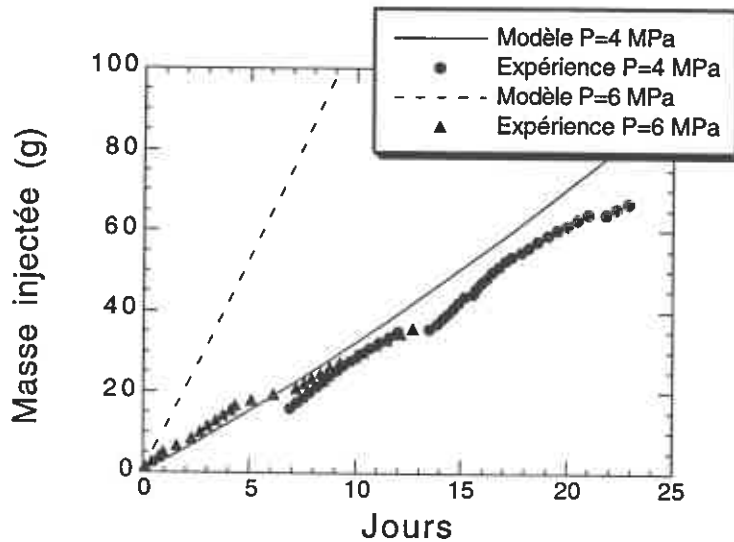


Figure 18. Masse injectée calculée pour les deux paliers gaz de 4 et 6 MPa en considérant un modèle basé sur le déplacement d'un front de saturation. La valeur de la perméabilité intrinsèque donnant la meilleure concordance entre données expérimentales et modèle est de $2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$.

Comme le montre la figure 18, ce modèle ne reproduit pas les données expérimentales. On obtient un ordre de grandeur comparable entre expérience et modèle pour une perméabilité de $2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$, soit une perméabilité cent fois plus grande que la valeur calculée pour les essais en saumure ($2 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$). En utilisant une valeur de perméabilité de 10^{-21} m^2 , les masses injectées calculées sont donc cent fois plus faibles que les valeurs mesurées.

On pourra noter que d'après l'équation de la vitesse du front, l'existence d'une pression capillaire sensiblement égale à la pression de palier va réduire considérablement le gradient de pression et donc le moteur de l'écoulement. Pour une perméabilité attendue de 10^{-21} m^2 qui donne des masses injectées calculées cent fois trop faibles, l'effet de la pression capillaire pour ce modèle ne va donc pas contribuer à améliorer la comparaison entre modèle et expérience. Les résultats de ce modèle du déplacement du front de saturation suggèrent que la pression capillaire, si elle est présente initialement, se caractérise certainement par une distribution non uniforme dans les microvides.

2.3 Récapitulation des essais au gaz

Le déplacement miscible de gaz dissous dans la phase liquide n'est pas le phénomène prédominant dans les mesures de masse injectée de gaz.

L'application de modèles simples d'écoulement de fluides immiscibles, négligeant volontairement la pression capillaire ne permet pas de reproduire les mesures réalisées *in situ*. L'écoulement de gaz observé n'obéit donc pas à une simple loi de Darcy supposant le milieu comme saturé en fluide percolant. Il semble que la pression capillaire et l'effet Knudsen aient tous les deux un rôle essentiel dont l'importance relative est très difficile à estimer. En effet, ces deux effets jouent en sens inverse : la pression capillaire à tendance à

diminuer la force motrice de l'écoulement alors que les glissements en paroi contribuent à augmenter la valeur de la perméabilité mesurée.

CONCLUSION

L'essai de perméabilité réalisé aux MDPa n'est pas la première tentative de mesure *in situ* de perméabilité dans le sel, mais constitue, à plusieurs égards, une expérience originale visant à mesurer dans des conditions maîtrisées et aussi précises que possibles, l'infiltration de la saumure et du gaz dans un banc de sel relativement pur.

Cette expérience a montré avant tout la difficulté de mesurer des perméabilités aussi faibles, bien en dessous du seuil caractéristique des milieux réputés imperméables ($\approx 10^{-17}$ m²). Dans cette condition, nous avons constaté combien est difficile la maîtrise des effets couplés à la température et au comportement viscoplastique (fluage de la paroi), susceptibles de masquer la perméabilité mesurée.

La méthodologie développée a permis de contrôler voire de minimiser les effets couplés à la température et au comportement viscoplastique (fluage de la paroi). Les données obtenues de l'essai *in situ* permettent alors d'affirmer qu'un banc de sel pur, situé assez loin d'ouvrages souterrains est perméable aussi bien au gaz qu'à la saumure.

Concernant les mécanismes d'écoulement, la fuite de saumure est relativement bien interprétée par un modèle basé sur la loi de Darcy (perméabilité intrinsèque de $2 \cdot 10^{-21}$ m² et pression de pores initiale de 1 MPa), ce qui n'est pas le cas des débits de gaz mesurés. L'influence de la pression capillaire mise en évidence expérimentalement et des mécanismes complexes d'origine microscopiques ("glissements" en paroi du réseau poreux) doit être prise en compte dans la modélisation. La méconnaissance des conditions initiales (degré de saturation, pression de pores initiale, pression capillaire) et des conditions aux limites loin du forage ne nous autorise pas de proposer de manière univoque un seul mécanisme d'écoulement dans le sel.

L'origine de cette perméabilité n'est pas clairement identifiée : endommagement d'origine minière (et ceci malgré la distance importante au mur de la galerie) ? endommagement d'origine tectonique ? rôle des impuretés (et ceci malgré leur teneur extrêmement faible) ? Quoi qu'il en soit, la perméabilité du sel gemme au voisinage d'une structure souterraine confirmée par les essais réalisés est un phénomène qui revêt une importance majeure pour la sûreté du stockage. Il doit être considéré dans toute modélisation appropriée.

CHAPITRE IV

MODÉLISATION MACROSCOPIQUE DES PROCESSUS COUPLÉS DANS LE SEL

INTRODUCTION

Nous avons vu que le sel endommagé au voisinage d'ouvrages souterrains présente une perméabilité mesurable.

Ce phénomène peut être à l'origine de processus couplés agissant sur la sûreté d'un stockage en milieu salifère. Ces couplages sont d'autant plus forts que le sel est soumis à un gradient de température. C'est le cas par exemple d'un stockage de déchets à haute activité en formations salines.

On s'interroge alors sur les conséquences à long terme des processus couplés, sur la manière dont il conviendrait de les analyser et de les modéliser. On s'introduit alors dans le domaine du calcul de structure, qui nécessite d'abord un cadre théorique approprié. L'écriture de ce cadre constitue l'objet de ce chapitre.

1. PRINCIPE DE LA DÉMARCHE

1.1 Hypothèses Générales

Dans un premier temps, à partir du milieu salifère hétérogène et discontinu à une échelle microscopique, il s'agit de construire un milieu poreux continu équivalent. Chaque point géométrique du nouveau milieu équivalent constitue un système thermodynamique élémentaire compris dans ce qui est souvent appelé un Volume Élémentaire Représentatif (ou VER). La taille de ce VER doit être suffisamment grande pour que les différentes grandeurs physiques mises en jeu soient considérées comme des fonctions continues de la variable d'espace du milieu continu équivalent, et en même temps suffisamment petite devant la plus petite longueur caractéristique du problème étudié. Le choix de la taille du VER dépend donc du matériau et du problème posé (cf. § 1.2).

L'approche utilisée est macroscopique dans le sens où les couplages entre comportement mécanique et processus de transfert sont considérés en premier lieu à l'échelle du système élémentaire de milieu poreux. Le système thermodynamique élémentaire comprend une petite partie de squelette solide (incluant la porosité occluse) et une porosité connectée saturée par une solution saline, elle-même constituée d'un seul soluté (cas idéal). Ce système est dit ouvert s'il échange de la matière avec l'extérieur, c'est à dire avec les systèmes élémentaires contigus. En définitive, le milieu poreux continu équivalent est assimilable à une superposition de trois milieux continus en interaction mécanique et chimique : le squelette, le soluté (le sel) et le solvant (l'eau). On s'efforce de prendre en considération les différents modes de transfert de chaleur (diffusion, convection) et de masse (diffusion, convection et cinétique chimique) dans un contexte suffisamment général qui souffre toutefois d'une grande restriction pour ce qui concerne la cinétique chimique : une seule réaction chimique est prise en compte entre la matrice solide et le fluide. Cette hypothèse, évidemment très discutable d'un point de vue géochimique, n'a d'autre but que de simplifier les démarches de modélisation et de calcul.

Dans un deuxième temps, on applique les principes généraux de la Thermodynamique des Milieux Poreux Ouverts (lois de conservation de masse et d'énergie et Second Principe) à un système thermodynamique élémentaire. L'essentiel du travail consiste alors à écrire l'inégalité dite de Clausius-Duhem qui permet d'identifier les variables d'état observables, et d'associer de manière adéquate les bonnes variables d'état aux potentiels thermodynamiques introduits. Ces associations auront pu être effectuées à l'aide du postulat de l'état local qui stipule que l'évolution du système élémentaire est constituée d'une succession d'états d'équilibre complètement caractérisés par les variables d'état. Moyennant une hypothèse de linéarisation physique (petites variations des variables

d'état) et géométrique (petites déformations), ces associations conduisent alors aux lois de comportement couplées du système thermodynamique élémentaire ouvert.

On souligne ici que la déformation observable étant celle du squelette (défini comme la matrice *et* l'espace poreux connecté sans fluide), on privilégiera toujours le mouvement du squelette vis à vis des autres mouvements. C'est pourquoi on s'attachera à faire apparaître les dérivés particuliers *par rapport au squelette* des différentes grandeurs introduites lorsque l'on énoncera les principes de conservation.

Comme on l'aura compris, le modèle proposé repose sur l'existence d'une perméabilité, et d'un Volume Élémentaire Représentatif nécessaire pour construire un milieu continu équivalent. Ces deux hypothèses s'appliquent à la roche salifère endommagée mais plus difficilement à la roche salifère pure en halite et saine située à grande profondeur, loin d'ouvrages souterrains et à l'abri d'efforts tectoniques intenses.

En effet, à notre avis, comme il a été discuté dans les chapitres I et III, il n'existe pas de preuves expérimentales convaincantes de l'existence ou non d'une porosité connectée dans une roche salifère pure en halite, *saine* et loin d'un ouvrage souterrain :

- a- la perméabilité du sel sain, si elle existe, n'est pas mesurable avec les dispositifs de perméatrie *in situ* actuels (la limite en perméabilité intrinsèque étant 10^{-21} m^2);
- b- nos mesures aux MDPa montrent qu'il existe une perméabilité pour un sel relativement pur et située à 4 rayons de la galerie la plus proche. L'origine de cette perméabilité n'a pas été clairement identifiée (endommagement d'origine minière ou tectonique ? rôle des impuretés en teneur extrêmement faible ?)

Une porosité et une perméabilité même extrêmement faibles et non mesurables au laboratoire pourraient néanmoins avoir un rôle certain sur de grandes échelles de temps. Dans le cadre d'une étude de sûreté à très long terme d'un stockage en souterrain, cette éventualité ne peut alors être complètement écartée et mérite d'être étudiée. Par conséquent, faute de preuves suffisantes, on prendra comme hypothèse que le sel sain possède une faible porosité cinématique, tout en gardant à l'esprit le caractère pessimiste et discutable de cette assertion.

1.2. Estimation de la taille du VER

Afin de justifier l'approche du milieu poreux équivalent, un ordre de grandeur de la taille du VER est nécessaire. On s'intéressera plus particulièrement à un sel endommagé dont la perméabilité est prouvée expérimentalement. La taille du VER est estimée à l'aide d'un logiciel réalisé par F. Coste au G.3S pour les milieux fracturés dont on rappelle brièvement les différentes étapes de calcul.

Dans une première étape, un réseau de microfissures est généré en deux dimensions de manière aléatoire sur un domaine donné. Par conséquent, les lois statistiques (loi uniforme, exponentielle, normale, ou lognormale pour le logiciel) auxquelles obéissent la longueur, l'épaisseur et l'orientation des microfissures doivent être connues. Dans notre cas, nous avons peu de données statistiques concernant l'orientation : celle-ci est donc supposée uniforme. Les travaux de Lebrun (1993) sur le sel des MDPa nous autorisent à prendre comme longueur de microfissures une valeur comprise entre le millimètre et le centimètre et comme épaisseur moyenne un micron au maximum. Suivant les travaux du même auteur, la densité de microfissure est estimée à 10^5 microfissures/m², soit 10 microfissures dans un carré de 10 millimètres de côté.

À un deuxième stade, un gradient hydraulique est appliqué au domaine microfissuré. Si le réseau généré est percolant, une perméabilité correspondante à l'échelle du domaine est obtenue grâce au débit calculé à la frontière du même domaine. Le débit calculé à l'intérieur de chaque microfissure obéit à la loi de Poiseuille.

Il existe une taille critique de domaine à partir de laquelle la perméabilité ne varie plus avec la taille du domaine : cette taille critique est sensiblement celle du VER.

Des calculs ont été effectués avec la densité proposée et une longueur moyenne de 1 cm et une épaisseur de 1 micron (figure 1). On souligne ici que ce dernier paramètre n'influence pas la taille du VER. Afin d'apprécier la sensibilité du paramètre longueur, deux lois statistiques ont été utilisées : loi uniforme et loi normale en faisant varier le rapport moyenne/écart-type (égal à 1 et 0,4 successivement). Les résultats de la figure 1 montrent que :

a- l'ordre de grandeur de la perméabilité d'un sel peu endommagé est retrouvé (de l'ordre de 10^{-21} m^2).

b- la taille du VER est de l'ordre de plusieurs cm (entre 5 et 10 cm). Par conséquent, pour des structures souterraines dont la taille caractéristique est de plusieurs dizaines de mètres, l'approche milieu poreux équivalent est satisfaisante.

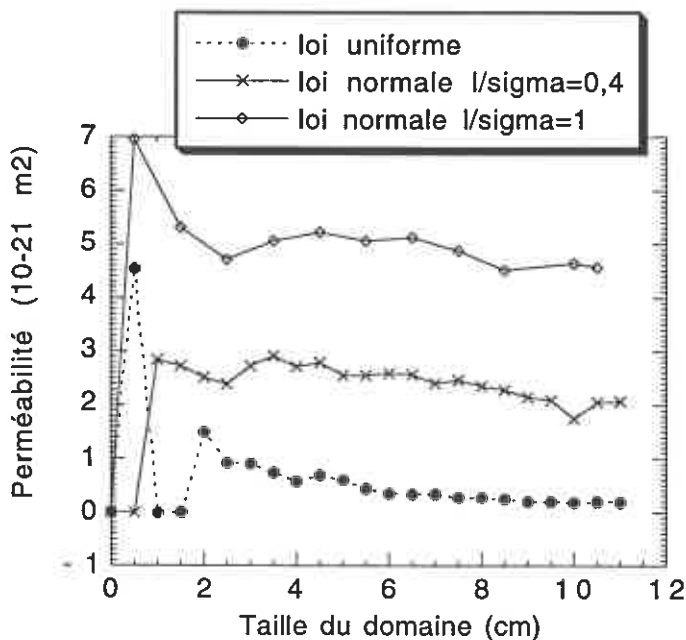


Figure 1. Évolution de la perméabilité calculée en fonction de la taille du domaine de roche microfissurée.

Afin d'étudier la sensibilité de la longueur de microfissures, plusieurs lois statistiques ont été considérées. La grandeur l/σ désigne le rapport de la moyenne (fixée à 1 cm) par l'écart-type. L'épaisseur a été prise égale à 1 micron. La densité est de 10^5 microfissures/m².

Soulignons une nouvelle fois que ces calculs simples ne visent qu'à obtenir un *ordre de grandeur* de la taille du VER. En effet, nous avons conscience que :

- a- le problème de la détermination de la connectivité d'un milieu considéré comme microfissuré (aux joints de grains) est fondamentalement à trois dimensions (3D) ;
- b- les lois statistiques utilisées dans les calculs n'ont pas été validées par des observations *in situ*. Par exemple, selon Davy (1994) et Bour (1996), les distributions de la longueur de fissures obéissent plutôt à une loi de puissance (la connectivité du réseau fissuré étant alors très sensible à la puissance de l'exposant de la loi).

2 ÉNONCÉ DES PRINCIPES FONDAMENTAUX DE LA THERMODYNAMIQUE DES MILIEUX POREUX OUVERTS

2.1. Conservation de la masse

L'application des principes fondamentaux de la thermodynamique des milieux poreux ouverts qui suit, est proche dans sa formulation à celle de Coussy (1991). C'est

pourquoi on ne détaillera pas les calculs tout en invitant le lecteur intéressé à consulter l'ouvrage du même auteur.

Afin de garder un caractère général à cette approche, considérons deux constituants en solution, notés 1 et 2 pouvant réagir chimiquement suivant l'équation :



Pour chacun des constituants 1 et 2, l'équation de conservation de masse de soluté dans la phase liquide s'écrit :

$$\dot{m}_i = -\text{Div } \underline{M}_i + P_{i \leftrightarrow j} \quad (1)$$

\underline{M}_i : vecteur courant de masse de soluté i dans la phase fluide, m_i : apport de masse de soluté i dans la phase fluide, $dm_i/dt = \dot{m}_i$: dérivée particulaire de m_i par rapport au squelette, Div : l'opérateur divergence, $P_{i \leftrightarrow j}$: taux de production (ou de disparition) de soluté j à partir du soluté i , dû à la réaction chimique ($\text{kg} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$).

L'équation de conservation de la masse pour le solvant est obtenue de la même façon :

$$\dot{m}_3 = -\text{Div } \underline{M}_3 \quad (2)$$

\underline{M}_3 : vecteur courant de masse de solvant dans la phase fluide, m_3 : apport de masse de solvant dans la phase fluide, $dm_3/dt = \dot{m}_3$: dérivée particulaire de m_3 par rapport au squelette.

Dans le cas d'une interaction géochimique dans le système saumure-halite, un des constituants, celui indicé 1 par exemple, provient de la matrice. L'équation de la conservation de la masse se simplifie à :

$$\dot{m}_1 = P_{1 \leftrightarrow 2} \quad (3)$$

avec :

$$P_{1 \leftrightarrow 2} = \dot{\xi} = \chi \quad (4)$$

ξ : le degré d'avancement volumique de la réaction et χ : la vitesse d'avancement de la réaction.

2.2 Conservation de la quantité de mouvement. Théorème de l'énergie cinétique.

On considère un élément de volume $d\Omega$ du milieu poreux constituant le système élémentaire associé aux particules suivantes : le squelette, les constituants en solution et le solvant. En prenant comme vitesse virtuelle la vitesse du squelette solide et dans le cadre de l'hypothèse des petites perturbations, le Principe des Travaux Virtuels permet d'écrire la conservation de l'énergie cinétique sous la forme suivante en description lagrangienne liée à la vitesse du squelette solide:

$$\frac{DK}{Dt} + \underbrace{\int_{\Omega} \underline{\Pi} : \underline{\dot{\Delta}} d\Omega}_{\text{Puissance des efforts internes}} - \underbrace{\sum_{i=1}^3 \int_{\Omega} \underline{M}_i {}^t \underline{P} \underline{\gamma}_i}_{\text{Puissance des efforts d'inertie}} = \underbrace{\int_{\Omega} \underline{V} r \underline{F} d\Omega + \int_{\partial\Omega} \underline{T} \underline{V} da}_{\text{Puissance des efforts externes}} \quad (5)$$

$\underline{\Pi}$: tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff, $\underline{\dot{\Delta}}$: dérivé particulaire dans le mouvement du squelette du tenseur de Green-Lagrange, : produit tensoriel; \underline{P} : gradient de transformation $P_{ij} = \partial X_i / \partial x_j$; X_i : coordonnées du squelette dans la configuration initiale de Ω ; x_j : coordonnées du squelette dans la configuration actuelle de Ω ; $\underline{\gamma}_i$: vecteur accélération attaché à la particule i ; \underline{V} : vitesse du squelette; \underline{F} : densité des forces de volume (la gravité), r : densité du milieu salifère, \underline{T} : densité des efforts de surface.

Pour alléger les calculs, la puissance des efforts d'inertie ne sera pas réécrite ultérieurement. Sa contribution sera d'ailleurs négligée dans le cadre de l'hypothèse de linéarisation physique adoptée dans la suite (§2).

DK/Dt signifie la dérivée matérielle de l'énergie cinétique qui se définit par :

$$\frac{DK}{Dt} = \frac{D}{Dt} \int_{\Omega} k d\Omega = \frac{d}{dt} \int_{\Omega} (1-\phi) \rho^{sk} \underline{V}^2 d\Omega + \sum_{i=1}^3 \frac{d^i}{dt} \int_{\Omega} \phi_i \rho_i \underline{V}_i^2 d\Omega \quad (6)$$

k : la densité d'énergie cinétique, \underline{V} : vitesse du squelette; \underline{V}_i : vitesse du constituant i ; ϕ : la porosité totale, ϕ_i : la fraction volumique du constituant i avec $\phi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3$; d/dt la dérivée particulaire par rapport au squelette, d^i/dt la dérivée particulaire par rapport au constituant i .

2.3 Conservation de l'énergie

La conservation de l'énergie du système élémentaire est donnée par :

$$\frac{DE}{Dt} = \frac{DE}{Dt} + \frac{DK}{Dt} = \int_{\Omega} \underline{V} r \underline{F} d\Omega + \int_{\partial\Omega} \underline{T} \underline{V} ds + \sum_{i=1}^3 \int_{\partial\Omega} -p v_i \underline{M}_i \underline{n} ds + \int_{\Omega} R d\Omega - \int_{\partial\Omega} \underline{q} \underline{n} ds$$

E : énergie totale du système élémentaire, E : énergie interne, K : énergie cinétique, p : pression du fluide, v_i : volume massique partiel du constituant i , \underline{M}_i : vecteur courant de masse associée au constituant i , R : chaleur interne générée par unité de volume; \underline{q} : flux de chaleur; \underline{n} : normale extérieure au domaine Ω .

En introduisant la densité d'énergie interne e et la densité d'enthalpie massique du constituant i (h_i), la conservation de l'énergie peut être réécrite à l'aide du théorème de l'énergie cinétique (5) :

$$\dot{e} = \underline{\Pi} : \underline{\dot{\Delta}} + \sum_{i=1}^3 \left[\underline{M}_i \cdot \underline{P} \underline{F} - \text{Div}(h_i \underline{M}_i) \right] + R - \text{Div} \underline{q} \quad (7)$$

\underline{P} : gradient de transformation $P_{ij} = \partial X_i / \partial x_j$; X_i : coordonnées du squelette dans la configuration initiale; x_j : coordonnées dans la configuration actuelle.

2.4 Le Second Principe de la Thermodynamique. L'Inégalité de Clausius-Duhem

Le Second Principe de la Thermodynamique pour le système élémentaire considéré s'écrit :

$$\frac{DS}{Dt} \geq \int_{\Omega} \frac{R}{T} d\Omega - \int_{\partial\Omega} \frac{\underline{q}}{T} \underline{n} ds \quad (8)$$

S : l'entropie du système élémentaire $d\Omega$, T : température absolue.

En considérant la densité d'entropie s du système élémentaire et la densité massique d'entropie du constituant i (s_i), l'inégalité (8) peut être réécrite localement après multiplication par la température T :

$$T \dot{s} + T \sum_{i=1}^2 \text{Div}(s_i \underline{M}_i) - \frac{\underline{q}}{T} \underline{\text{Grad}} T + R - \text{Div} \underline{q} \geq 0 \quad (9)$$

L'expression de $R - \text{Div} \underline{q}$ déduite de (7) est alors introduite dans (9). En considérant la densité d'énergie libre $\Phi = e - Ts$, on obtient alors l'inégalité dite de "Clausius-Duhem" :

$$\underline{\Pi} : \underline{\dot{\Delta}} - s\dot{T} - \dot{\Phi} + T \sum_{i=1}^3 \text{Div}(s_i \underline{M}_i) + \sum_{i=1}^3 \left[\underline{M}_i {}^t \underline{P} \underline{F} - \text{Div}(h_i \underline{M}_i) \right] - \frac{q}{T} \underline{\text{Grad}} T \geq 0$$

En écrivant le potentiel chimique pour chacun des constituants : $\mu_i = h_i - Ts_i$ et en remplaçant $\text{Div} \underline{M}_i$ par son expression dans les équations de conservation de la masse (1) et (2), on peut reformuler l'inégalité de Clausius-Duhem de la manière suivante :

$$\underbrace{\underline{\Pi} : \underline{\dot{\Delta}} - s\dot{T} - \dot{\Phi} + \sum_{i=1}^3 \mu_i \dot{m}_i}_{\Psi_1, \text{Dissipation Intrinsèque}} + \underbrace{P(\mu_2 - \mu_1)}_{\Psi_2, \text{Dissipation Chimique}} - \underbrace{\frac{q}{T} \underline{\text{Grad}} T}_{\Psi_3, \text{Dissipation Thermique}} + \underbrace{\sum_{i=1}^3 (-\underline{M}_i \underline{\text{Grad}} \mu_i - s_i \underline{M}_i {}^t \underline{P} \underline{\text{Grad}} T + \underline{M}_i \underline{F})}_{\Psi_4, \text{Dissipation associée au transport de masse}} \geq 0$$

ou encore

$$\Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_3 + \Psi_4 \geq 0 \quad (10)$$

avec Ψ_1 : dissipation intrinsèque (car indépendante des gradients spatiaux); Ψ_2 : dissipation chimique ; Ψ_3 : dissipation thermique; Ψ_4 : dissipation associée au transport de masse.

A partir de la relation (10), l'écriture de l'inégalité de Clausius-Duhem est retrouvée dans les cas particuliers suivants :

a- le comportement thermo-mécanique d'un matériau monphasique (voir par exemple, Lemaitre et Chaboche, 1988), en faisant $\underline{M}_i = 0$ et $\dot{m}_i = 0$ dans la relation (10) :

$$\underline{\Pi} : \underline{\dot{\Delta}} - s\dot{T} - \dot{\Phi} - \frac{q}{T} \underline{\text{Grad}} T \geq 0$$

b- le comportement thermo-mécanique d'un matériau poreux saturé par une seule phase, non réactive avec le squelette (voir par exemple, Coussy, 1991) :

$$\underline{\Pi} : \underline{\dot{\Delta}} - s\dot{T} - \dot{\Phi} + \dot{m} - \frac{q}{T} \underline{\text{Grad}} T + \underline{M} \underline{\text{Grad}} g_m - s_m \underline{M} \underline{\text{Grad}} T + \underline{M} \underline{F} \geq 0$$

La nature réactive du liquide saturant fait donc intervenir une dissipation supplémentaire de nature chimique :

$$\Psi_2 = P_{1 \leftrightarrow 2} (\mu_2 - \mu_1) = A \chi$$

En ayant posé :

$$P_{1 \leftrightarrow 2} = \chi \text{ et } A = \mu_2 - \mu_1$$

où χ et A sont des grandeurs respectivement équivalentes à une vitesse volumique d'avancement et à une affinité de la réaction chimique. A l'équilibre chimique, on a bien sûr l'égalité entre les potentiels chimiques du réactif 1 et du produit 2 :

$$\mu_2 = \mu_1 \Rightarrow \Psi_2 = 0$$

Dans le cas particulier d'une interaction géochimique fluide-roche, le système élémentaire de milieu poreux est dit fermé vis-à-vis du constituant 1 attaché à la matrice, ainsi (Cosenza et Ghoreychi, 1993) :

$$\text{Div} \underline{M}_I = 0 \Rightarrow \dot{m}_I = \dot{\xi}$$

ξ : variable traduisant le degré d'avancement volumique de la réaction.

2.5 Formulation générale des lois de comportement

a- Les équations d'état

Le postulat de l'état local stipule que l'état d'énergie des systèmes élémentaires constituant le milieu poreux équivalent est complètement caractérisé à un instant donné par la donnée des variables d'état des systèmes élémentaires. Les gradients spatiaux et temporels n'intervenant pas pour définir cet état, ce postulat implique donc que les évolutions des systèmes élémentaires constituent des successions d'états d'équilibre.

En outre, les gradients spatiaux ($\text{Grad}T$ et $\text{Grad}\mu_i$) étant quelconques, ils sont donc pris égaux à 0. A partir du postulat de l'état local et de cette dernière hypothèse, l'inégalité (10) se réduit à :

$$\Psi_I = \underline{\Pi} : \underline{\dot{\Delta}} - s\dot{T} - \dot{\Phi} + \sum_{i=1}^3 \mu_i \dot{m}_i + A\chi \geq 0 \quad (11)$$

La dissipation Ψ_I est dite "intrinsèque" car elle ne dépend pas des gradients spatiaux ($\text{Grad}T$ et $\text{Grad}\mu_i$). Ainsi, cette dissipation est relative au seul système élémentaire étudié et non aux autres systèmes élémentaires qui lui sont contigus.

D'après le postulat de l'état local, les potentiels thermodynamiques notamment la densité d'énergie libre et les potentiels chimiques ne dépendent que des variables d'état. Ici, les variables d'état choisies sont le tenseur des Green-Lagrange $\underline{\Delta}$, la température T , les variables m_i décrivant les apports de masse des constituants en solution et une variable décrivant l'apport de masse de solvant par unité de volume initial notée m_3 . Par conséquent, on peut écrire :

$$\Phi = \Phi(\underline{\Delta}, T, m_1, m_2, m_3, \dots, \underline{\alpha}) \quad (12)$$

avec $\underline{\alpha}$ une variable interne scalaire ou tensorielle traduisant généralement l'état interne de la matière (microstructure cristalline, configuration de microfissures et cavités par exemple). Dans le cas particulier d'un milieu poreux, la variable interne peut traduire la variation de porosité causée par les déformations plastiques du matériau ou par les phénomènes de dissolution-cristallisation.

La dérivée particulière de la densité d'énergie libre dans le mouvement du squelette est alors donnée par :

$$\dot{\Phi} = \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\Delta}} : \underline{\dot{\Delta}} + \frac{\partial \Phi}{\partial T} \dot{T} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \Phi}{\partial m_i} \dot{m}_i + \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\alpha}} : \underline{\dot{\alpha}} \quad (13)$$

En substituant cette équation dans l'inégalité (11), on obtient :

$$\left(\underline{\dot{\Pi}} - \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\Delta}} \right) : \underline{\dot{\Delta}} - \left(S + \frac{\partial \Phi}{\partial T} \right) \dot{T} + \sum_{i=1}^3 \left(\mu_i - \frac{\partial \Phi}{\partial m_i} \right) \dot{m}_i - \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\alpha}} : \underline{\dot{\alpha}} + A\chi \geq 0 \quad (14)$$

Une hypothèse supplémentaire de découplage sur les dissipations $\Psi_1 + \Psi_3 + \Psi_4 \geq 0$ et $\Psi_2 \geq 0$ conduit de la même façon aux inégalités suivantes :

$$\left(\underline{\dot{\Pi}} - \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\Delta}}\right) : \underline{\dot{\Delta}} - \left(S + \frac{\partial \Phi}{\partial T}\right) \dot{T} + \sum_{i=1}^3 \left(\mu_i - \frac{\partial \Phi}{\partial m_i}\right) \dot{m}_i - \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\alpha}} : \underline{\dot{\alpha}} \geq 0 \quad (15a)$$

et

$$A\chi \geq 0 \quad (15b)$$

avec également :

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\alpha}} : \underline{\dot{\alpha}} \geq 0 \quad (16)$$

On introduit alors la définition d'un paramétrage normal relativement à une variable d'état donnée par Coussy (1991) :

"Un paramétrage est dit normal relativement à une variable d'état du système élémentaire si, dans les évolutions réelles du système élémentaire, on peut considérer des variations de la variable d'état en question indépendamment des variations des autres variables d'état du paramétrage".

Le paramétrage normal relativement à la température T consiste donc à supposer qu'il existe une variation dT indépendante des autres variations $d\underline{\Delta}$, dm_i ($i=1,2,3$) et $d\underline{\alpha}$ qui peuvent être alors prises égales à 0. L'inégalité (15a) devant être, dans ces conditions, toujours vérifiée et en admettant que l'entropie S est indépendante de la vitesse \dot{T} , on a alors l'équation d'état :

$$\left| \quad S = -\frac{\partial \Phi}{\partial T} \quad (17) \right.$$

En supposant d'une part un paramétrage normal pour les autres variables d'état $\underline{\Delta}$, m_i et $\underline{\alpha}$ et d'autre part une indépendance des grandeurs actuelles $\underline{\Pi}$ et μ_i vis-à-vis des vitesses $\underline{\dot{\Delta}}$, \dot{m}_i et $\underline{\dot{\alpha}}$, on obtient de la même façon les équations d'état suivantes :

$$\left| \quad \underline{\Pi} = \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\Delta}} \quad (18) ; \quad \mu_i = \frac{\partial \Phi}{\partial m_i} \quad (i=1,2,3) \quad (19a,b,c) \right.$$

Par conséquent, on associe aux cinq variables d'état $\underline{\Delta}$, T , m_i ($i=1,2,3$), les cinq "forces thermodynamiques" $\underline{\Pi}$, T et μ_i ($i=1,2,3$) via les équations d'état (17), (18) et (19a,b,c).

b- les lois de conduction

Outre l'inégalité (11), le second principe de la thermodynamique et le postulat d'état local permettent d'écrire :

$$-\frac{\underline{q}}{T} \underline{Grad} T + \sum_{i=1}^3 (-\underline{M}_i \underline{Grad} \mu_i - s_i \underline{M}_i \underline{Grad} T + \underline{M}_i \underline{F}) \geq 0 \quad (20)$$

Les lois de comportement supplémentaires, relatives aux processus de transfert (de chaleur et de masse) doivent satisfaire cette inégalité, afin d'obéir aux principes généraux de la thermodynamique. Ces lois portant sur les variables flux \underline{q} et \underline{M}_i peuvent être formulées à l'aide d'une approche purement phénoménologique. Une autre voie consiste à supposer une forme mathématique admissible avec l'inégalité (20) et à la vérifier *a posteriori* expérimentalement. Suivant cette seconde démarche, l'hypothèse du "mécanisme dissipatif normal" (Coussy, 1991) est alors utilisée :

Soit la forme de dissipation non négative suivante :

$$\Psi = \sum_i Q_i \text{Grad} X_i$$

Au flux Q_i , on associe la force thermodynamique $\text{Grad} X_i$.

Soit $D(Q_1, Q_2, \dots, Q_n)$ une fonction non négative et convexe de ses arguments telle que $D(0, 0, \dots, 0) = 0$. L'hypothèse de normalité du mécanisme de dissipation associé aux flux Q_i revient à stipuler l'existence d'un paramétrage et d'une telle fonction, telles que les relations complémentaires recherchées s'écrivent :

$$\text{Grad} X_i = \frac{\partial D}{\partial Q_i}$$

La fonction D reçoit le nom de potentiel de dissipation.

Ainsi, en supposant un mécanisme dissipatif normal pour les dissipations Ψ_3 et Ψ_4 , les forces thermodynamiques associées aux flux q/T and \underline{M}_i sont données par :

$$-\underline{\text{Grad}} T = \frac{\partial D}{\partial \frac{q}{T}} ; - [\underline{\text{Grad}} \mu_i + s_i \underline{\text{Grad}} T - \underline{F}] = \frac{\partial D}{\partial \underline{M}_i} \quad (31)$$

où $D(q/T, \underline{M}_1, \underline{M}_2)$ est le potentiel de dissipation lié à la dissipation $\Psi_3 + \Psi_4$. On peut prendre une forme quadratique, la plus simple, pour exprimer le potentiel D :

$$D = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \underline{M}_i \underline{k}_{ij}^{-1} \underline{M}_j + \sum_{i=1}^2 \underline{M}_i \underline{C}_i^i \frac{q}{T} + \frac{1}{2} \frac{q}{T} \underline{\lambda}^{-1} q \quad (32)$$

avec \underline{k} , \underline{C}_i et $\underline{\lambda}$ des tenseurs symétriques.

Si l'on néglige les effets couplés ($\underline{C}^k = 0$) et ($k_{ij} = 0 \text{ } i \neq j$), on retrouve les formes plus classiques :

$$q = -\underline{\lambda} \underline{\text{Grad}} T \quad (33) ; \underline{M}_i = -\underline{k}_{ii} [(\underline{\text{Grad}} \mu_i + s_i \underline{\text{Grad}} T - \underline{F})] \quad (i=1,2) \quad (34a,b)$$

On reconnaît l'équation (33), la loi de Fourier et l'équation (34), la loi de Fick (avec un terme de transport supplémentaire en $\underline{\text{Grad}} T$). Si les effets couplés ne sont pas négligés, on obtient :

$$q = -\underline{\lambda} \underline{\text{Grad}} T - \underline{\lambda} : \sum_{i=1}^2 \underline{C}_i^i \underline{M}_i \quad (35);$$

$$\underline{M}_i = -\underline{k}_{ii} [\underline{\text{Grad}} \mu_i + s_i \underline{\text{Grad}} T - \underline{F}] - \underline{k}_{ii} : \underline{C}_i^i \frac{q}{T} \quad (36)$$

De cette manière, le flux de chaleur est fonction des flux de transport de masse et réciproquement. Un résultat équivalent, établi par Hassanizadeh (1986) est obtenu en utilisant le formalisme de la Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI), étendu aux milieux poreux. Cette approche diffère au moins sur deux points de celle qui a été utilisée dans ce chapitre :

- a- Hassanizadeh suit deux étapes préliminaires : écriture des lois de conservation (masse, moment, énergie et entropie) à l'échelle microscopique puis par une technique d'homogénéisation, obtention des lois de conservation et des lois de comportement de chacune des phases à l'échelle macroscopique du VER ;

b- dans le formalisme du même auteur, d'un point de vue mécanique, la déformation de la matrice solide est négligée.

Le même raisonnement avec l'inégalité (15b) permet d'écrire une loi de cinétique chimique du premier ordre reliant la vitesse volumique d'avancement de la réaction à l'affinité de la réaction :

$$\chi = k_c A \quad (37)$$

k_c : constante de cinétique chimique.

3. CAS PARTICULIER D'UNE LINÉARISATION PHYSIQUE

3.1 Hypothèses

a. Un modèle macroscopique et linéaire

En premier lieu, on rappelle que l'approche utilisée est macroscopique : à cause de la perméabilité du milieu, les transferts en solution peuvent se produire sur des distances beaucoup plus grandes que le grain. Le système est donc ouvert. Néanmoins comme on le verra, les transports de masse en deçà du volume du système élémentaire, contrôlant les variables d'état macroscopique tels que la déformation ou la porosité peuvent être aussi pris en compte grâce à une approche micro-macro adéquate.

En second lieu, le modèle envisagé est linéaire car il repose sur deux linéarisations. La première est géométrique : on se place dans l'hypothèse des petites déformations. La géométrie du milieu considéré reste donc inchangée au cours de l'évolution. Cette linéarisation nous autorise à remplacer d'une part le tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff $\underline{\underline{\Pi}}$ par le tenseur des contraintes de Cauchy $\underline{\underline{\sigma}}$ et d'autre part, le tenseur de Green-Lagrange $\underline{\underline{\Delta}}$ par le tenseur des déformations élastiques $\underline{\underline{\varepsilon}}$ (pas de variable interne, $\underline{\underline{\alpha}}=0$). La déformation anélastique, symbolisée par le tenseur $\underline{\underline{\varepsilon}}^{inel}$ est introduite ultérieurement en considérant l'hypothèse de la partition des déformations :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^t = \underline{\underline{\varepsilon}} + \underline{\underline{\varepsilon}}^{inel}$$

où $\underline{\underline{\varepsilon}}^t$ est la déformation totale et $\underline{\underline{\varepsilon}}$ est la déformation élastique.

La deuxième linéarisation est physique : seules les petites variations (i.e. au premier ordre) des variables d'état sont prises en compte. Pour alléger les écritures, on considère des propriétés physiques isotropes.

b- Choix des variables d'état

On prend comme variables d'état : $\underline{\underline{\varepsilon}}$, la déformation élastique, T , la température, m , la masse de saumure (par unité de volume initial de milieu poreux) apportée au système élémentaire (on regroupe de cette manière, les variables apports de masse soluté m_2 et de solvant m_3), et ξ , la masse de sel (par unité de volume initial de milieu poreux) donnée uniquement par la réaction chimique de dissolution (ou cristallisation) entre la saumure et la matrice salifère à l'échelle du système élémentaire. Par conséquent, à la suite de la démarche du § 2, les lois de comportement à considérer sont :

a- la loi de comportement mécanique : $\underline{\underline{\sigma}} = \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}}$ (38)

$$b- \text{ la loi de comportement thermique : } S = -\frac{\partial \Phi}{\partial T} \quad (39)$$

$$c- \text{ la loi de comportement hydraulique (attachée à la saumure) : } g_m = \frac{\partial \Phi}{\partial m} \quad (40)$$

g_m étant l'enthalpie massique de la saumure

$$d- \text{ la loi de comportement associée à la cinétique chimique : } A = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (41)$$

$$\text{avec le paramétrage de la densité d'énergie libre : } \Phi = \Phi(\underline{\varepsilon}, T, m, \xi) \quad (42)$$

Ce choix des variables d'état permet ainsi d'intégrer dans le formalisme les deux cas limites: (1) le cas où n'existe pas de réaction chimique ($\xi=0$) et (2) le cas où le système élémentaire est fermé vis à vis du transport de saumure (perméabilité nulle, $m=\xi$).

c- Principe d'obtention des lois de comportement

Dans le cadre d'une modélisation linéaire, il existe *a priori* deux chemins pour parvenir à l'obtention des lois de comportement. Le premier consiste à prendre une forme quadratique des variables d'état pour la densité d'énergie libre Φ puis la dériver pour obtenir les lois recherchées. Ou au contraire, à partir de considérations physiques simples, les lois sont formulées puis intégrées afin d'obtenir la forme de Φ qui obéisse aux principes de la thermodynamique. C'est cette deuxième approche, plus physique que la première, que nous avons choisie. Dans une première étape, il s'agit donc de déterminer le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$, l'entropie du système S , l'enthalpie massique g_m et l'affinité chimique A .

3.2 Loi de comportement mécanique

Dans cette partie, seules les déformations élastiques sont considérées. Les déformations irréversibles sont introduites ultérieurement (§ 4.6)

Considérons le volume d'un système élémentaire Ω dans lequel se produit une interaction chimique saumure-roche. Dans ce système, le volume de la phase solide est noté V_s et le volume de la phase liquide, V_{fl} . Une réaction de dissolution ou de cristallisation à l'échelle du système est susceptible de produire une déformation volumique du système, consécutive au changement d'état (solide \leftrightarrow liquide) de la matière dissoute ou cristallisée.

Pour illustrer notre propos, soit dm_s une quantité infinitésimale de masse de sel (comptée positive) issue de la réaction chimique, une dissolution par exemple, dans le système Ω . La réaction amène le système Ω d'un état 1 à un état 2. La variation du volume total au cours de la transformation, dV s'écrit :

$$dV = (V_2^s + V_2^{fl}) - (V_1^s + V_1^{fl}) = dV^s + dV^{fl} \quad (43)$$

dV^s : variation de volume de la phase solide; dV^{fl} : variation de volume de la phase liquide; V_i^s : volume occupé par la phase solide à l'état i ($i=1,2$); V_i^{fl} : volume occupé par la phase liquide à l'état i ($i=1,2$).

La variation de volume de la phase solide, dV^s est donnée par :

$$dV^s = -\frac{dm_s}{\rho^s}$$

ρ^s : masse volumique du solide.

La variation de volume de la phase liquide, dV^{fl} :

$$dV^{fl} = m_1^{fl} \left(\frac{1}{\rho_2^{fl}} - \frac{1}{\rho_1^{fl}} \right) + \frac{dm_s}{\rho_2^{fl}}$$

ρ_i^{fl} : masse volumique du liquide à l'état i ($i=1,2$); m_1^{fl} : masse de liquide dans le système à l'état 1.

Le premier terme à droite de l'égalité traduit la variation de masse volumique du liquide au cours de la réaction. Cette variation due essentiellement à la réaction chimique est très faible. En effet, en utilisant les tables de l'ATG (1986), on constate qu'une variation de 10 % de la concentration massique induit un changement de 1 % de la masse volumique de saumure. On négligera donc cet effet dans la suite du chapitre.

Par conséquent, la variation relative du volume du système vérifie la relation suivante :

$$\frac{dV}{V} = \frac{dV^s}{V} + \frac{dV^{fl}}{V} = \left[\frac{1}{\rho^{fl}} - \frac{1}{\rho^s} \right] \xi \quad (44)$$

ξ : masse dm_s divisée par le volume du système ; $\rho^{fl} = \rho_2^{fl}$.

La grandeur ξ est comptée positive (resp. négative) lorsque la masse dm_s est ajoutée (resp. retirée) à celle de la saumure. Comme $\rho^s > \rho^{fl}$, on a alors $\frac{1}{\rho^s} < \frac{1}{\rho^{fl}}$. Ainsi, si la dissolution (resp. cristallisation) est prédominante à l'échelle de Ω , le volume du système V aura tendance à croître (resp. décroître).

Par conséquent, en extrapolant ce raisonnement à un système élémentaire de roche naturelle, on suppose qu'il existe une déformation volumique liée à la réaction chimique s'écrivant :

$$\varepsilon^{ch} = \alpha^c \xi \quad (45)$$

α^c : coefficient équivalent à une dilatation chimique.

Dans notre exemple très simple, le terme α^c est égal à la différence des inverses de masse volumique des deux phases. Néanmoins, on prendra soin de ne pas généraliser l'expression de ce coefficient à un milieu naturel tel qu'une roche salifère dont la teneur en halite est variable : la roche est certainement le siège de multiples réactions chimiques, le bilan des déformations volumiques des différentes phases est complexe.

En outre, on peut se demander si cette déformation d'origine chimique ne correspondrait pas à la déformation transitoire observée sur les essais de fluage lorsque l'échantillon est mis en contact avec de la saumure (Spiers *et al.*, 1986 ; Brodsky et Munson, 1991; Chen, 1994) ?

La façon la plus simple d'introduire le couplage mécano-chimique dans la loi de comportement est de considérer l'hypothèse de la partition des déformations (utilisée en petites déformations) :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^{ep} + \underline{\underline{\varepsilon}}^{th} + \underline{\underline{\varepsilon}}^{ch} \quad (46)$$

$$\text{ou } \underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1+\nu_o}{E_o} (\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{1}}) - \frac{\nu_o}{E_o} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{1}}) \underline{\underline{1}} + \frac{b}{K_o} \frac{P - P_o}{3} \underline{\underline{1}} + \alpha_o^t (T - T_o) \underline{\underline{1}} + \alpha_o^c \xi \underline{\underline{1}} \quad (47)$$

avec respectivement $\underline{\underline{\varepsilon}}^{ep}$ la déformation dite poro-élastique donnée par :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{ep} = \frac{1+\nu_o}{E_o} (\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{1}}) - \frac{\nu_o}{E_o} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{1}}) \underline{\underline{1}} + \frac{b}{K_o} \frac{P - P_o}{3} \underline{\underline{1}} \quad (48)$$

E_o : module d'Young drainé ($P=P_o$); ν_o : coefficient de Poisson drainé; P : pression de pores, P_o : pression de pores initiale.

$\underline{\underline{\varepsilon}}^{th}$, la déformation d'origine thermique :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{th} = \alpha_o^t (T - T_o) \underline{\underline{1}} \quad (49)$$

α_o^t : coefficient de dilatation thermique drainée.

$\underline{\underline{\varepsilon}}^{ch}$, la déformation d'origine chimique :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{ch} = \alpha_o^c \xi \underline{\underline{1}} \quad (50)$$

α_o^c : coefficient de dilatation chimique drainée (obtenue si $P=P_o$).

On vérifie que $\underline{\underline{\varepsilon}}^{ch}$ est la déformation de l'échantillon, libre de contrainte dans des conditions isothermes et drainées ($P=P_o$).

En inversant la relation (47), on obtient la loi de comportement mécanique exprimée de la façon suivante :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sigma_o \underline{\underline{1}} + (K_o - \frac{2}{3} \mu) \underline{\underline{\varepsilon}} + 2\mu \underline{\underline{\varepsilon}} - b(P - P_o) \underline{\underline{1}} - \alpha_o^c K_o (T - T_o) \underline{\underline{1}} - K_o \alpha_o^c \xi \underline{\underline{1}} \quad (51)$$

Le terme $\alpha_o^c K_o \xi$ représente la contrainte à exercer au système lorsqu'une réaction chimique se produit dans une expérience isotherme, en maintenant constante la pression de pores ($P=P_o$) et la déformation ($\underline{\underline{\varepsilon}}=0$).

Par ailleurs, la loi de comportement mécanique s'écrit à l'aide de la théorie de la poro-élasticité de la manière suivante (Coussy, 1991) :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sigma_o \underline{\underline{1}} + (K - \frac{2}{3} \mu) \underline{\underline{\varepsilon}} + 2\mu \underline{\underline{\varepsilon}} - bM \frac{m}{\rho_o^{fl}} \underline{\underline{1}} - \alpha^t K (T - T_o) \underline{\underline{1}} \quad (52)$$

m : apport de masse totale de saumure.

3.3 Loi de comportement hydraulique

Une façon simple d'établir la loi de comportement dite hydraulique (associée à la pression de pores) est d'imaginer une transformation isotherme, sans apport extérieur de masse de saumure, et en bloquant la déformation ($\underline{\underline{\varepsilon}}=0$). L'identification des deux formes de la loi de comportement mécanique (47) et (52) permet d'obtenir :

$$\left. \begin{aligned} \underline{\underline{\sigma}} &= \sigma_o \underline{\underline{l}} - b \frac{M}{\rho_o^{fl}} \xi \underline{\underline{l}} \\ \underline{\underline{\sigma}} &= \sigma_o \underline{\underline{l}} - b(P - P_o) \underline{\underline{l}} - K_o \alpha_o^c \xi \underline{\underline{l}} \end{aligned} \right\} \Rightarrow P - P_o = -\frac{\alpha_o^c K_o}{b} \xi + \frac{M}{\rho_o^{fl}} \xi$$

Cette relation exprime la variation de pression de pores consécutive à la seule réaction chimique, pour la transformation envisagée. Dans le cas général, cette contribution s'ajoute linéairement aux effets du chargement thermo-hydro-mécanique. On a alors :

$$P - P_o = M(-b \text{tr} \underline{\underline{\epsilon}} + \frac{m^{ext}}{\rho_o^{fl}}) + \frac{\alpha^t K - \alpha_o^t K_o}{b} (T - T_o) - \frac{\alpha_o^c K_o}{b} \xi + M \frac{\xi}{\rho_o^{fl}} \quad (53)$$

ρ_o^{fl} : masse volumique de la saumure; m^{ext} : apport de masse hors réaction chimique.

Ou encore en introduisant la variable m , apport total de masse de saumure :

$$P - P_o = M(-b \text{tr} \underline{\underline{\epsilon}} + \frac{m}{\rho_o^{fl}}) + \frac{\alpha^t K - \alpha_o^t K_o}{b} (T - T_o) - \frac{\alpha_o^c K_o}{b} \xi \quad (54)$$

Afin d'établir ultérieurement l'expression de la densité d'énergie libre Φ , développons la densité d'enthalpie massique g_m au premier ordre :

$$g_m = g_m^o + \frac{1}{\rho_o^{fl}} (P - P_o) + (-s_m^o)(T - T_o) + \mu_s^o (\chi - \chi_o) \quad (55)$$

$-s_m^o$: entropie massique de la saumure dans l'état de référence. μ_s^o : potentiel chimique massique du soluté dans l'état de référence. χ : concentration massique de soluté.

Le terme $\mu_s^o (\chi - \chi_o)$ constitue une contribution liée à l'apport (ou cession) de masse de sel par la réaction chimique ou par transport diffusif depuis les systèmes élémentaires contigus. En prenant une forme linéaire :

$$\mu_s^o (\chi - \chi_o) = \mu_s^o F_m \frac{m}{\phi_o \rho_o^{fl}} \quad (56)$$

F_m : coefficient de proportionnalité; ϕ_o : porosité initiale.

En remplaçant les relations (54) et (56) dans l'expression (55) de g_m , on obtient :

$$\begin{aligned} g_m = g_m^o &- b \frac{M}{\rho_o^{fl}} \text{tr} \underline{\underline{\epsilon}} + \frac{M}{\rho_o^{fl}} \left(\frac{1}{\rho_o^{fl}} + \frac{F_m}{\phi_o \rho_o^{fl}} \right) m + \\ &+ \left[(-s_m^o) - \frac{\alpha_o^t K_o}{b} \right] (T - T_o) - \frac{\alpha_o^c K_o}{b} \xi \end{aligned} \quad (57)$$

3.4 Loi de comportement thermique

Il s'agit d'établir une relation linéaire de l'entropie de système S en fonction des variables d'état. Dans un milieu poreux, considérons une nouvelle fois une transformation isotherme ($T=T_o$) et à déformation bloquée ($\underline{\underline{\epsilon}}=0$) du système élémentaire fermé volontairement. L'entropie qu'apporte la réaction chimique s'écrit alors :

$$dS = \frac{\mathfrak{R}}{T_o} \xi \quad (58)$$

\mathfrak{R} : chaleur de réaction non drainé.

Cette variation d'entropie s'ajoute aux contributions des autres variables d'état :

$$S = S_o + C_\varepsilon \frac{m_o}{T_o} (T - T_o) + \alpha^t K \text{tr} \underline{\underline{\varepsilon}} + m s_m^o - \frac{Lm}{T_o} + \frac{\mathfrak{R}}{T_o} \xi \quad (59)$$

C_ε : chaleur spécifique du système à déformation constante; m_o : apport initial de saumure hors réaction chimique; L : chaleur latente par unité de masse de saumure apportée pour maintenir la température constante dans une expérience isotherme et à déformation constante.

3.5 Détermination du potentiel thermodynamique Φ

Dans le cadre d'une théorie linéaire, pour que les lois de comportement établies obéissent aux principes de la thermodynamique, il convient de vérifier qu'elles dérivent d'une forme quadratique de la densité d'énergie Φ . Prenons donc la forme suivante :

$$\begin{aligned} \Phi = & \Phi_o + \underline{\underline{\varepsilon}} : \underline{\underline{A}}_{11} : \underline{\underline{\varepsilon}} + A_{22}(T - T_o)^2 + A_{33}m^2 + A_{44}\xi^2 + \\ & + A_{11}\text{tr} \underline{\underline{\varepsilon}} + A_2(T - T_o) + A_3m + A_4\xi + A_{12}\text{tr} \underline{\underline{\varepsilon}}(T - T_o) + A_{13}\text{tr} \underline{\underline{\varepsilon}}m + \\ & + A_{14}\text{tr} \underline{\underline{\varepsilon}}\xi + A_{23}(T - T_o)m + A_{24}m\xi + A_{25}(T - T_o)\xi \end{aligned} \quad (60)$$

Avec la loi de comportement mécanique (52), on utilise la relation suivante :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}}$$

à l'aide de laquelle on identifie :

$$\underline{\underline{A}}_{11} = \frac{1}{2} \underline{\underline{C}}; A_1 = \sigma_o; A_{12} = -\alpha^t K; A_{13} = -b \frac{M}{\rho_o}; A_{14} = 0 \quad (61)$$

$\underline{\underline{C}}$: tenseur d'élasticité non drainé.

Avec la loi de comportement (57), la relation suivante : $g_m = \frac{\partial \Phi}{\partial m}$ est employée pour identifier les coefficients :

$$\begin{aligned} A_{33} = & \frac{1}{2} \frac{M}{\rho_o} \left(\frac{1}{\rho_o} + \frac{F_m}{\phi_o \rho_o} \right); A_3 = g_m^o; A_{13} = -b \frac{M}{\rho_o}; A_{23} = \left[(-s_m^o) + \frac{\alpha^t K - \alpha_o^t K_o}{b} \right]; \\ A_{24} = & -\frac{\alpha_o^c K_o}{b} \end{aligned} \quad (62)$$

La loi de comportement thermique (59) et la relation $S = -\frac{\partial \Phi}{\partial T}$ conduisent à :

$$A_{24} = \frac{1}{2} C_\varepsilon \frac{m_o}{T_o}; A_2 = -S_o; A_{12} = -\alpha^t K; A_{23} = -s_m^o + \frac{L}{T_o}; A_{25} = -\frac{\mathfrak{R}}{T_o} \quad (63)$$

L'identification du coefficient A_{23} dans (62) et (63) permet d'établir une relation entre la chaleur latente L et les différents coefficients de dilatation thermique :

$$L = \frac{T_o}{\rho_o^{fl}} \left[\frac{\alpha^t K^t - \alpha_o^t K_o^t}{b} \right] \quad (64)$$

Si la loi de comportement chimique ($A = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}$) dérive bien de la forme quadratique (60), on a alors :

$$A_4 = A_o ; \quad A_{44} = \frac{1}{2} \frac{\partial A}{\partial \xi} \Big|_{T, \underline{\xi}, m} \quad (65)$$

avec le développement de l'affinité A suivant :

$$A = A_o + \frac{\partial A}{\partial \xi} \Big|_{T, \underline{\xi}, m} \xi - \frac{\mathfrak{R}}{T_o} (T - T_o) - \frac{\alpha_o^c K_o}{b} m \quad (66)$$

Cette relation appelle deux commentaires :

(1) la loi (66) suppose implicitement que la vitesse de réaction durant la transformation qui amène le système d'un état indicé 0 à l'état actuel, est constante (en effet, le temps n'intervient pas);

(2) on constate que la cinétique chimique est couplée à l'apport de masse ($-\frac{\alpha_o^c K_o}{b} m$).

4. ÉCRITURE DES ÉQUATIONS D'ÉVOLUTION DES GRANDEURS D'ÉTAT

Après avoir obtenu les lois de comportement thermodynamiquement admissibles dans le cadre d'une théorie linéaire, il s'agit d'utiliser les principes de conservation et les lois de transport afin d'établir les équations locales d'évolutions des variables d'état (ou mieux de grandeurs d'état mesurables). Dans un calcul de structures, ce sont ces équations d'évolution qui doivent être résolues pour quantifier les grandeurs d'état en tout point de la structure et à chaque instant.

4.1 Équation d'évolution hydraulique

Afin d'établir l'équation d'évolution hydraulique, on isole l'apport de masse de saumure m dans la loi de comportement hydraulique (54) :

$$\frac{m}{\rho_o^{fl}} = \frac{1}{M} (P - P_o) + b \operatorname{tr} \underline{\underline{\xi}} - \frac{\alpha^t K - \alpha_o^t K_o}{Mb} (T - T_o) + \frac{\alpha_o^c K_o}{Mb} \xi \quad (67)$$

La conservation de la masse de saumure s'écrit :

$$\dot{m} = - \operatorname{Div} \underline{\underline{M}} + \dot{\xi} \quad (68)$$

$\dot{\xi}$: l'apport de masse due à la réaction par unité de temps.

$\underline{\underline{M}}$: le flux de masse de saumure, ici supposé obéir à la loi de Darcy :

$$\underline{M} = -\rho_o^f \frac{k}{\eta} \underline{\text{grad}P} \quad (69)$$

ou encore à la suite du § 2.5.b; dans un cadre plus général et en prenant en compte simultanément tous les gradients :

$$\underline{M} = -\rho_o^f \frac{k}{\eta} \underline{\text{grad}P} - K_c^p \underline{\text{grad}C} - K_t^p \underline{\text{grad}T}$$

En remplaçant les relations (67) et (69) dans (68), on obtient l'équation d'évolution hydraulique, en tenant compte de (64) :

$$\frac{1}{M} \dot{P} + b \text{tr} \underline{\underline{\epsilon}} - \frac{(\rho_o^f)^2 L}{M T_o} \dot{T} + \left(-1 + \frac{\alpha_o^c K_o}{M b}\right) \dot{\xi} = \text{Div} \left(\frac{k}{\eta} \underline{\text{grad}P} \right) \quad (70a)$$

ou encore en tenant compte des termes de couplage dans la loi de Darcy :

$$\frac{1}{M} \dot{P} + b \text{tr} \underline{\underline{\epsilon}} + \left(1 - \frac{(\rho_o^f)^2 L}{M T_o}\right) \dot{T} + \left(-1 + \frac{\alpha_o^c K_o}{M b}\right) \dot{\xi} = \text{Div} \left(\frac{k}{\eta} \underline{\text{grad}P} + \frac{K_c^p}{\rho_o^f} \underline{\text{grad}C} + \frac{K_t^p}{\rho_o^f} \underline{\text{grad}T} \right) \quad (70b)$$

4.2 Équation d'évolution de la masse de soluté

Soit dans le système élémentaire Ω , une solution saline occupant le volume V_p à la concentration volumique C . La masse de sel en solution dans le volume du système vérifie:

$$M_I = C V_p \quad (71)$$

En différenciant, en linéarisant, puis en divisant par le volume initiale du système, V_o , on obtient alors une expression de m_I , apport de masse de sel en solution par unité de volume initial au cours d'une transformation quelconque :

$$m_I = C_o \phi_o \frac{dV_p}{V_p} + \phi_o dC \quad (72)$$

ϕ_o : porosité connectée initiale; C_o ; concentration volumique initiale.

La variation de volume de pores ou du fluide (puisque le milieu est saturé) a déjà été donnée pour une transformation isotherme (Marsily, 1986; ou Charlez, 1991). Si on ajoute un terme d'origine chimique supplémentaire, on a alors :

$$\frac{dV^p}{V^p} = \frac{b}{\phi_o K_o} d\sigma + \left(\frac{b}{\phi_o K_o} - \frac{1}{K_s} \right) dP + \alpha'_f dT + \left(\frac{dV^p}{V^p} \right)^{ch} \quad (73)$$

$d\sigma$: variation de la contrainte moyenne par rapport à un état de référence donné. dP : variation de la pression de pores; K_o : module de la compressibilité drainée; ϕ_o : porosité initiale; dT : variation de température ; α'_f : coefficient de dilatation volumique de la saumure.

Afin de faire apparaître la déformation du système (matrice + pores vides de fluide), on écrit la loi de comportement mécanique (48), après en avoir pris la trace :

$$d\sigma = K_o \varepsilon - b dP - \alpha_o^t K_o dT - \alpha_o^c K_o \xi \quad (74)$$

En remplaçant (74) dans (73) :

$$\frac{dV^P}{V^P} = \frac{b}{\phi_o} \varepsilon + \left(\frac{b - \phi_o}{\phi_o K_o} \right) dP + \left(\alpha_{fl}^t - \frac{\alpha_o^t}{\phi_o} \right) dT - \frac{b}{\phi_o} \varepsilon^{ch} + \left(\frac{dV^P}{V^P} \right)^{ch} \quad (75)$$

En considérant de nouveau les relations :

$$\varepsilon^{ch} = \alpha_o^c \xi \quad \text{et} \quad \left(\frac{dV^P}{V^P} \right)^{ch} = \alpha_{fl}^c dC$$

avec la relation (75), l'équation (72) peut se réécrire :

$$m_I = C_o b \varepsilon + C_o \left(\frac{b - \phi_o}{K_o} \right) dP + C_o (\phi_o \alpha_{fl}^t - \alpha_o^t) dT - C_o b \alpha_o^c \xi + \phi_o (1 + C_o \alpha_{fl}^c) dC \quad (76)$$

La conservation de la masse de sel en solution s'écrit :

$$\dot{m}_I = - \text{Div} \underline{M}_I + \dot{\xi} \quad (77)$$

\underline{M}_I : le flux de masse de sel en solution donné par (Marsily, 1986) :

$$\underline{M}_I = - \underline{D} \text{grad} C + \underline{C} \underline{U} \quad (78)$$

D : le coefficient de dispersion cinématique; \underline{U} : la vitesse de Darcy (\underline{M}/ρ^{fl} voir 69).

ou encore à la suite du § 2.5.b; dans un cadre plus général et en prenant en compte simultanément tous les gradients :

$$\underline{M}_I = - \underline{D} \text{grad} C + \underline{C} \underline{U} - K_t^c \text{grad} T$$

En remplaçant (78) et (76) dans (77), on obtient la loi d'évolution recherchée :

$$\begin{aligned} & \phi_o (1 + C_o \alpha_{fl}^c) \dot{C} + C_o b \dot{\varepsilon} + C_o \left(\frac{b - \phi_o}{K_o} \right) \dot{P} + C_o (\phi_o \alpha_{fl}^t - \alpha_o^t) \dot{T} \\ & = \text{Div} \left(\underline{D} \text{grad} C - \underbrace{\underline{C} \underline{U}}_{\text{terme convectif}} \right) + (1 + C_o b \alpha_o^c) \dot{\xi} \end{aligned} \quad (79a)$$

ou encore avec les termes de couplages dans la loi de transport :

$$\begin{aligned} & \phi_o (1 + C_o \alpha_{fl}^c) \dot{C} + C_o b \dot{\varepsilon} + C_o \left(\frac{b - \phi_o}{K_o} \right) \dot{P} + C_o (\phi_o \alpha_{fl}^t - \alpha_o^t) \dot{T} \\ & = \text{Div} \left(\underline{D} \text{grad} C - \underbrace{\underline{C} \underline{U}}_{\text{terme convectif}} + K_t^c \text{grad} T \right) + (1 + C_o b \alpha_o^c) \dot{\xi} \end{aligned} \quad (79b)$$

4.3 Équation d'évolution de la température

La première étape consiste à écrire l'équation de conservation de l'énergie et la dissipation intrinsèque pour les variables d'état choisies :

conservation d'énergie :

$$\dot{e} = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} - \text{Div}(h_m \underline{\underline{M}}) + R - \text{Div} \underline{\underline{q}}$$

e : densité d'énergie; h_m : enthalpie massique; R : source interne d'énergie négligée dans la suite; q : flux de chaleur apporté par conduction. Les forces de volume ne sont pas pris en compte.

dissipation intrinsèque :

$$\Psi_I = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} - \dot{S}T - \dot{\Phi} + g_m \dot{m} + A\chi$$

En isolant la dissipation mécanique $\underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}$ dans l'expression de la dissipation intrinsèque et en la substituant dans l'expression de la conservation de l'énergie, une forme générale de la conservation de la chaleur peut être obtenue :

$$\underbrace{T_o \text{Div}[\underline{\underline{M}} s_m]}_{\text{Apport convectif d'entropie}} + \underbrace{\dot{S}T_o}_{\text{Variation d'entropie du matériau poreux}} + \text{Div} \underline{\underline{q}} = \psi \quad (80)$$

Le terme de droite de l'égalité représente l'énergie dissipée par chaleur à cause d'irréversibilités d'origine plastique ou chimique ou encore associée aux forces visqueuses du mouvement du fluide. En pratique, elle est souvent négligée devant l'apport des termes à gauche du signe égal.

En remplaçant dans (80), la loi de comportement thermique (59), en utilisant la conservation de la masse de saumure (68) et la loi de Fourier, l'équation d'évolution de la température s'écrit :

$$(m_o C_\epsilon + \frac{\rho_o^{fl} L^2}{\eta T_o}) \dot{T} + (\alpha K T - L \rho_o^{fl} b) \dot{\epsilon} - \frac{\rho_o^{fl} L}{M} \dot{P} + \frac{\mathfrak{R}}{T_o} \dot{\xi} = \text{Div}(\lambda \underline{\underline{\text{grad}}} T - \underbrace{\rho_o^{fl} c^{fl} \underline{\underline{U}}}_{\text{terme convectif}}) \quad (81a)$$

c^{fl} : capacité calorifique du fluide.

ou encore en introduisant les termes de couplage dans la loi de Fourier :

$$(m_o C_\epsilon + \frac{\rho_o^{fl} L^2}{\eta T_o}) \dot{T} + (\alpha K T - L \rho_o^{fl} b) \dot{\epsilon} - \frac{\rho_o^{fl} L}{M} \dot{P} + \frac{\mathfrak{R}}{T_o} \dot{\xi} = \text{Div}(\lambda \underline{\underline{\text{grad}}} T + K_p^t \underline{\underline{\text{grad}}} T + K_c^t \underline{\underline{\text{grad}}} P - \underbrace{\rho_o^{fl} c^{fl} \underline{\underline{U}}}_{\text{terme convectif}}) \quad (81b)$$

4.4 Équation de Navier

L'équilibre mécanique se traduit par l'équation :

$$\text{Div}(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_o) + m \underline{\underline{F}} = 0 \quad (82)$$

$\underline{\underline{F}}$: efforts massique (dûs en général à la pesanteur).

L'inconnue mécanique que nous avons choisie est le champs de déplacement $\underline{\underline{u}}$. En utilisant la décomposition du tenseur des déformations en fonction de $\underline{\underline{u}}$ et la loi de comportement mécanique (5) rappelée ci-dessous :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sigma_o \underline{\underline{1}} + (K_o - \frac{2}{3} \mu) \underline{\underline{\epsilon}} + 2\mu \underline{\underline{\epsilon}} - b(P - P_o) \underline{\underline{1}} - \alpha_o^c K_o (T - T_o) \underline{\underline{1}} - K_o \alpha_o^c \underline{\underline{\xi}} \underline{\underline{1}}$$

On obtient l'équation dite de Navier :

$$\begin{aligned} & \left(K_o + \frac{4}{3}\mu \right) \underline{\text{grad}}(\underline{\text{div}}\underline{u}) - \mu \underline{\text{rot}}(\underline{\text{rot}}\underline{u}) - b \underline{\text{grad}}(P - P_o) \\ & - 3\alpha_o^t K_o \underline{\text{grad}}(T - T_o) - 3\alpha_o^c K_o \underline{\text{grad}}\xi + m\underline{F} = 0 \end{aligned} \quad (83)$$

4.5 Équation de cinétique chimique

Pour compléter l'ensemble des équations d'évolution, il manque finalement une équation de cinétique chimique relative à la variable apport de masse de sel de la solution par unité de volume initial de milieu poreux ξ . Celle établie en (66) est peu exploitable : elle introduit des paramètres difficilement quantifiables. On a donc recours à une loi plus simple qui a le mérite d'être utilisée en pratique. La vitesse de dissolution (ou de cristallisation) d'une quantité de sel m_s (James, 1992) s'écrit :

$$\frac{dm_s}{dt} = K_c S (C_s - C)$$

K_c : vitesse de dissolution (m.s^{-1}); S : surface du cristal en contact avec la solution saline (m^2); $C_s - C$: sous-concentration volumique en supposant une cinétique chimique du premier ordre, ce qui est le cas pour la réaction de dissolution du chlorure de sodium (Davion, 1953), C_s : solubilité de la solution saline (kg.m^{-3}).

Cette équation se généralise en terme de concentration volumique de la façon suivante :

$$\frac{dC}{dt} = K_c \frac{S}{V} (C_s - C) \quad (84)$$

S/V : rapport de la surface du cristal mis en contact avec la solution rapportée au volume de solution (m^{-1}).

En introduisant la variable ξ , l'équation (84) se réécrit dans le cas d'une dissolution :

$$\dot{\xi} = \phi_o \frac{S}{V} K_c (C_s - C) \quad (85)$$

Ce terme est positif dans le cas d'une sous-saturation ($C_s > C$) de la solution provoquant alors une dissolution et un apport de masse en solution. Dans le cas d'une sursaturation ($C_s < C$), le coefficient de cinétique K_c se trouve changé ; la solution cède alors de la masse à la phase solide.

4.6 Récapitulation

En introduisant l'équation de cinétique chimique (85) dans les équations d'évolution (70), (79), (81), et (83), on obtient le système de 4 équations (3 scalaires et 1 vectorielle) à 4 inconnues P , T , C et \underline{u} :

Équation d'évolution hydraulique :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{M} \dot{P} + b\dot{\varepsilon} - \frac{(\rho_o^{fl})^2 L}{M T_o} \dot{T} + \left(-1 + \frac{\alpha_o^c K_o}{M b}\right) \phi_o \frac{S}{V} K_c (C_s - C) \\ & = \text{Div} \left(\frac{k}{\eta} \underline{\text{grad}}P + \frac{K_c^P}{\rho_o^{fl}} \underline{\text{grad}}C + \frac{K_t^P}{\rho_o^{fl}} \underline{\text{grad}}T \right) \end{aligned} \quad (86)$$

Équation d'évolution de la masse de soluté

$$\begin{aligned} \phi_o(1+C_o\alpha_{fl}^c)\dot{C} + C_o b\dot{\varepsilon} + C_o\left(\frac{b-\phi_o}{K_o}\right)\dot{P} + C_o(\phi_o\alpha_{fl}^t - \alpha_o^t)\dot{T} \\ = \text{Div}(\underline{DgradC} - \underbrace{\underline{CU}}_{\text{terme convectif}} + K_i^c \underline{gradT}) + (1+C_o b\alpha_o^c)\phi_o \frac{S}{V} K_c(C_s - C) \end{aligned} \quad (87)$$

Équation d'évolution de la température

$$\begin{aligned} (m_o C_\varepsilon + \frac{\rho_o^{fl} L^2}{\eta T_o})\dot{T} + (\alpha_{KT} - L\rho_o^{fl} b)\dot{\varepsilon} - \frac{\rho_o^{fl} L}{M}\dot{P} + \frac{\mathfrak{R}}{T_o}\phi_o \frac{S}{V} K_c(C_s - C) \\ = \text{Div}(\lambda \underline{gradT} + K_c^t \underline{gradC} + K_c^t \underline{gradT} - \rho_o^{fl} c^{\Xi} \frac{k}{\eta} \underline{gradP}) \end{aligned} \quad (88)$$

Équations de Navier

$$\left(K_o + \frac{4}{3}\mu\right) \underline{grad}(\text{div}\underline{u}) - \mu \underline{rot}(\underline{rot}\underline{u}) - b \underline{grad}\dot{P} - 3\alpha_o^t K_o \underline{grad}\dot{T} - 3\alpha_o^c K_o \underline{grad}(\phi_o \frac{S}{V} K_c(C_s - C)) + m \underline{F} = 0 \quad (89)$$

NB : Lorsque les efforts massiques \underline{F} ne sont pas négligeables, on pourra remplacer la dérivée \dot{m} par son expression (67).

Nomenclature :

α_o^t : coefficient de dilatation thermique drainée;
 α_o^c : coefficient de dilatation chimique drainée;
 α_{fl}^c : coefficient de dilatation chimique de la phase liquide ;
 α_{fl}^t : coefficient de dilatation thermique de la phase fluide ;
 b : coefficient de Biot ;
 $C_s - C$: sous-concentration volumique ;
 c^{Ξ} : capacité calorifique du fluide.
 $\underline{\varepsilon}$: tenseur des déformations élastiques;
 ε : trace du tenseur $\underline{\varepsilon}$;
 ϕ : porosité;
 η : viscosité dynamique ;
 k : perméabilité intrinsèque ;
 K_o : module de compressibilité drainé ;

K_c : vitesse de dissolution;
 K_b^a : coefficient de couplage du terme en $\underline{grad}b$ attachée à la loi de conduction sur la variable d'état a ;
 λ : conductivité thermique ;
 L : chaleur latente par unité de masse de saumure apportée pour maintenir la température constante dans une expérience isotherme et à déformation constante.
 μ : module de cisaillement,
 m : apport de masse de saumure;
 M : module de Biot;
 P : pression du fluide;
 ρ_o^{fl} : masse volumique du fluide;
 \mathfrak{R} : chaleur de réaction non drainé.
 S/V : rapport de la surface de la solution mis en contact avec la solution rapportée au volume de solution ;
 σ_o : contrainte initiale;
 T : température;

L'indice 0 désigne l'état initial dans lequel se trouvent les variables d'état.

4.7 Prise en compte des non linéarités fondamentales

A la lumière de l'étude bibliographique du chapitre I, les non linéarités qui doivent être prises en compte portent sur les propriétés visqueuses du sel et sur la perméabilité.

a-Cas du comportement mécanique non linéaire

La déformation inélastique $\underline{\underline{\varepsilon}}^{inel}$ est introduite par l'hypothèse de la partition des déformations :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^t = \underline{\underline{\varepsilon}} + \underline{\underline{\varepsilon}}^{inel}$$

où $\underline{\underline{\varepsilon}}^t$ est la déformation totale. Il suffit alors de remplacer dans les lois de comportement le tenseur $\underline{\underline{\varepsilon}}$ par $\underline{\underline{\varepsilon}}^t - \underline{\underline{\varepsilon}}^{inel}$. Le tenseur inélastique est obtenu lui par un modèle suivant la nature de la déformation inélastique (déformation plastique, endommagement, déformation par dissolution-cristallisation etc..).

Cette approche est nécessaire lorsqu'une déformation macroscopique est contrôlée par des processus en deçà de la taille du VER. Cette situation est rencontrée dans le cas de la déformation par dissolution-cristallisation contrôlée par des transferts par diffusion en solution à l'échelle du grain (voir § 2.1 du chapitre II). A titre d'illustration, donnons une relation de la forme suivante proposée par Gratier (1983):

$$\dot{\varepsilon}_{vp} = \alpha D_m \bar{c} V_s \frac{\Delta\sigma_n}{RTd^3}$$

$\dot{\varepsilon}_{vp}$: vitesse de déformation viscoplastique ; D_m : coefficient de diffusion des substances dissoutes en solution; α : coefficient qui dépend de la forme des grains et de la répartition des contraintes (pour la calcite, l'auteur choisit $\alpha = 32$); $\bar{c} = cV_1$: concentration du solide en solution exprimée en rapport volumique; V_s : volume molaire du sel; V_1 : volume molaire en solution du soluté; $\Delta\sigma_n$: différence de contrainte normale entre les zones de dissolution et les zones de cristallisation (en pratique, le déviateur de contrainte); d : taille moyenne des grains;

b- Prise en compte des non linéarités de la perméabilité :

On a pu voir dans l'étude bibliographique que la perméabilité était susceptible d'évoluer dans les deux cas suivants :

a- lorsque la roche s'endommage consécutivement à un chargement mécanique déviatorique. Peach (1991) a pu trouver expérimentalement au cours d'essais triaxiaux une relation de la forme suivante :

$$k = \left(\frac{\Delta V}{V} \right)^n$$

avec $n > 4$ lorsque les déformations de l'échantillon sont inférieures à 0,2 %, $n < 1$ sinon. Les résultats expérimentaux de Peach auraient pu être interprétés différemment en attribuant l'évolution de la perméabilité à d'autres paramètres mécaniques, la distorsion irréversible par exemple ou le travail des déformations irréversibles déviatoriques ou volumiques. La relation ci-dessus est donc indicative et mérite d'être précisée par des études complémentaires.

b- lorsque la roche est saturée de saumure. Un changement de la solubilité par variation de pression et/ou de température et le processus de "cicatrisation" sous contrainte peuvent engendrer des phénomènes de dissolution-cristallisation colmatant le réseau connecté. Ces effets seront examinés dans le chapitre V.

5. ESTIMATION DES TEMPS CARACTÉRISTIQUES

Les équations d'évolution des grandeurs d'état ne peuvent être résolues d'une manière simple et on peut se demander dans quelles conditions, il devient possible de découpler un ou plusieurs processus de transfert (chaleur, masse de soluté ou masse fluide). Pour cela, une approche simple consiste à estimer et ensuite comparer les temps caractéristiques attachés à chacun de ces processus. Or, ces temps dépendent tout autant de la loi de comportement que de la structure et ne peuvent être évalués précisément dans le cas général. Un calcul d'ordre de grandeur est cependant possible. Cette démarche est mise en oeuvre dans le cas du sel gemme en écrivant les équations unidimensionnelles de transfert de masse et de chaleur sur un élément de volume du matériau poreux, représentant un VER. Par conséquent, cette discussion ne s'intéressera pas aux phénomènes locaux en deçà du VER. Par ailleurs, les termes apportés d'une part par la déformation chimique puisque non quantifiables et d'autre part par les termes croisés de couplage dans les lois de conduction, ne sont pas pris en compte.

a- l'équation unidimensionnelle de transfert de masse de soluté est donnée pour un sel ayant la porosité constante ϕ :

$$D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - U \frac{\partial C}{\partial x} = \phi \frac{\partial C}{\partial t} + \phi K_c \frac{A}{V} C$$

C : concentration en sel de la solution (g.l^{-1}) D : coefficient de diffusion de sel en solution dans le milieu poreux ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), Dans le cas de milieu très faiblement perméable, ce coefficient prend une valeur très proche de $10^{-10} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$; U : vitesse de Darcy ($\text{m}.\text{s}^{-1}$), K_c : constante de cinétique chimique proche de $10^{-5} \text{ m}.\text{s}^{-1}$ dans le cas d'une dissolution; les données d'Harano et al. (1993) suggèrent que les constantes de cristallisation pour un sel sans impuretés sont aussi du même ordre de grandeur ; A/V : rapport de la surface de grains mis en contact avec la solution par unité de volume de solution (en m^{-1}). Ce paramètre peut être estimé par des modèles géométriques de milieux poreux simple. Pour une distribution isotrope de microfissures, $A/V = 2/\bar{w}$ où \bar{w} est l'ouverture moyenne des microfissures prise égale à 10^{-6} m .

L'écriture de l'équation précédente implique que le Volume Élémentaire Représentatif (VER) du sel sur lequel on écrit l'équation de conservation de la masse de sel constitue un système ouvert. Cette hypothèse est discutable pour un sel sain pour lequel l'existence d'une porosité connectée n'est pas prouvée.

On peut mettre en évidence trois temps caractéristiques attachés respectivement à la diffusion de masse, à la convection et à la réaction chimique dont on trouvera l'expression et une estimation grossière dans le tableau ci-dessous.

La valeur de la vitesse de Darcy de $10^{-13} \text{ m}.\text{s}^{-1}$ est calculée arbitrairement pour une perméabilité de 10^{-20} m^2 et un gradient hydraulique de $10^{-2} \text{ MPa}.\text{m}^{-1}$ correspondant au gradient hydrostatique. Ce n'est qu'une valeur indicative et dépend bien sûr du problème hydraulique posé.

Diffusion	Convection	Réaction
$\tau_D = \frac{L^2 \phi}{D}$	$\tau_c = \frac{L \phi}{U}$	$\tau_R = \frac{L}{K_c A} V$
3 ans en prenant $L=1$ mètre (étude du champs proche d'un stockage) et $\phi=1\%$	3000 ans (en prenant $U=10^{-13} \text{ m}.\text{s}^{-1}$; $L=1 \text{ m}$ et $\phi=1\%$)	10 s

En comparant ces temps caractéristiques, on constate que la réaction chimique est extrêmement rapide vis-à-vis de des autres processus de transfert de masse de soluté.

b- En l'absence de couplages thermo-mécaniques, l'équation de transfert de chaleur s'écrit :

$$D_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - U \frac{(\rho c)^{fl}}{\rho c} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{(-\Delta H)}{\rho c} \zeta$$

D_T : coefficient de diffusivité thermique du sel égale à $3.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$; ρ : masse volumique du sel ($\approx 2,1610^3 \text{ kg.m}^{-3}$); ρ^{fl} : la masse volumique du fluide ($\approx 1,2 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$); c : la chaleur massique du sel ($\approx 880 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$); c^{fl} : la chaleur massique du fluide ($\approx 3200 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$); $-\Delta H$: l'enthalpie de la réaction (en J.kg^{-1}). Celle-ci dépend de la teneur en impuretés (notamment de l'anhydrite) et de l'état de saturation de la solution. On prendra la valeur moyenne donnée par l'A.T.G. (1986) de $3 \cdot 10^4 \text{ J.kg}^{-1}$.

Le paramètre ζ , taux de dissolution/cristallisation est donné par :

$$\zeta = \phi K_c \frac{A}{V} C$$

Où C est la concentration en sel de la solution et vérifie par conséquent l'équation de transfert de la masse de sel.

Diffusion	Convection	Chaleur de dissolution
$\tau_D = \frac{L^2 \rho c}{\lambda_T}$	$\tau_c = \frac{L}{U} \frac{\rho c}{(\rho c)^{fl}}$	$\tau_R = \frac{\rho c T_0}{\zeta (-\Delta H)}$
\cong jours ($L=1\text{m}$)	3000 ans ($U=10^{-13} \text{ m.s}^{-1}$; $L=1\text{m}$)	\cong heure ($\delta C=1\text{g.l}^{-1}$)

La chaleur de dissolution semble avoir un rôle limité sur l'évolution à long terme de la température. Néanmoins, il convient de rester prudent compte tenu des incertitudes qui pèsent sur le paramètre $(-\Delta H)$.

c- En négligeant les termes liés aux couplages thermo-mécaniques, l'équation de diffusion hydraulique s'écrit :

$$\frac{k}{\eta} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = \left(\frac{\phi}{K^{fl}} + \frac{b-\phi}{K^s} \right) \frac{\partial P}{\partial t}$$

où k : la perméabilité intrinsèque du sel (pour un sel faiblement endommagé $\approx 10^{-20} \text{ m}^2$); η : la viscosité dynamique de la saumure ($\approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}$); b : le coefficient de Biot ($\approx 0,1$ pour le sel); K^s : le module d'incompressibilité de la matrice solide ($\approx 25 \text{ GPa}$); K^{fl} : le module de compressibilité du fluide ($\approx 3,7 \text{ GPa}$).

A partir de l'équation (8) et des valeurs numériques estimées, on dégage le temps caractéristique de la diffusion hydraulique suivant :

$$\tau_D = \left(\frac{\phi}{K^{fl}} + \frac{b-\phi}{K^s} \right) \frac{\eta}{k} \frac{L^2}{1} \approx 12 \text{ jours}$$

Compte tenu de l'incertitude sur la perméabilité intrinsèque, la valeur du temps caractéristique est sensiblement du même ordre de grandeur que celle obtenue pour la diffusion thermique.

On retiendra de cette analyse les trois points suivants :

- les transports par convection interviennent probablement sur des échelles de temps géologiques,
- les temps caractéristiques des processus de diffusion s'inscrivent dans une échelle de temps humaine,
- la réaction chimique est quasi instantanée en regard des durées caractéristiques des deux processus précédents. Ce résultat nous permet de considérer la saumure piégée dans le réseau poreux comme étant en équilibre chimique à chaque instant, à l'échelle du VER.

CONCLUSION

Dans un objectif de calcul de structures, nous avons établi un cadre théorique permettant de prendre en compte le caractère faiblement perméable et chimiquement réactif du sel gemme. Les dimensions caractéristiques qui nous intéressent (de l'ordre d'un mètre à plusieurs centaines de mètres) sont beaucoup plus grandes que les dimensions caractéristiques des microfissures connectées et des joints de grains (typiquement inférieurs à quelques centimètres). Aussi était-il justifié d'assimiler ici le sel, tout au moins endommagé, à un milieu poreux. Cette assertion est confortée par une estimation de la taille du VER.

Ce cadre s'appuyant sur la thermodynamique des milieux poreux a permis d'obtenir les équations d'évolution de quatre grandeurs d'état mesurables *in situ* : la température, la pression de pores, le déplacement et la concentration en sel de la solution. Dès lors que les nombreux paramètres sont identifiés expérimentalement, le système d'équation proposé peut être résolu par une méthode numérique adéquate. Les résultats d'une analyse simplifiée des temps caractéristiques suggèrent que dans une première approche, pour une étude à moyen terme, les effets de la cinétique chimique et les transferts par convection peuvent être négligés.

Toutefois, ce cadre théorique souffre, avouons le, d'un handicap majeur pour être utilisé facilement en vue d'une modélisation de processus couplés régissant la sûreté à long terme d'un stockage. De nombreux paramètres, difficiles à mesurer au laboratoire ou *in situ* y interviennent et on ne pourrait mettre en œuvre le cadre proposé sans recours à une campagne expérimentale longue, délicate et onéreuse.

Ainsi, aurait-on intérêt à simplifier, chaque fois que cela s'avérerait justifié, le modèle en hiérarchisant les processus et les phénomènes mis en jeu. On obtiendrait ainsi des variantes du modèle proposé relativement simplifiées et faciles à caractériser expérimentalement.

Une telle approche ne serait justifiée que dans un contexte précis. Elle ne pourrait être généralisée à tout phénomène et à toute échelle de temps ou d'espace. Ce propos sera illustré à travers quelques exemples concrets présentés dans le chapitre qui suit.

CHAPITRE V

INCIDENCE DES PHÉNOMÈNES COUPLÉS SUR LE COMPORTEMENT DES OUVRAGES SOUTERRAINS

INTRODUCTION

Qu'il s'agisse d'une mine, d'une cavité de stockage d'hydrocarbures ou d'un stockage de déchets industriels ou nucléaires, la sûreté à long terme est intimement liée à la perméabilité des terrains et à son évolution sous l'effet de couplages entre les processus de transfert de masse et le comportement mécanique.

Nous examinons ici l'influence de la perméabilité (même très faible) et du caractère soluble du sel sur la sûreté de telles structures souterraines. Pour cela, nous nous appuyerons autant que possible sur le modèle théorique décrit dans le chapitre précédent : le sel est considéré comme un milieu poreux saturé et réactif.

Dans une première partie, l'effet d'une interaction géochimique sur la perméabilité d'une roche endommagée est étudié. Dans le cadre d'une analyse de sûreté, il est nécessaire de savoir si cet effet favorise une augmentation ou au contraire une diminution de la perméabilité.

Dans une deuxième partie, la perméabilité mesurée expérimentalement au moins au voisinage d'un ouvrage souterrain constitue le point de départ de l'étude. A travers des calculs sur des cavernes de géométrie simple, l'évolution à court et à moyen terme de la pression de fluide (saumure ou hydrocarbures) dans une caverne abandonnée est discutée.

PARTIE I. ÉVOLUTION DE LA PERMÉABILITÉ D'UN SEL MICROFISSURÉ SOUS L'EFFET D'UNE INTERACTION GÉOCHIMIQUE

A l'aide du cadre théorique précédemment défini et de l'analyse simplifiée des temps caractéristiques, nous allons nous focaliser dans la suite sur l'interaction géochimique entre saumure et sel pouvant modifier les propriétés de transport du sel. Cette discussion est conduite à travers deux origines possibles de cette interaction :

- (1) les changements de solubilité de la saumure piégée dans les microfissures suite à une évolution de pression de pores et de température;
- (2) une différence de potentiel chimique du sel en solution induite par l'écart de contraintes normales existant entre les joints de grains et les microfissures. Nous pensons que ce dernier micromécanisme est une cause essentielle du phénomène de "cicatrisation sous contrainte" évoqué dans le paragraphe 3.1 du chapitre I.

1. INTERACTION GÉOCHIMIQUE SOUS L'EFFET D'UNE VARIATION DE L'ÉQUILIBRE CHIMIQUE DE LA SAUMURE

On s'intéresse aux phénomènes de dissolution ou de cristallisation, pouvant conduire au colmatage des microfissures sous l'effet d'une variation de l'équilibre chimique de la solution consécutive d'un changement d'une des variables d'état (température ou pression de la solution). Ce phénomène conduit donc à une diminution de la porosité connectée et de la perméabilité dans le cas d'une cristallisation et à une augmentation de la porosité connectée et de la perméabilité dans le cas d'une dissolution.

1.1 Hypothèses et écriture des équations d'évolution des grandeurs d'état

Outre les hypothèses générales nécessaires à la construction du modèle théorique du milieu poreux, on adopte les simplifications suivantes à la suite des calculs des temps caractéristiques détaillés au paragraphe 5 du chapitre IV :

H1 La réaction chimique est instantanée à l'échelle du VER. Cette hypothèse est justifiée par les faibles valeurs des temps caractéristiques attachés aux réactions de dissolution/cristallisation comparées aux valeurs des autres temps caractéristiques. Dans le formalisme du chapitre 4, l'hypothèse H1 consiste à prendre la variable "degré d'avancement volumique de la réaction" ξ égale à zéro à tout instant.

H2 Les processus chimiques occasionnant des variations de température sont négligés (chaleur de cristallisation ou de dissolution faibles).

H3 Il n'y a pas d'influence de la diffusion hydraulique sur le transfert de chaleur (pas de convection). Cette hypothèse est justifiée pour le sel gemme massif.

H4 On suppose un découplage des effets purement chimiques (dissolution/cristallisation) et des effets Thermo-Hydro-Mécaniques (dilatation thermique des différents constituants, ouverture des microfissures due au chargement hydraulique et thermique) sur l'évolution de la porosité. L'apport de masse de saumure (soluté + solvant) m est alors donné par :

$$\frac{m}{\rho_o^{fl}} = \frac{m^{thm}}{\rho_o^{fl}} + \phi^{chim} \quad (1)$$

ρ_o^{fl} : masse volumique de la saumure dans les conditions initiales ; ϕ^{chim} : variation de porosité uniquement due aux effets de dissolution-cristallisation ; m^{thm} : apport de masse due uniquement au chargement thermo-hydro-mécanique (Palciauskas et Domenico, 1982 ; Mc Tigue, 1986 ; Coussy, 1991) :

$$\frac{m^{thm}}{\rho_o^{fl}} = \frac{P - P_o}{M} + b \varepsilon - 3\alpha_m (T - T_o) \quad (2)$$

avec
$$\frac{1}{M} = \frac{\phi}{K^{fl}} + \frac{b - \phi}{K^s} \text{ et } b = 1 - \frac{K}{K^s} \quad (3)$$

P : pression interstitielle ; P_o : pression interstitielle initiale ; T : température ; T_o : température initiale ; ε : déformation volumique élastique (i.e trace des déformations élastiques), α_m : coefficient de dilatation linéique du fluide relativement au squelette solide ; M : module de Biot ; b : coefficient de Biot ; K^s : module de compressibilité du solide ; K^{fl} : module de compressibilité de la phase fluide.

Les variations de masse volumique induites par les changements de concentrations étant faibles, elles sont, par conséquent, négligées.

H5 Il existe une zone endommagée autour de l'excavation. Conformément aux mesures *in situ* sur le site du WIPP (figure 10 du chapitre I), la perméabilité augmente dans cette zone selon la relation :

$$k(r) = k(r_o) \left(\frac{r}{r_o} \right)^\alpha$$

avec $\alpha \approx -20$ et $k(r_o) = 10^{-16} \text{ m}^2$ (voir également figure 8 de ce chapitre).

Les équations (1), (2) et l'équation de la conservation de la masse de saumure permettent d'écrire pour un problème unidimensionnel, l'équation de diffusion de la pression interstitielle (P). En supposant que les grandeurs d'état, la pression, la température et la déformation élastique changent peu loin de l'ouvrage souterrain, l'équation de diffusion de la pression interstitielle prend la forme suivante :

$$\left(\frac{1}{M} + \frac{b^2}{K + 4/3\mu} \right) \frac{\partial P}{\partial t} + \left(-3\alpha_m + \frac{3\alpha' K}{K + 4/3\mu} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \phi^{chim}}{\partial t} = \text{div} \left[\frac{k(\phi^{chim})}{\eta} \underline{\text{grad}P} \right] \quad (4)$$

k : perméabilité intrinsèque; K : module de compressibilité non drainé; μ : module de cisaillement ; P : pression du fluide;

Les hypothèses H2 et H3 permettent de simplifier l'équation de transfert de chaleur :

$$(\rho C) \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} [\lambda_T \underline{\text{grad}T}] \quad (5)$$

λ_T : conductivité thermique du sel, ρ : masse volumique du sel, C : capacité calorifique massique du sel.

Pour résoudre les équations d'évolution (4) et (5), il est nécessaire d'adjoindre deux lois complémentaires portant sur les évolutions de la porosité ϕ^{chim} et de la perméabilité $k(\phi^{chim})$ dues aux phénomènes chimiques.

1.2 Écriture des lois complémentaires. Modèle de perméabilité

L'approche présentée s'inspire de travaux antérieurs relatifs à des modèles de perméabilité de roches poreuses et saturées (Dienes, 1982; Gravilenko et Guéguen, 1989; Guéguen et Palciauskas, 1992). Connaissant la distribution moyenne des microfissures et leurs caractéristiques géométriques moyennes, elle consiste à écrire les paramètres macroscopiques : la porosité ϕ et la perméabilité intrinsèque k en fonction de la moyenne des microvariables (tableau 1).

	Modèle de Plans	Modèle de Tubes
Porosité	$\phi = \frac{2 \bar{w} \bar{a}^2}{\bar{l}^3}$	$\phi = \frac{\pi \bar{r}^2 \bar{d}}{\bar{l}^3}$
Perméabilité	$k = \frac{4 \bar{w}^3 \bar{a}^2}{15 \bar{l}^3}$	$k = \frac{\pi \bar{d} \bar{r}^4}{32 \bar{l}^3}$
Relation entre perméabilité et porosité	$k = \frac{\bar{w}^2 \phi}{3}$	$k = \frac{\bar{r}^2 \phi}{8}$

Tableau 1. Relations entre paramètres macroscopiques (porosité et perméabilité) et paramètres microscopiques pour deux modèles de réseau poreux.

Un tel modèle permet alors d'étudier l'évolution temporelle des propriétés de transport en fonction des paramètres thermodynamiques de la roche (notamment le tenseur des contraintes, la pression de pores, et la température). On s'appuie sur un modèle de perméabilité volontairement simple basé sur les hypothèses suivantes :

H1 le phénomène de dissolution/cristallisation n'influence pas le degré de connectivité du réseau poreux.

H2 La microfissuration est isotrope et diffuse. On envisage là encore pour simplifier, deux types de distribution de microfissures. Dans un premier cas, les microfissures constituent des plans de demi-ouverture variable (w) et de longueur variables (a). Dans un deuxième cas, elles sont constituées par des tubes de longueur (d) et de rayon (r) (figure 1).

Pour les deux géométries envisagées, l'espacement entre chaque microfissure est l . Chaque microvariable w , a , d , r , et l est définie par des lois statistiques. La densité de microfissures est donc $1/\bar{l}^3$, où \bar{l} est la distance moyenne entre microfissures. En l'absence d'informations précises sur la structure poreuse d'une variété donnée de sel gemme, ce modèle simple décrivant la perméabilité d'une façon approchée présente un intérêt méthodologique.

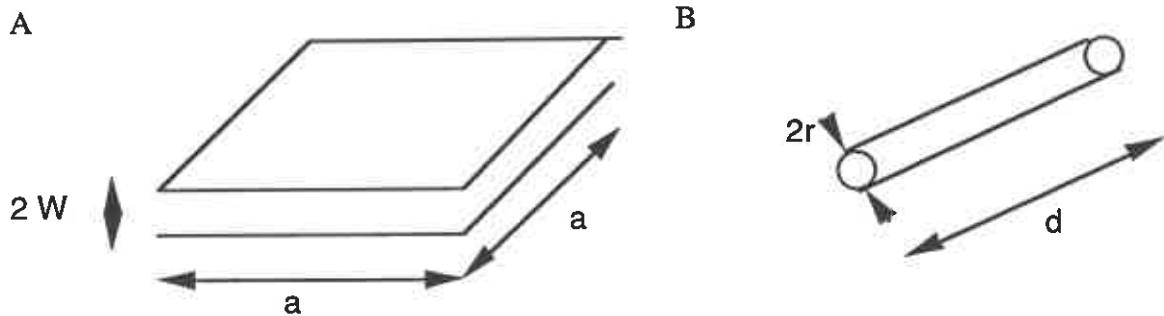


Figure 1. Modèles simplifiés de microfissures. A-modèle de plans; B- modèle de tubes

Si l'on suppose que les moyennes des microvariables \bar{a} , \bar{d} et \bar{l} restent constantes, les changements d'état de saturation (c'est-à-dire les variations de la concentration à l'équilibre δC_s) de la saumure agissent respectivement sur la demi-ouverture moyenne \bar{w} , pour le modèle de plans et sur le rayon \bar{r} , pour le modèle de tubes.

Calcul de $\delta \bar{w}$ et $\delta \bar{r}$:

A l'instant t_0 , le volume de saumure piégée dans la microfissure est en moyenne \bar{V}_0 ; la concentration massique à l'équilibre est C_0 et la masse volumique de la saumure est ρ_0 . A l'instant t_0+dt , le volume de saumure piégée dans la microfissure est en moyenne \bar{V} ; la concentration à l'équilibre est C et la masse volumique de la saumure est ρ . Entre ces deux instants, la température et la pression passent respectivement de T_0 à T et de P_0 à P . La conservation de la masse de sel entre les deux instants considérés s'écrit :

$$\rho_s \delta V_{\text{sel}} = C\rho\bar{V} - C_0\rho_0\bar{V}_0 \quad (6)$$

δV_{sel} : volume dissout ou cristallisé ; ρ_s : masse volumique du solide.

On ne s'intéresse qu'aux variations de δw et de δr produites par les changements de solubilité, on prend donc $\rho = \rho_0$ (les variations de la masse volumique avec la concentration sont d'ailleurs négligeables pour les faibles variations de solubilité envisagées). En remarquant que $\bar{V} = 2\bar{w}\bar{a}^2$ pour le modèle de plans et $\bar{V} = \bar{d}\pi\bar{r}^2$ pour le modèle de tubes, et en ne gardant que les termes du premier ordre, l'équation (6) devient :

pour le modèle de plans :

$$\frac{\delta \bar{w}}{w_0} = \frac{\rho_0 C_0}{\rho_s - \rho_0 C_0} \frac{\delta C_s}{C_0} \quad (7)$$

pour le modèle de tubes :

$$\frac{\delta \bar{r}}{r_0} = \frac{\rho_0 C_0}{\rho_s - \rho_0 C_0} \frac{\delta C_s}{2C_0} \quad (8)$$

Les variations de concentration massique à l'équilibre δC_s sont données par une loi linéaire approchée (I'ATIG, 1986) :

$$\delta C_s = A\delta T + B\delta P \quad (9)$$

avec $A=1,25 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ($0 < T < 50 \text{ } ^\circ\text{C}$) et $B=7,5 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}^{-1}$ ($1 < P < 20 \text{ MPa}$). On notera que la concentration massique à saturation C_s est une fonction croissante de la température et de la pression. En remplaçant (9) dans (7) et (8), puis dans l'équation d'évolution de la porosité ϕ du tableau 1, on obtient pour les deux modèles la même relation :

$$\phi^{chim} = \phi_0 \frac{\rho_0}{\rho_s - \rho_0 C_0} (A\delta T + B\delta P) \quad (10)$$

Compte tenu des valeurs numériques des coefficients A et B, il est facile de constater dans l'équation (10) que les variations de porosité seront plus sensibles aux changements de température de la saumure plutôt qu'aux changements de pression. On peut également remarquer que les variations de porosité sont indépendantes du modèle de réseau poreux retenu.

Les variations de perméabilité sont calculées à partir des variations de δw (ou δr) et de $\delta\phi^{tot}$ à l'aide des relations "perméabilité-porosité" données dans le tableau 2.

Le système d'équations auquel obéissent les grandeurs d'état T et P est par conséquent :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\rho C) \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} [\lambda_T \underline{\text{grad}} T] \\ \left(\frac{1}{M} + \frac{b^2}{K + 4/3\mu} \right) \frac{\partial P}{\partial t} + \left(-3\alpha_m + \frac{3\alpha K}{K + 4/3\mu} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \phi^{chim}}{\partial t} = \text{div} \left[\frac{k(\phi^{chim})}{\eta} \underline{\text{grad}} P \right] \\ \phi^{chim} = \phi_0 \frac{\rho_0}{\rho_s - \rho_0 C_0} (A\delta T + B\delta P); \delta k = \delta \left(\frac{w^2 \phi}{3} \right) (\text{modèle plans}); \delta k = \delta \left(\frac{r^2 \phi}{8} \right) (\text{modèle tubes}) \end{array} \right. \quad (I)$$

Compte tenu de la nature mathématique des relations "perméabilité-porosité" utilisées, les solutions de ce système fourniront les mêmes ordres de grandeur pour les deux modèles de perméabilité envisagés. Le système d'équations (I) est résolu à l'aide d'un schéma implicite de type différences finies en géométrie cylindrique dans les deux cas présentés ci-dessous.

1.3 Cas d'une pression constante

On considère le cas d'un forage vertical dans un massif salifère. A une profondeur de 1000 mètres, la roche et la saumure piégée dans les interstices sont supposées être à une température de $50 \text{ } ^\circ\text{C}$.

A l'instant initial, on injecte dans le forage une saumure saturée en sel à la température maintenue constante et égale à $10 \text{ } ^\circ\text{C}$. La pression dans le puits à une profondeur de 1000 m est celle de la colonne de saumure, par conséquent égale à 12 MPa. Vu la différence de température entre la paroi du forage et le massif, la température diffuse progressivement dans le massif de sorte que la concentration à saturation de la saumure du massif diminue également. Comme la concentration à saturation baisse, la saumure se cristallise et colmate le réseau poreux: la porosité cinématique et la perméabilité vont alors diminuer. Les résultats d'un calcul transitoire, présentés sur la figure 2 reproduisent les tendances attendues.

Les deux paramètres microstructuraux \bar{w}_0 et \bar{r}_0 , respectivement la demi-ouverture initiale de microfissures et le rayon initial de tubes sont calculés à partir du profil initial de perméabilité donné par la figure 1, et d'une porosité initiale prise égale à 0,1 % (cf. tableau 2). En $r=a$, à la paroi du forage, la température appliquée est de $10 \text{ } ^\circ\text{C}$. En $r=b=2a$, à la frontière entre la zone endommagée et le massif sain, la température est fixée à $50 \text{ } ^\circ\text{C}$. Cette dernière condition à la limite n'a pas de grand sens physique puisque le massif va se refroidir sur une distance plus grande que $r=2a$. Cette condition n'est qu'une commodité de

calcul afin d'isoler seulement l'effet géochimique de la température dans la zone endommagée, là où nous savons que la notion de milieu poreux équivalent s'applique.

On peut également comparer les variations de porosité induites par la cristallisation et les variations induites par le chargement thermique données par :

$$\delta\phi = (b - \phi)tr\underline{\underline{\epsilon}}^e - 3\alpha_m\delta T \tag{11}$$

avec $tr\underline{\underline{\epsilon}}^e = 3\alpha_o K_o / (\lambda_o + 2\mu)\delta T$ en condition drainée, λ_o : premier coefficient de Lamé, μ : module de cisaillement, α : coefficient de dilatation thermique, K_o : module de compressibilité.

On a reporté sur la figure 3 les variations de porosité induites par le chargement thermomécanique et décrite par l'équation (11).

En dépit du choix volontaire des paramètres visant à majorer les variations de porosité et de perméabilité, celles-ci restent néanmoins faibles, très localisées au voisinage de la paroi du forage, et bien en deçà des variations provoquées par le seul chargement thermo-mécanique. L'effet de cristallisation sur les variations de porosité est maximum pour les plus fortes perméabilités initiales et s'annule en $r=b$ (figure 3). Ces résultats sont indépendants du modèle de réseau poreux choisi. Les écarts calculés entre les deux modèles sont inférieures à 1%.

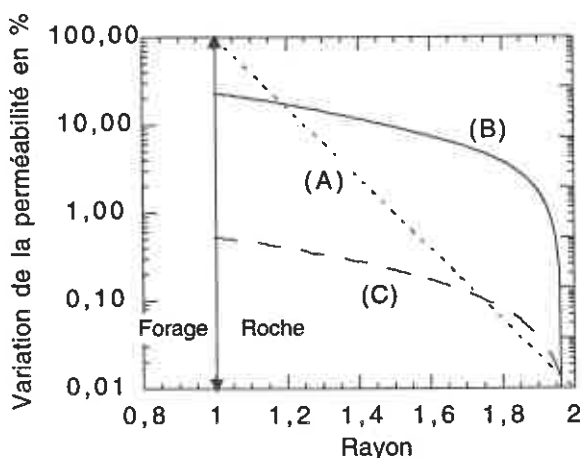


Figure 2. Réduction de la perméabilité en % due à la cristallisation (C) et due au chargement thermomécanique (B) (toutes les deux rapportées à la perméabilité initiale) en fonction de la distance normalisée à la paroi du forage pour un modèle de plans.

A droite, l'ordonnée, en échelle logarithmique, correspond au profil initial de perméabilité (A) proche de celui mesuré sur le site du WIPP (figure 10 du chapitre I). Les conditions aux limites sont $P_o=P_1=12$ MPa; $T_1=10^\circ\text{C}$ en $r=a$ en paroi (ou $R=1$, si R est la distance normalisée à la paroi); $T_o=50^\circ\text{C}$ (température initiale et température à la frontière de la zone endommagée $R=2$).

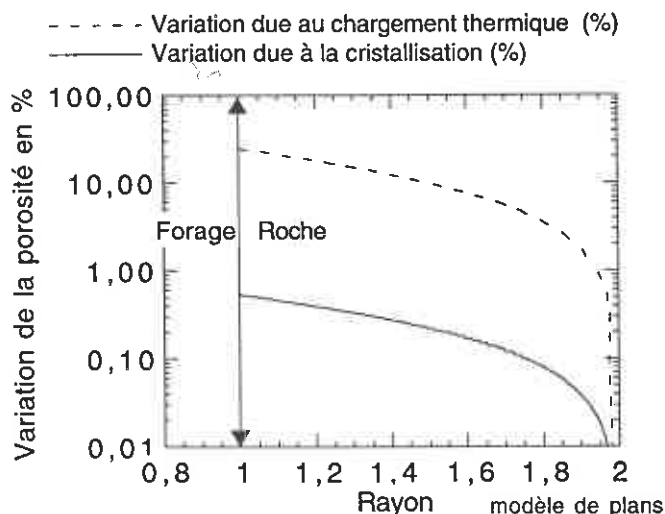


Figure 3. Réduction de la porosité normalisée due à la cristallisation et due au chargement thermomécanique en fonction de la distance normalisée à la paroi du forage.

1.4 Cas d'une température constante

Dans cette deuxième simulation, on injecte une saumure possédant la température du massif (pas de diffusion thermique). A l'instant initial, on monte en pression dans le forage jusqu'à une valeur de 18 MPa de sorte que la saumure du forage s'introduise dans le massif. La concentration de la saumure à saturation dans le massif augmente progressivement du fait de la diffusion hydraulique et par conséquent, la saumure dissout la paroi du réseau poreux : la porosité cinématique et la perméabilité augmentent.

Les résultats des calculs effectués sont présentés sur la figure 4 avec les mêmes caractéristiques intrinsèques que celles de l'exemple précédent. Là encore, on retrouve les tendances attendues. L'effet de dissolution reste encore très faible en regard du cas à pression constante. Les variations de porosité et de perméabilité induites par le chargement hydro-mécanique sont supérieures, de deux ordres de grandeur, aux variations induites par dissolution.

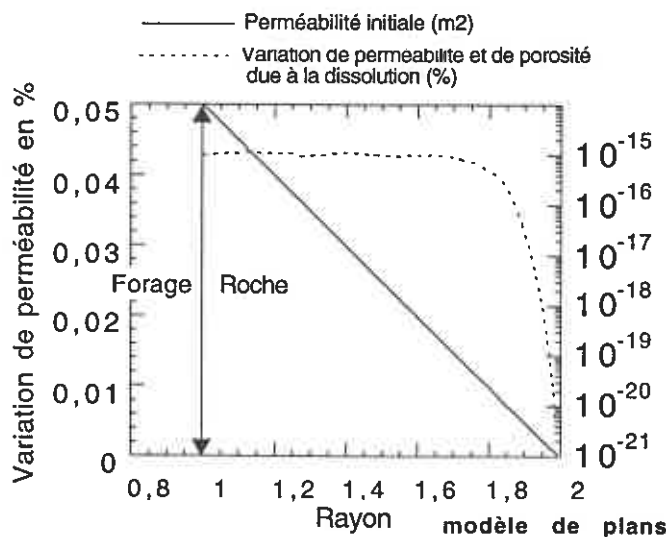


Figure 4. Augmentation de la perméabilité et de la porosité due à la dissolution (%) en fonction de la distance à la paroi du forage pour un modèle de plans. A droite, l'abscisse, en échelle logarithmique, correspond au profil initial de perméabilité. Les conditions aux limites sont $P_1=18$ MPa et $T_1=50^\circ\text{C}$ en $r=a$ en paroi ($R=1$, si R est la distance normalisée à la paroi); $P_0=12$ MPa et $T_0=T_2=50^\circ\text{C}$ (température initiale et à la frontière de la zone endommagée en $R=2$).

1.5 Conclusion partielle

Les résultats des deux calculs approchés ci-dessus mettent en évidence que les variations de la porosité et de perméabilité induites par le changement de concentration à saturation lié à une modification de la pression ou de la température sont très faibles et négligeables.

2. CICATRISATION SOUS CONTRAINTE

Dans cette partie, on considère le phénomène de "la cicatrisation sous contrainte" évoqué dans le paragraphe 3.1 du chapitre I. On rappelle que Cave et Sutherland (1980) et Peach (1991) ont pu observer expérimentalement une baisse différée de la perméabilité à la saumure d'un échantillon de sel saturé en saumure et soumis à un chargement isotrope.

Les conditions isothermes et drainées des essais de Peach suggèrent que l'évolution différée de la perméabilité n'est pas associée à l'évolution dans le temps d'une grandeur d'état de la saumure : la température ou la pression de pores ; c'est bien un phénomène localisé, qui résulte directement d'une sollicitation mécanique isotrope.

2.1 Hypothèses

Par analogie avec le phénomène de densification contrôlée par diffusion (en anglais, diffusional densification) étudié notamment par Pharr et Ashby (1983), le processus étudié

consiste en un transfert de masse depuis les zones de compression au niveau de joints de grains vers des zones avec une porosité macroscopique (microfissures engendrées par la décompression des terrains) qui seraient alors progressivement colmatées. La modélisation ici proposée possède les mêmes étapes que celles de Olivella *et al.* (1992) qui avaient étudiés ce processus sur un agrégat de sel broyé.

A l'échelle du grain, on considère le système fermé au regard du transfert de soluté. Dans ce système, il existe un assemblage de microfissures assimilées à des tubes de longueur d et de rayon r ou à des microfissures planes de demi-épaisseur w , de longueur et de largeur a . Ces microfissures, contrôlant la perméabilité de l'échantillon, peuvent atteindre une taille de plusieurs microns. Elles sont remplies de saumure à la pression P en communication avec deux joints de grains de longueur et de largeur δx disposés symétriquement par rapport à une microfissure. Les relations qui lient les paramètres macroscopiques, perméabilité et porosité, et les paramètres moyens microstructuraux sont aussi valables dans ce contexte (tableau 1).

Conformément aux observations de Schutjens (1991), la structure du contact des deux lèvres de chaque joint de grain est de type "île et canaux" (figure 5). Dans ce modèle, les "îles" constituent des "ponts" de contact solide/solide, là où s'exercent des contraintes normales. Les "canaux" entourant les "îles", sont remplis de saumure et permettent le transport en solution des substances dissoutes. L'épaisseur du joint de grains serait de l'ordre de plusieurs dizaines de nanomètres.

L'utilisation d'un tel modèle pour des applications quantitatives n'est pas aisée : le rapport entre les surfaces de contact solide/solide et les surfaces "mouillées" qui contrôle la répartition des contraintes le long d'un joint de grain est difficile à estimer. Ainsi, dans un souci de simplicité, on admettra qu'il existe sur les joints de grain une contrainte normale moyenne σ , correspondant à la contrainte hydrostatique appliquée à l'échantillon.

La cicatrisation est supposée être contrôlée par la diffusion en solution. Cette hypothèse est largement admise dans le cas des processus de déformation par dissolution-cristallisation dans le système sel-saumure (Spiers *et al.*, 1990; Schutjens, 1991). En outre, on considérera que la solution dans les microfissures et aux joints de grains est en équilibre chimique à chaque instant.

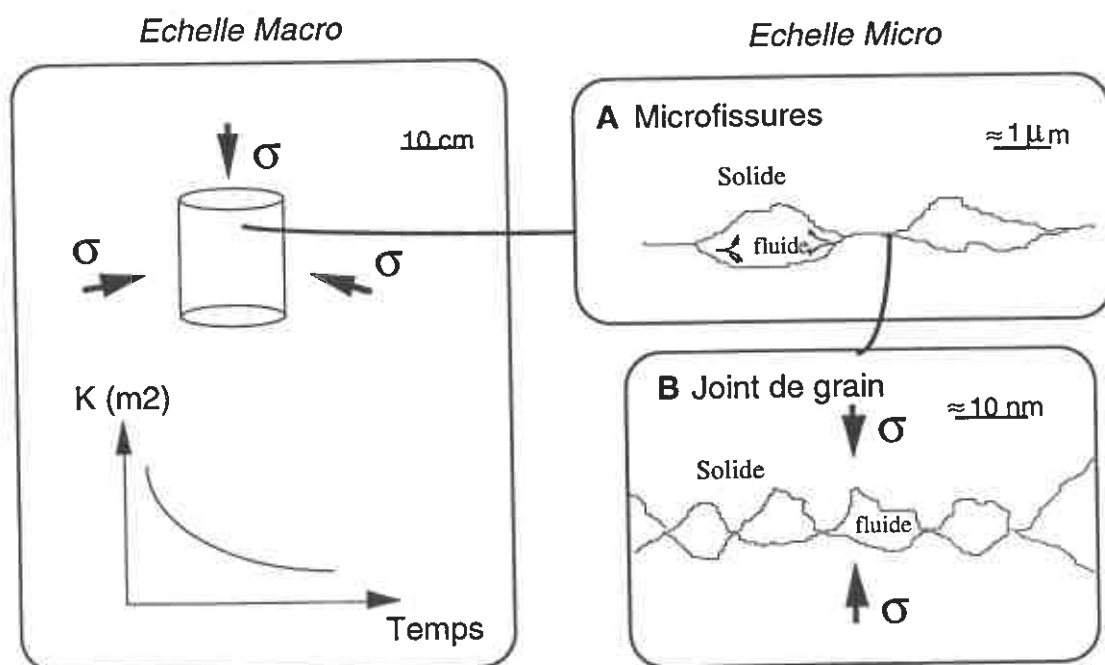


Figure 5. Les deux échelles d'espace à considérer dans le processus de cicatrisation.

2.2 Écriture des équations du modèle

Le flux massique de soluté \underline{M} qui est transporté dans le joint obéit à la loi de Fick :

$$\underline{M} = -\rho^{fl} D \underline{grad} C_s \quad (12)$$

C_s : concentration massique en sel de la solution, D : coefficient de diffusion du soluté, ρ^{fl} : masse volumique de la saumure ici supposé constante.

Le potentiel chimique du soluté μ_s se définit, de manière générale, par :

$$\mu_s = \mu_s^0 + RT \ln(\gamma C_s) \quad \text{ou} \quad \underline{grad} C_s = \frac{C_s}{RT} \underline{grad} \mu_s \quad (13)$$

R : constante des gaz parfaits ; T : température ; γ : coefficient d'activité du soluté supposé constant en solution.

En remplaçant cette relation dans la loi de Fick, nous obtenons :

$$\underline{M} = -\rho^{fl} \frac{D C_s}{RT} \underline{grad} \mu_s \quad (14)$$

Si on suppose que $\underline{grad} \mu_s \approx \delta \mu_s / \delta x$ (δx : largeur et longueur du joint de grains), on peut réécrire la norme du flux massique M de la façon suivante :

$$M = \rho^{fl} \frac{D C_s}{RT} \frac{|\delta \mu_s|}{\delta x} \quad (15)$$

Si toute la masse apportée par les joints de grain précipite sur les parois de la microfissure au cours d'un petit instant δt , on obtient alors :

$$2 \bar{w} \bar{a} \delta \bar{a} \rho_s = -M \delta t \delta x^2$$

ρ_s : masse volumique de sel.

On aura noté que lorsque t augmente, la longueur moyenne de microfissure \bar{a} diminue. L'épaisseur moyenne \bar{w} est supposée inchangée. On peut écrire encore :

$$\frac{\partial(\bar{a}^2)}{\partial t} = -\frac{M \delta x^2}{\bar{w} \rho_s} \quad (16)$$

En utilisant (15) et $\delta \mu_s > 0$:

$$\frac{\partial(\bar{a}^2)}{\partial t} = -\frac{\delta x^2}{\bar{w} \rho_s} \rho^{fl} \frac{D C_s}{RT} \frac{\delta \mu_s}{\delta x} \quad (17)$$

Il convient d'expliciter la différence de potentiel chimique $\delta \mu_s$, le moteur du transfert de masse entre le joint de grains et la microfissure. La condition d'équilibre, en un point de la surface solide-fluide, est traduite par l'égalité du potentiel chimique du soluté en solution (μ_f) et le potentiel chimique du solide intact sous contrainte (μ_s) (Paterson, 1973; Guéguen et Palciauskas, 1992) :

$$\mu_f = \mu_s = f_s + \sigma_n V_m$$

f_s : énergie libre molaire, σ_n : contrainte normale à la surface solide et V_m : volume molaire du solide.

Par conséquent, si le moteur du transfert de masse résulte principalement du gradient de contrainte normale entre le joint de grains et la microfissure, alors la différence de potentiel chimique du soluté entre ces deux zones peut être approximée par :

$$\delta\mu_s = \delta\sigma_n V_m \quad (18)$$

On a ainsi négligé dans le bilan énergétique les apports dus aux effets de surface et aux processus de déformation des grains. $\delta\sigma_n$ est l'écart de contrainte normale entre le joint et la microfissure. On peut prendre $\delta\sigma_n = \sigma_I - P$ avec σ_I : la contrainte principale majeure supposée égale à la contrainte lithostatique σ . Cette dernière égalité doit être pondérée par une fonction telle que si la porosité $\phi \rightarrow 0$ alors $\delta\mu_s \rightarrow 0$. De manière simple, on prend cette fonction égale à ϕ :

$$\delta\mu_s = \phi(\sigma - P)V_m \quad (19)$$

En remplaçant (19) dans (17), on obtient :

$$\frac{\partial(\bar{a}^2)}{\partial t} = -\frac{\rho^{fl} V_m D C_s}{\rho_s RT} \frac{\delta x}{w} \phi(\sigma - P) \quad (20)$$

En procédant au même raisonnement pour le modèle de tubes, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} = -\frac{\rho^{fl} V_m D C_s}{\rho_s RT} \frac{2\delta x}{\bar{d}} \phi(\sigma - P) \quad (21)$$

Avec $\bar{S} = \pi \bar{r}^2$. On utilise encore les relations du tableau 1 qui lient le paramètre macroscopique ϕ et le paramètre microstructural \bar{a} pour le modèle de plans et \bar{r} pour le modèle de tubes. L'espacement moyen entre chaque microfissure \bar{l} et la longueur moyenne \bar{d} sont supposés rester inchangés.

$$\text{modèle de plans : } \frac{\partial \phi}{\partial t} = 2 \frac{\bar{w}}{\bar{l}^3} \frac{\partial(\bar{a}^2)}{\partial t} ; \quad \text{modèle de tubes : } \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{2\pi \bar{r} \bar{d}}{\bar{l}^3} \frac{\partial \bar{r}}{\partial t} \quad (22)$$

Dans cette écriture, la porosité des joints de grains et son évolution dans le temps sont négligées. En utilisant (20) et (21), on a alors pour les deux modèles de perméabilité :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -2 \frac{\rho^{fl} V_m D C_s}{\rho_s RT} \frac{\delta x}{\bar{l}^3} \phi(\sigma - P) \quad (23)$$

Dans la relation (23), la variation de porosité ne dépend plus que des paramètres microstructuraux δx , la longueur du joint de grain, et $1/\bar{l}$, la densité de microfissures. Elle est indépendante de la nature géométrique (plans ou tubes) des modèles de perméabilité.

Introduisons α tel que :

$$\alpha = 2 \frac{\rho^{fl} V_m D C_s \delta x}{\rho_s RT \bar{l}^3} (\sigma - P) \quad (24)$$

L'équation (23) peut être réécrite de la manière suivante :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\alpha \phi \quad (25)$$

Les données expérimentales des essais de Peach autorisent à supposer que le coefficient α reste constant au cours du temps. Si on note ϕ_0 la porosité à l'instant initial, l'équation (25) se résout simplement :

$$\phi = \phi_0 \exp(-\alpha t) \quad (26)$$

La loi d'évolution de la perméabilité est alors obtenue en utilisant le résultat (26) et les relations du tableau 1 :

$$\begin{aligned} \text{modèle de plans : } k &= k_0 \exp(-\alpha t) & ; \text{modèle de tubes : } k &= k_0 \exp(-2\alpha t) & (27) \\ \text{avec } k_0 &= \frac{\bar{w}^2}{3} \phi_0 & \text{avec } k_0 &= \frac{\bar{l}^3}{8\pi d} \phi_0^2 \end{aligned}$$

2.3 Comparaison avec les données expérimentales

Comparons les données expérimentales de Peach et les résultats obtenus par les équations (27), en prenant les valeurs numériques suivantes :

$\rho^f = 1,210^3 \text{ kg.m}^{-3}$; $\rho^s = 2,16 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$; $V_m = 2,69 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3.\text{mol}^{-1}$; $C_s = 0,265 \text{ kg.kg}^{-1}$; $R = 8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$; $D = 10^{-9} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$; $\phi_0 = 1,5 \%$, $k = 3,2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ pour $P_{\text{eff}} = 8,5 \text{ MPa}$; $k = 4,65 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$ pour $P_{\text{eff}} = 18,5 \text{ MPa}$.

Le paramètre P_{eff} est une pression dite effective donnée par Peach : par exemple $P_{\text{eff}} = \sigma - P_f = 8,5 \text{ MPa}$, où la contrainte lithostatique σ est égale à 10 MPa et la pression de pores P_f est égale à 1,5 MPa; ou encore $P_{\text{eff}} = \sigma - P_f = 18,5 \text{ MPa}$, où la contrainte lithostatique σ est égale à 20 MPa et la pression de pores P_f est égale à 1,5 MPa

Pour le modèle de plans, la meilleure concordance entre les données expérimentales et les résultats des calculs est obtenue pour une valeur du rapport $\delta x / \bar{l}^3$ égale à 24000 (figure 6). Ce qui correspond, par exemple pour l'essai à $P_{\text{eff}} = 8,5 \text{ MPa}$ aux valeurs de $\delta x = 2,5 \text{ mm}$ et $\bar{l} = 5 \text{ mm}$. A l'aide des relations (27) et des valeurs de k_0 et ϕ_0 , l'épaisseur moyenne de microfissures \bar{w} devient alors égale à $10^{-1} \mu\text{m}$.

Pour le modèle de tubes, afin d'avoir la même concordance entre valeurs calculées et valeurs expérimentales, la valeur du rapport $\delta x / \bar{l}^3$ est 35000. Pour un choix de $\delta x = 2,5 \text{ mm}$, on obtient une valeur de \bar{l} égale à $2,68 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. A l'aide des relations (27) et des valeurs de k_0 et ϕ_0 , on calcule \bar{d} , une valeur de longueur moyenne de tubes égale à 8 800 m (essai à $P_{\text{eff}} = 8,5 \text{ MPa}$) et 62 000 m (essai à $P_{\text{eff}} = \sigma - P_f = 18,5 \text{ MPa}$). Ces résultats suggèrent que le modèle de tubes n'est pas adapté pour représenter simplement la structure poreuse du sel.

Les différences néanmoins constatées sur la figure 6 sont probablement dues aux déformations viscoplastiques des grains qui n'ont pas été prises en compte dans ce calcul. Or ces déformations apparaissent dans le cas du sel gemme, matériau dépourvu de tout seuil d'écoulement viscoplastique, et se poursuivent donc tant que les contraintes déviatoriques règnent localement du fait de la rugosité des microfissures. On conçoit que le fluage des grains entraîne progressivement une cicatrisation de microfissures, d'ailleurs prouvée expérimentalement par Peach (1991) et par Stormont et Daemen (1992) au cours d'essais de fluage sur des échantillons de sel sec. Ce phénomène d'origine mécanique se superpose à une cicatrisation d'origine mécano-chimique et permet de penser que la perméabilité du sel, à l'échelle de temps géologique, doit être pratiquement nulle loin des ouvrages souterrains.

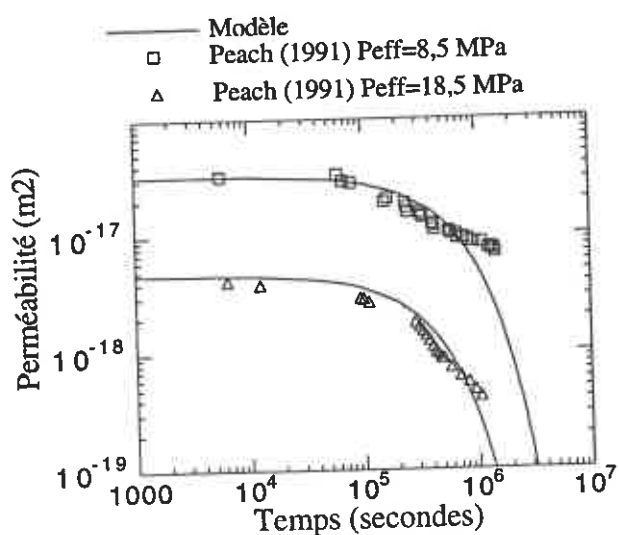


Figure 6. Evolution de la perméabilité. Comparaison entre données expérimentales et modèle.

$P_{eff} = \sigma - P_f = 8,5$ MPa, la contrainte de confinement σ est égale à 10 MPa et la pression de pores P_f est égale à 1,5 MPa.

$P_{eff} = \sigma - P_f = 18,5$ MPa, la contrainte de confinement σ est égale à 20 MPa et la pression de pores P_f est égale à 1,5 MPa.

PARTIE II. INFLUENCE DE LA PERMÉABILITÉ SUR LA SÛRETÉ DES STOCKAGES DANS LE SEL

1. PHÉNOMÈNES INDUISANT UNE PERTE D'ÉTANCHÉITÉ DU STOCKAGE

1.1 Endommagement et fissuration d'origine mécanique

a- Rappel sur les critères d'endommagement et de rupture

Les ouvrages profonds sont soumis à un état de contrainte pouvant microfissurer la roche au voisinage de l'ouvrage (voir chapitre I), ou encore pouvant, en dépassant la résistance à la rupture (en compression ou en traction) du matériau, occasionner une fracturation de la paroi.

Dans le premier cas, la microfissuration donne naissance à une zone de roche endommagée autour de l'ouvrage (en anglais *Disturbed Rock Zone*) présentant des propriétés hydrogéologiques particulières : augmentation drastique de la perméabilité depuis la paroi, désaturation en saumure des pores, drainage depuis une zone située à proximité de l'ouvrage vers la paroi de celui-ci (figure 10 du chapitre I).

Un indicateur intéressant de cette microfissuration est le déviateur correspondant au seuil d'accélération de la variation de volume, mis en évidence par des essais de compression triaxiale de révolution. L'assimilation de cette limite de linéarité à l'initiation de l'endommagement est en particulier justifiée dans le cas du sel gemme, dont le comportement viscoplastique n'est associé à aucune variation de volume significative (Munson, 1981 ; Langer, 1981 ; Ghoreychi, 1990 ; Thorel, 1994). Toute dilatance irréversible (anélastique) du sel gemme est donc attribuée à une microfissuration de celui-ci.

Dans le deuxième cas, le dépassement de la résistance à la rupture conduit à l'apparition de fissures macroscopiques (Cook et Rogenthen, 1991) et du phénomène d'écaillage en paroi de galerie.

Aussi, grâce à une mesure fine de variation de volume global des échantillons soumis aux essais triaxiaux de laboratoire, il est possible de présenter, dans le plan de

contrainte moyenne-contrainte déviatorique, deux critères caractérisant deux états d'équilibre distincts (Figures 7, 9 et 10 du chapitre II) :

- Le seuil d'endommagement correspondant à l'initiation d'une fissuration microscopique et donc à une augmentation de perméabilité plus ou moins diffuse et isotrope.
- Le critère de rupture identifié à partir de la résistance maximale. Ce critère correspond approximativement à l'initiation d'une fissuration macroscopique (fracturation). Au-delà de cette frontière, la continuité macroscopique de la matière n'étant pas assurée, la perméabilité ne peut être considérée comme isotrope et doit être représentée par un tenseur au lieu d'un scalaire (cf. chapitre I).

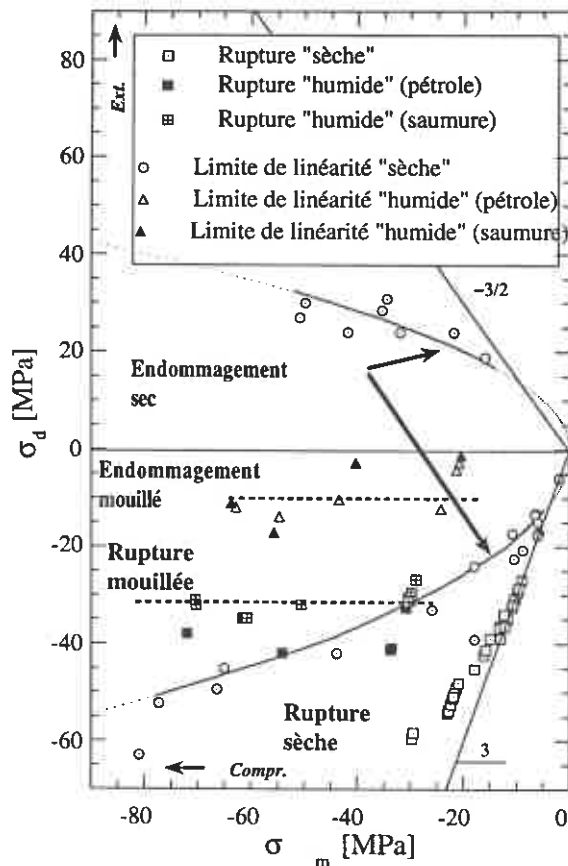


Figure 7 : Critères d'endommagement et de rupture du sel gemme (Sel des Mines de Potasse d'Alsace).

Les critères d'endommagement permettent une analyse qualitative de l'évolution de la perméabilité en fonction du tenseur de contrainte (parties sphérique et déviatorique), mais ne sont pas de nature à décrire quantitativement cette évolution. Cette question relève de la loi d'évolution de l'endommagement, corrélée à celle de la perméabilité.

Une telle description servirait au calcul hydromécanique pour tenir compte de la zone endommagée autour des ouvrages souterrains et de son influence sur le régime hydraulique du champ proche.

On peut penser que des relations analogues à celles utilisées par des hydrogéologues (relations reliant la perméabilité et la porosité), peuvent être déterminées expérimentalement pour des matériaux endommagés. La porosité serait alors liée à la trace du tenseur de déformation irréversible et probablement à la partie sphérique de ce tenseur (dilatance ou contractance) caractérisant l'endommagement.

S'agissant des critères d'endommagement et de rupture présentés sur la figure 7, rappelons, comme l'attestent les résultats de la partie I du chapitre II, que les critères obtenus à l'état sec sont significativement différents de ceux déterminés sur le sel

directement en contact avec le fluide sous pression. Il y a donc deux états d'équilibre bien distincts suivant que la stabilité de l'ouvrage souterrain est analysée avec les critères du sel sec ou du sel humide. Cette question fait l'objet du paragraphe qui suit.

b- Fissuration et fracturation de la paroi d'une cavité saline

On considère le cas d'une cavité souterraine située à la profondeur H où règne un état de contraintes isotrope σ_0 . Le massif est constitué de sel gemme assimilé à un milieu poro-élasto-viscoplastique obéissant à la loi rhéologique de Norton-Hoff. La pression de pores initiales est P_0 à la profondeur moyenne de la cavité. Cette dernière est creusée par lessivage. Elle est soumise à une pression de saumure P_1 .

L'état d'équilibre de la caverne est discuté dans deux cas extrêmes :

a- à court terme en supposant un creusement instantané de la caverne, ce qui revient à admettre un comportement poro-élastique du massif.

b- à long terme, en considérant un état stationnaire de tous les processus, ce qui signifie que le massif est en équilibre thermique avec la caverne (état isotherme) alors que le champs de pression de pores atteint son régime permanent. Le comportement mécanique, lui aussi, est caractérisé par une évolution stationnaire de la déformation du massif et donc de la convergence de la paroi de la cavité tandis que le champs de contraintes tend vers un état asymptotique caractéristique de la loi viscoplastique de Norton-Hoff (Halphen, 1978; Pouya, 1991b).

Afin de cerner l'influence de la géométrie de la caverne, là encore, deux configurations distinctes sont étudiées : la sphère et le cylindre. Les deux structures se caractérisent par un rayon unité alors que le champs de contraintes et de pression de pores initiaux sont vérifiés sur un rayon extérieur b . Ce dernier se trouve suffisamment loin de la paroi de la cavité et permet de se rapprocher du milieu infini. Ce choix n'a d'autre but que de permettre l'existence d'un régime hydraulique permanent dans le cas du cylindre (ce dernier n'existe pas pour un cylindre dans un milieu infini, contrairement à la sphère).

Pour analyser la tenue mécanique de la paroi de ces cavités à court et à long terme, nous avons comparé l'état des contraintes calculés en poro-élasticité et en poro-viscoplasticité avec les critères d'endommagement et de rupture. Ces derniers correspondent soit à un sel sec (critères obtenus sur des échantillons gainés) soit directement en contact avec de la saumure (échantillons non gainés).

Dans ce but, les trois contraintes principales régnant à la paroi des cavités sont d'abord calculées. Il s'agit des contraintes radiales (σ_{rr}), orthoradiale ($\sigma_{\theta\theta}$) et axiale (σ_{zz}) ou ($\sigma_{\phi\phi}$) pour les cavités cylindrique et sphérique respectivement.

Trois variables scalaires représentant trois invariants du tenseur des contraintes sont ensuite déterminées :

- la contrainte moyenne : $\sigma_m = \frac{1}{3} tr \underline{\underline{\sigma}}$;

- la contrainte déviatorique de Von Mises $\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \underline{\underline{s}} : \underline{\underline{s}}}$ ($\underline{\underline{s}}$: tenseur déviateur des contraintes);

- une variable adimensionnelle parfois nommée géométrie des contraintes J_m donnée par :

$$J_m = \sin 3\theta = \frac{m(9-m^2)}{(3+m^2)^{3/2}}$$

θ : angle de Lode; m : paramètre de Lode :

$$m = \frac{3s_{II}}{s_I - s_{III}}$$

s_I , s_{II} et s_{III} : contraintes déviatoriques principales de \underline{s} où $s_I < s_{II} < s_{III}$.

La variable J_m permet de vérifier si la paroi de la cavité se trouve plutôt en compression ou en extension. En effet, dans un triaxial de révolution :

$$J_m = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{|\sigma_1 - \sigma_3|}$$

σ_1 : contrainte axiale ; σ_3 : contrainte radiale. Les contraintes en compression sont négatives.

Ainsi, pour un essai en compression (resp. en extension), le paramètre J_m est égal à -1 (resp. +1).

Les tableaux 2a et 2b rassemblent les différentes composantes du tenseur de contraintes et des variables liées aux invariants de contraintes.

La comparaison entre l'état de contraintes à la paroi et les critères d'endommagement et de rupture est présentée dans les tableaux 3a et 3b. Afin de faciliter la confrontation des deux types de critères, les structures sont soumises à une pression de fluide en paroi qui correspond à la colonne de fluide à la profondeur considérée.

La comparaison permet de constater :

a- les risques d'endommagement et de rupture dépendent fortement des états initiaux de contraintes, de la pression de pores mais aussi bien sûr de la pression du fluide en paroi qui joue le rôle bénéfique d'un soutènement ;

b- les risques d'endommagement sont plus précoces en extension qu'en compression (29 MPa par rapport à 32 MPa dans le tableau 3a). Ils sont d'autant plus importants que le déviateur est fort à la paroi et que la contrainte moyenne y est faible. Ces conditions sont en général réunies à court terme lorsqu'une faible pression de fluide s'exerce sur la paroi. A long terme, la relaxation de l'état de contraintes résultant du comportement viscoplastique du sel gemme entraîne une diminution du déviateur à la paroi, ce qui améliore la tenue mécanique de la cavité;

c- les risques d'endommagement et de rupture sont nettement accrus lorsque le critère humide est considéré, c'est à dire lorsqu'est prise en compte la perméabilité initiale du milieu ;

d- le fait que l'état des contraintes en paroi des cavités dans l'analyse poro-élastique n'atteint jamais le critère de rupture du sel sec utilisé doit être considéré avec prudence car ce résultat tient essentiellement à l'hypothèse admise dans l'interprétation des résultats des essais triaxiaux axisymétriques. Ceux-ci ont été généralisés à trois dimensions en considérant que l'écart entre les contraintes axiale et latérale pouvait être confondu avec la

contrainte déviatorique équivalente au sens de Von Mises ($\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \underline{s} : \underline{s}}$).

	Cavité cylindrique	Cavité sphérique
σ_{rr}	$\sigma_{rr} = \sigma_o \left(1 - \frac{1}{r^2} \right) - P_1 \left(\frac{1}{r^2} \right)$ $- \frac{1}{r^2} \int_1^r \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P(\rho) - P_o) \rho d\rho$	$\sigma_{rr} = \sigma_o \left(1 - \frac{1}{r^3} \right) - P_1 \left(\frac{1}{r^3} \right)$ $- \frac{1}{r^3} \int_1^r \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P(\rho) - P_o) 2\rho^2 d\rho$
$\sigma_{\theta\theta}$	$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_o \left(1 + \frac{1}{r^2} \right) + P_1 \left(\frac{1}{r^2} \right)$ $+ \frac{1}{r^2} \int_1^r \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P(\rho) - P_o) \rho d\rho$ $- \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P_1 - P_o)$	$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_o \left(1 + \frac{1}{2r^3} \right) + P_1 \left(\frac{1}{2r^3} \right)$ $+ \frac{1}{r^3} \int_1^r \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P(\rho) - P_o) \rho^2 d\rho$ $- \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P_1 - P_o)$
σ_{zz} ou $\sigma_{\varphi\varphi}$	$\sigma_{zz} = \sigma_o - \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P_1 - P_o)$	$\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\theta\theta}$
σ_m en paroi	$\sigma_m = \sigma_o - \frac{2}{3} b \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} (P_1 - P_o)$	$\sigma_m = \sigma_o - \frac{2}{3} b \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} (P_1 - P_o)$
σ_{eq} en paroi	$\sigma_{eq} = \sqrt{3} \left\{ \left[(P_1 + \sigma_o) - b \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P_1 - P_o) \right]^2 + \frac{1}{12} \left[\frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P_1 - P_o) \right]^2 \right\}^{1/2}$	$\sigma_{eq} = \frac{3}{2} \left[-P_1 - \sigma_o + \frac{2}{3} \frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} b(P_1 - P_o) \right]$
J_m	$J_m = \frac{m(9-m^2)}{(3+m^2)^{3/2}}$ $m = \frac{-b \frac{(1-2\nu_o)}{(1-\nu_o)} (P_1 - P_o)}{2(P_1 - \sigma_o) - b \frac{(1-2\nu_o)}{(1-\nu_o)} (P_1 - P_o)}$ <p> $J_m < 0$ si $P_1 < P_o$ $J_m = 0$ si $P_1 = P_o$ $J_m > 0$ si $P_1 > P_o$ </p>	<p>1</p>

Tableau 2a. Composantes du tenseur des contraintes et des invariants en poro-élasticité

	Cavité cylindrique	Cavité sphérique
σ_{rr}	$\sigma_{rr} = -P_1 + (\sigma_o + P_1)\left(1 - \frac{1}{r^{2/n}}\right)$	$\sigma_{rr} = -P_1 + (\sigma_o + P_1)\left(1 - \frac{1}{r^{3/n}}\right)$
$\sigma_{\theta\theta}$	$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_o + (\sigma_o + P_1)\left(\frac{2}{n} - 1\right)\left(\frac{1}{r^{2/n}}\right)$	$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_o + (\sigma_o + P_1)\left(\frac{3}{2n} - 1\right)\left(\frac{1}{r^{3/n}}\right)$
σ_{zz} ou $\sigma_{\varphi\varphi}$	$\sigma_{zz} = \sigma_o + 2\nu_o(\sigma_o + P_1)\left(\frac{1}{n} - 1\right)\left(\frac{1}{r^{2/n}}\right) - b(1 - 2\nu_o)(P_1 - P_o)$	$\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\theta\theta}$
σ_m en paroi	$\sigma_m = \frac{1}{3}\left[\left(1 + \frac{2}{n}\right) + 2\nu_o\left(\frac{1}{n} - 1\right)\right](\sigma_o + P_1) - P_1 - \frac{b}{3}(1 - 2\nu_o)(P_1 - P_o)$	$\sigma_m = -P_1 + \frac{\sigma_o + P_1}{n}$
σ_{eq} en paroi	$\sigma_{eq}^2 = \frac{3}{2}(s_r^2 + s_\theta^2 + s_z^2)$ $s_r = -\frac{1}{3}\left[\left(1 + \frac{2}{n}\right) - 2\nu_o\left(1 - \frac{1}{n}\right)\right](\sigma_o + P_1) + \frac{1}{3}b(1 - 2\nu_o)(P_1 - P_o)$ $s_\theta = -\frac{1}{3}\left[\left(1 - \frac{4}{n}\right) - 2\nu_o\left(1 - \frac{1}{n}\right)\right](\sigma_o + P_1) + \frac{1}{3}b(1 - 2\nu_o)(P_1 - P_o)$ $s_z = -\frac{2}{3}(1 - 2\nu_o)\left(\frac{1}{n} - 1\right)(\sigma_o + P_1) - \frac{2}{3}b(1 - 2\nu_o)(P_1 - P_o)$	$\sigma_{eq} = -\frac{3}{2}\frac{\sigma_o + P_1}{n}$
J_m	$J_m > 0$ $P_1 > P_o (n < 4)$	1

Tableau 2b. Composantes du tenseur des contraintes et des invariants en poro-vicoplasticité (cf. annexe V)

	Critère en condition sèche (pas de perméabilité)		Critère en condition humide	
	Cavité cylindrique	Cavité sphérique	Cavité cylindrique	Cavité sphérique
Évolution du déviateur σ_{eq} avec la profondeur (contrainte initiale σ_0)	$\sigma_{eq} = \sqrt{3}(\sigma_0 + P_1)$	$\sigma_{eq} = \frac{-3}{2}(\sigma_0 + P_1)$	$\sigma_{eq} = \sqrt{3}(\sigma_0 + P_1)$	$\sigma_{eq} = \frac{-3}{2}(\sigma_0 + P_1)$
Seuil d'endommagement	$\sigma_{eq} = \left(\frac{-\sigma_0}{0.04}\right)^{1/2}$	$\sigma_{eq} = \left(\frac{-\sigma_0}{0.05}\right)^{1/2}$	$\sigma_{eq} = 2C^e$ ($C^e = 5$ MPa)	$\sigma_{eq} = 2C^e$ ($C^e = 5$ MPa)
Seuil d'endommagement en paroi	32 MPa (≈ 1830 m)	29 MPa (≈ 1950 m)	10 MPa (≈ 580 m)	10 MPa (≈ 660 m)
Critère de rupture	$\sigma_{eq} = -1.43\sigma_0 + 10.3$	$\sigma_{eq} = -1.5\sigma_0 + 3$	$\sigma_{eq} = 2C^r$ ($C^r = 15$ MPa)	$\sigma_{eq} = 2C^r$ ($C^r = 15$ MPa)
Critère de rupture en paroi	jamais	jamais	30 MPa (≈ 1730 m)	30 MPa (≈ 2000 m)

Tableau 3a : Analyse poro-élastique des cavités cylindriques et sphériques. Les constantes C^e et C^r sont les cohésions attachées respectivement aux critères d'endommagement de rupture (de type Tresca), toutes les deux obtenues en condition humide.

	Critère en condition sèche (pas de perméabilité)		Critère en condition humide	
	Cavité cylindrique	Cavité sphérique	Cavité cylindrique	Cavité sphérique
Évolution du déviateur σ_{eq} avec la profondeur (contrainte initiale σ_0)	$-\frac{1}{3}(P_1 + \sigma_0) \times \frac{1}{\sqrt{7 + 16\nu_0(\nu_0 - 1)}} (n=3)$	$\sigma_{eq} = \frac{-3}{2n}(\sigma_0 + P_1)$	$-\frac{1}{3}(P_1 + \sigma_0) \times \frac{1}{\sqrt{7 + 16\nu_0(\nu_0 - 1)}} (n=3)$	$\sigma_{eq} = \frac{-3}{2n}(\sigma_0 + P_1)$
Seuil d'endommagement	$\sigma_{eq} = \left(\frac{-\sigma_0}{0.04}\right)^{1/2}$	$\sigma_{eq} = \left(\frac{-\sigma_0}{0.05}\right)^{1/2}$	$\sigma_{eq} = 2C^e$ ($C^e = 5$ MPa)	$\sigma_{eq} = 2C^e$ ($C^e = 5$ MPa)
Seuil d'endommagement en paroi	86 MPa ($\approx 13\ 600$ m)	88 MPa ($\approx 17\ 600$ m)	10 MPa (≈ 1570 m)	10 MPa (≈ 2000 m)
Critère de rupture	$\sigma_{eq} = -1.43\sigma_0 + 10.3$	$\sigma_{eq} = -1.5\sigma_0 + 3$	$\sigma_{eq} = 2C^r$ ($C^r = 15$ MPa)	$\sigma_{eq} = 2C^r$ ($C^r = 15$ MPa)
Critère de rupture en paroi	jamais	jamais	30 MPa (≈ 4720 m)	30 MPa (≈ 6000 m)

Tableau 3b : Analyse poro-viscoplastique des cavités cylindriques et sphériques. Les constantes C^e et C^r sont les cohésions attachées respectivement aux critères d'endommagement de rupture (de type Tresca), toutes les deux obtenues en condition humide.

1.2 Fissuration par traction résultant d'un refroidissement

Le massif encaissant les ouvrages de stockage peut être soumis à un refroidissement rapide ou lent suivant la nature du stockage. Ainsi, l'aération de l'infrastructure d'un stockage, l'injection d'un fluide à température ambiante dans une caverne souterraine, la détente "adiabatique" d'une caverne résultant d'une décompression brutale du gaz, ou le refroidissement de déchets nucléaires dans la phase post-paroxysme thermique, n'occasionnent pas un refroidissement aussi rapide et intense que celui d'un stockage cryogénique. Toutefois, le phénomène de refroidissement bien que lent peut aboutir, dans le cas d'un milieu viscoplastique tel que le sel gemme, à des contraintes de traction pouvant conduire à une rupture des parois des cavités (Ould Amy et Ghoreychi, 1992).

Ce phénomène a été déjà observé in situ lors d'une expérimentation dans les Mines de Potasse d'Alsace (Ghoreychi, 1991) : une coupure brutale de chauffe a provoqué des fractures ouvertes de 2 mm, le long de plusieurs sondages soumis ou non à une pression de remblai de sel broyé.

La rupture par refroidissement des ouvrages dans le sel s'explique par le fait qu'après creusement de cavités souterraines, les contraintes déviatoriques se relaxent en raison de la viscoplasticité du massif. Tout refroidissement du massif conduit alors, à court terme, à des contraintes orthoradiales (et aussi axiales pour des galeries) de traction, le massif réagissant instantanément en élasticité. La variation de contrainte ($\Delta\sigma$) liée à une variation de température ΔT peut être estimée à $\Delta\sigma = E\alpha\Delta T$, soit de l'ordre de 1MPa/°C pour le sel gemme (typiquement $E = 25000$ MPa et $\alpha = 4.10^{-5} \text{°C}^{-1}$).

Cette valeur, relativement élevée, est à comparer à la résistance à la traction uniaxiale du milieu qui est, en général, faible pour des géomatériaux. Elle est de l'ordre de 2MPa pour le sel gemme.

Il convient de préciser que dans la pratique, pour une cavité saline, les contraintes de traction résultant d'un refroidissement sont plus faibles que celles estimées en élasticité.

En effet, la relaxation de contrainte dans le sel est d'autant plus rapide que le déviateur est élevé. Les contraintes de traction règnent donc dans une zone peu étendue autour de l'ouvrage et tendent progressivement vers un état de compression. Cette transition est cependant ralentie par la viscosité du sel qui croît à basse température.

On conçoit que l'amplitude et l'extension de la zone fracturée par refroidissement doivent être étudiées en comparant deux temps caractéristiques : celui de la diffusion thermique et la constante de temps de relaxation de l'état de contrainte au voisinage de l'ouvrage.

1.3 Fracturation hydraulique résultant d'une pression capillaire

Un milieu géologique peut être perméable à un liquide ou à un gaz, mais demeurer imperméable au gaz si le milieu est préalablement saturé par le liquide. Cette situation est rencontrée lorsque la pression de gaz est inférieure à un certain seuil, appelé "pression de seuil" (de l'anglais threshold pressure), liée au phénomène capillaire.

Selon la loi de Laplace, cette pression est proportionnelle à la tension superficielle entre le liquide et le gaz, et inversement proportionnelle au rayon de courbure du ménisque formé par des bulles de gaz dans le capillaire. Or, le rayon de courbure dépend lui-même de dimensions des pores. De ce fait, toute chose identique par ailleurs, la pression de seuil est d'autant plus élevée que la taille des pores est petite. Cette dernière varie du nanomètre (10^{-9} m) au micromètre (10^{-6} m) pour le sel gemme. Compte tenu d'une valeur de tension superficielle de 0,07 N/m, le seuil de pression estimé appartient à l'intervalle 0,3-300 MPa .

En dessous de la pression de seuil, le sel n'étant pas perméable au gaz, la pression augmente dans la cavité de stockage consécutivement à un dégagement de gaz provenant de déchets (du fait de la radiolyse et/ou de la corrosion des conteneurs de déchets radioactifs), ou à une convergence progressive de la paroi d'une caverne de stockage de gaz fermée.

Au cas où la pression de seuil dépasserait l'état de contrainte initial dans le massif, une fracturation hydraulique de la paroi pourrait se produire. Sa propagation instable pourrait compromettre la sûreté à long terme du stockage. Ce scénario est étudié aux Etats-Unis dans le cadre du projet "WIPP" de stockage de déchets radioactifs au Nouveau Mexique (Webb et Davies, 1993).

2. ÉVOLUTION D'UNE CAVERNE ABANDONNÉE DANS UN MASSIF SALIFÈRE FAIBLEMENT PERMÉABLE

Dans cette partie, on s'intéresse aux conséquences de la présence d'une faible perméabilité du massif salifère sur l'évolution d'une structure souterraine particulière : une caverne abandonnée et remplie d'un liquide (hydrocarbure ou saumure). Cette faible perméabilité "en grand" peut avoir plusieurs origines : endommagement mécanique du champs proche ; présence de lits d'impuretés constituant des chemins préférentiels d'écoulement, etc..

Dans une première partie, on se focalise sur l'évolution de la caverne à court terme (sur quelques mois). Puis, après avoir discuté de la stabilité d'une zone endommagée éventuellement présente autour du stockage, l'évolution à moyen terme du système cavité-massif (sur quelques dizaines d'années) est examinée.

2.1 Évolution à court terme

L'évolution spontanée d'une caverne fermée est gouvernée à court terme par les phénomènes suivants (Bérest *et al.*, 1979; Boucly et Legreneur, 1980 ; Bérest, 1989; Brouard et Bérest; 1995):

- *le fluage* ; le sel se comporte comme un fluide visqueux : un faible écart à la distribution hydrostatique des contraintes provoque un écoulement visqueux du sel. Ce dernier engendre le fluage de la paroi de la caverne ;

- *l'expansion thermique* ; le liquide présent dans la caverne est généralement plus froid que le massif encaissant. Si la caverne est fermée, l'expansion thermique due au réchauffement du liquide induit une augmentation de la pression de ce liquide.

Ces deux phénomènes contribuent à une augmentation de la pression de fluide dans la caverne. La perméabilité est alors considérée comme un phénomène secondaire à court terme. Pour s'en convaincre, prenons les résultats de mesures *in situ* obtenus sur une cavité de Hauterives (Drôme) située à une profondeur moyenne de 1600 m. Sur ce site, la température du massif à la profondeur donnée est de 61 °C ; la température initiale de la saumure stockée dans la caverne est estimée à 26 °C. Un calcul a été réalisé par Bérest *et al.* (1979) afin d'apprécier l'importance relative des phénomènes mis en jeu. Dans ce calcul, la cavité est assimilée à une sphère ; l'expansion thermique est prise en compte ainsi que la dissolution complémentaire provoquée par l'augmentation de la pression du fluide. La comparaison satisfaisante entre les calculs et les mesures suggèrent que l'expansion thermique est prépondérante sur tous les autres processus, notamment le fluage (figure 9).

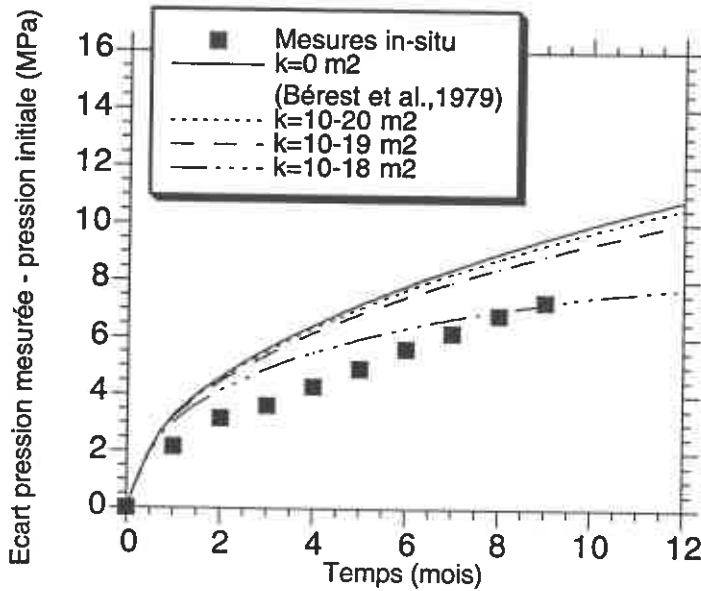


Figure 9. Comparaison entre l'évolution de la pression mesurée au cours du temps et l'évolution donnée par un modèle semi-analytique.

Rayon moyen de la caverne : 47 m; Profondeur moyenne : 1600 m; température de la roche : 61 °C; température de la saumure initiale : 26 °C.

Si le massif est perméable, nous montrons que l'évolution de la pression dans la caverne est donnée par une solution semi-analytique de la forme (cf. annexe IV) :

$$\delta P = f_1(t) \otimes \delta P' + f_2(t) \otimes \delta T$$

$\delta P'$: évolution de la pression de la caverne en l'absence de fuite dans le massif; δT : évolution de la température de la caverne ; \otimes : le symbole de convolution de Stieljes tel que :

$$f \otimes g = \int_0^t f(t - \tau) dg(\tau)$$

f_1 et f_2 , fonction du temps sont données par :

$$f_1(t) = \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \text{Im} \left[s_1 e^{s_1^2 t} \text{erfc}(-s_1 \sqrt{t}) \right] \text{ et } f_2(t) = -\frac{1}{\tau_h} \frac{\tau_{hT}}{\sqrt{\tau_T - \sqrt{\tau_h}}} \frac{1}{T_o} \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \text{Im} \left[s_1 e^{s_1^2 t} \text{erfc}(-s_1 \sqrt{t}) \right]$$

Im: l'opérateur partie imaginaire; le complexe s_1 donnée par :

$$s_1 = \frac{-a + i\sqrt{\Delta}}{2} ; \Delta = a^2 - 4b' \quad a = \frac{\sqrt{\tau_h}}{\tau_h} ; b' = \frac{1}{\tau_h}$$

Les constantes de temps τ_h , τ_T , τ_{hT} et τ'_h s'écrivent :

$$\tau_h = \frac{r_o^2}{D_h} ; \tau_T = \frac{r_o^2}{D_T} ; \tau_{hT} = \frac{r_o^2}{D_{hT}} ; \tau'_h = \frac{r_o^2}{D_h}$$

Les termes de diffusivité sont :

$$D_h = \frac{k}{\eta} \frac{1}{\frac{1}{M} + \frac{b^2}{\lambda_o + 2\mu}} ; D_T = \frac{\lambda_T}{\rho_s C_s} ; D_{hT} = \frac{1}{T_o} \frac{k}{\eta} \frac{1}{-3\alpha_m + \frac{3\alpha_o K_o b}{\lambda_o + 2\mu}} ; D'_h = \frac{1}{K^{fl}} + \frac{3}{M} \frac{1}{\mu}$$

k : perméabilité; η : viscosité dynamique; M : module de Biot; b : coefficient de Biot; λ_o : coefficient de Lamé drainé; μ : module de cisaillement; λ_T : conductivité thermique du sel; ρ_s : masse volumique du sel; C_s : capacité calorifique du sel; T_o : température initiale; α_m : coefficient de dilatation linéique du fluide relativement au squelette solide; α_o : coefficient de dilatation linéique du squelette drainé; K_o : module de compressibilité drainé; K^{fl} : module de compressibilité de la saumure.

Sur la caverne EZ 53, Durup (1991) a pu mesurer une perméabilité "en grand" de $6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ sur un découvert de Gaz de France (cf. chapitre I, § 2.2). En prenant des valeurs de perméabilité du même ordre ($k \leq 10^{-19} \text{ m}^2$), on peut constater que l'effet de la perméabilité sur l'évolution de la pression de la caverne se fait peu sentir. Ce constat va en faveur de l'hypothèse d'étanchéité des stockages couramment admise par l'ingénieur sur des durées courtes, de quelques années.

2.2 Évolution à moyen et à long terme

Dans le cadre d'une étude de sûreté à moyen et à long terme, l'hypothèse d'étanchéité du stockage doit être revue. En effet, il convient d'étudier l'influence d'une perméabilité, même très faible, quelle que soit son origine. D'autre part, dans le cas où existerait une zone endommagée autour de la caverne, engendrée par la décompression des terrains lors du creusement ou du lessivage, le comportement et les conséquences d'une telle zone doivent être analysés, tant du point de vue de la sûreté vis-à-vis des fuites que du comportement mécanique.

a- Stabilité de la zone endommagée

Plusieurs éléments convergent pour attester la stabilité mécanique de cette zone (si elle existe dans le contexte d'une cavité réalisée par dissolution). D'une part, les observations sur plusieurs mois de cavités abandonnées (par exemple, à Hauterives ou à Vauvert, Bérest, 1989) ne montrent pas de fuites significatives dans le massif qui traduiraient la propagation instable d'une zone endommagée. Ces observations peuvent d'ailleurs être étayées par les calculs de structure simples qui suivent.

Nous supposons que la caverne est de forme sphérique, de rayon r_0 . Son centre se trouve à une profondeur H_0 , où règne un état de contraintes initiales hydrostatique égal à σ_0 . A court terme, on considère le massif comme poro-élastique. Pour modéliser l'endommagement d'une partie du massif, le formalisme utilisé est celui de la plasticité; un point du massif se trouve dans la zone endommagée si son état de contrainte satisfait un critère de type Tresca, noté $F(\underline{\sigma})$, comme le suggère les résultats expérimentaux obtenus sur le sel en contact avec le fluide (voir figure 7):

$$F(\underline{\sigma}) = \sigma_r - \sigma_\theta + 2C$$

σ_r : contrainte radiale; σ_θ : contrainte orthoradiale; C: cohésion estimée à 5 MPa pour le critère d'endommagement d'après les données expérimentales.

Dans la zone endommagée considérée comme poreuse, on suppose les pertes de charges négligeables. Cette hypothèse s'appuie sur la dépendance de la perméabilité en fonction de la distance à la paroi de la galerie suivant une loi de puissance (figure 8). Le calcul montre alors que la frontière x de la zone endommagée et le massif sain obéit à l'équation suivante (voir annexe) :

$$\ln \frac{x}{r_0} = -\frac{1}{4C} \left\{ \sigma_0 + P_1 + \frac{4}{3}C - \frac{2}{3} \frac{1}{1-\nu_0} [b(1-2\nu_0)(P_1 - P_0) + \alpha_0 E_0 (T - T_0)] \right\}$$

σ_0 : contrainte géostatique initiale ; P_1 : pression à l'intérieur de la caverne ; P_0 : pression de pores initiale, b : coefficient de Biot ; ν_0 : coefficient de Poisson drainé ; α_0 : coefficient de dilatation thermique drainé; E_0 : module d'Young drainé, T : température en x; T_0 : température initiale.

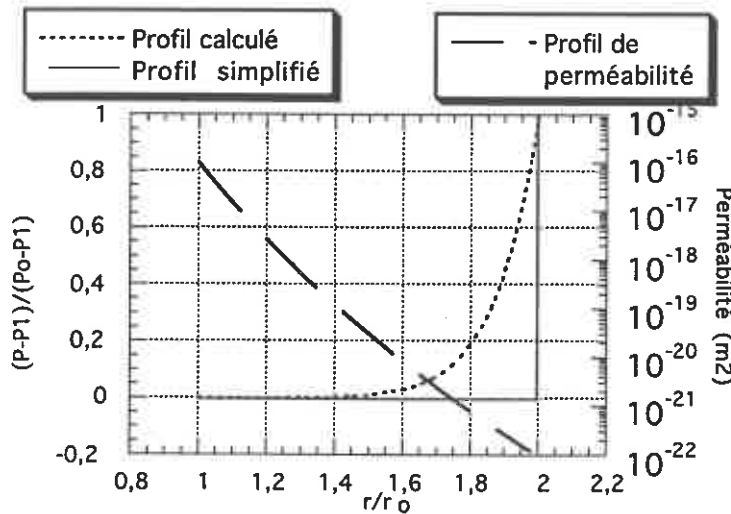


Figure 8. Évolution de la perméabilité et de la pression normalisée $(P-P_1)/(P_0-P_1)$ en fonction du rayon normalisé r/a dans la zone endommagée.

r_0 : rayon de la caverne; P_1 : pression en paroi ; P_0 : pression de pores initiale; le profil de perméabilité est choisi d'après les données de Stormont et al. (1991) (cf. figure 10, chapitre I) :

$$k(r) = k(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^\alpha$$

avec $\alpha \approx -20$

(La DRZ ne dépasse pas $2r/r_0$ conformément aux observations des mêmes auteurs).

On imagine une petite variation de la pression interne dP_1 et une petite variation de la température dT amenant la frontière de la zone endommagée en x_0+dx . Vu la relation précédente, l'incrément dx vérifie alors :

$$\frac{dx}{x_0} = -\frac{1}{4C} \left[1 - \frac{2b(1-2\nu_0)}{3(1-\nu_0)} \right] dP_1 + \frac{\alpha_0 E_0}{6C(1-\nu_0)} dT$$

Comme le coefficient de Poisson ν_0 et celui de Biot b sont respectivement plus petits que 0,5 et 1, on peut vérifier qu'une augmentation de la pression dans la caverne ($dP_1 > 0$) et une diminution de la température dans la zone endommagée ($dT < 0$) ne provoque pas une propagation de la frontière en x_0 ($dx < 0$).

Or, suite à la fermeture du puits d'accès, on constate sur les sites une augmentation de la pression de la caverne consécutivement à la résorption du déséquilibre thermique (la saumure étant plus froide que la roche, elle a tendance à se dilater en se réchauffant), et au fluage (Bérest, 1985). La pression de la caverne augmentant et la température du massif au voisinage de la caverne baissant faiblement dans un premier temps (la température s'équilibre au bout de plusieurs mois, Bérest, 1990), il est donc raisonnable de penser que la frontière ne se propage pas à court terme.

Ce résultat est confirmé par un calcul sur une géométrie sphérique, en tenant compte du comportement viscoplastique du sel. L'approche étant qualitative et afin de mener les calculs analytiques jusqu'au bout, nous avons pris les hypothèses supplémentaires suivantes :

- (a) il n'y a pas de déformation volumique significative dans la zone endommagée ($\nu_0=0,5$),
- (b) l'exposant de la loi de fluage est pris égal à 1 (loi de Maxwell).
- (c) le seuil de l'écoulement viscoplastique est négligeable devant le seuil d'endommagement. Cette hypothèse est couramment admise pour le sel qui possède un seuil viscoplastique théoriquement nul (Langer, 1981; Vouille *et al.*, 1981; Waversick et Preece, 1981).
- (d) le chargement en paroi est décroissant jusqu'à une valeur t_f correspondant à la fin du creusement (ou du lessivage) et donc à la fermeture de la caverne.

(e) la zone viscoplastique n'est pas perturbée par le champs de pression interstitielle et le champs de température.

Le calcul est conduit de la même façon que celui de Tchiye (1995) qui avait considéré un modèle de viscoplasticité avec rupture, en symétrie cylindrique. La frontière de la zone endommagée s'écrit (annexe III) :

$$\dot{P}_1 + \frac{E_0}{\eta_s^{-1}} P_1 = -\frac{E_0}{\eta_s^{-1}} \sigma_0 - 4C \frac{\dot{x}}{x} - 4C \frac{E_0}{\eta_s^{-1}} \text{Ln} \frac{x}{r_0}$$

x : frontière entre le domaine élastique et la zone endommagée ; P_1 : pression dans la caverne ; η_s : coefficient de fluidité du potentiel viscoplastique dans la loi de fluage ; E_0 : module d'Young drainé ; σ_0 : contrainte géostatique initiale ; C : cohésion ; r_0 : rayon de la caverne.

A l'instant t_f , la chute de la pression dans la caverne est terminée, ce qui correspond à la fin du creusement ; la caverne est alors isolée. On note avec l'indice 0, les valeurs des grandeurs d'état, pression et température, et de la frontière x correspondant à cet instant. Pendant une durée infinitésimale dt , la pression dans la caverne prend la valeur $P_1^0 + dP_1$ ($dP_1 > 0$). La frontière x entre la zone endommagée, elle aussi, évolue en $x_0 + dx$. Si $dx > 0$, la zone endommagée se propage ; si $dx < 0$, elle s'arrête. Cet incrément dx vérifie :

$$dP_1 + \frac{E_0}{\eta_s^{-1}} (P_1 + \sigma_0 + 4C \text{Ln} \frac{x_0}{r_0}) = -4C \frac{dx}{x_0}$$

On prend : $P_1 = 12$ MPa ; $\sigma_0 = -22$ MPa ; $C = 5$ MPa.
On vérifie alors que pour $dP_1 > 0$, on a bien $dx < 0$.

Ainsi, les deux calculs effectués en poro-élasticité et poro-viscoplasticité sont en accord et suggèrent que tant que la pression de la caverne croît, la zone endommagée ne se propage pas. On supposera dans la suite que ce résultat reste vraisemblablement vérifié pour l'évolution à moyen terme (plusieurs dizaines d'années).

b- Application à une structure souterraine

La caverne est toujours de forme sphérique, de rayon r_0 . La température du massif est T_0 à cette profondeur. Le massif au voisinage du stockage est considéré comme poreux, saturé et faiblement perméable. La pression de pores est supposée égale à P_0 dans le massif vierge. On considère en outre que la pression et la température dans la caverne sont respectivement P_1 et T_1 .

Le sel gemme présente un comportement thermo-élasto-viscoplastique caractérisé par le module de Young "drainé" E_0 , le coefficient de Poisson "drainé" ν_0 et le fluage stationnaire décrit par la loi de Norton-Hoff :

$$\underline{\underline{\dot{\epsilon}^{vp}}} = \eta_s(T) (\sigma^{eq})^n \frac{\partial \sigma^{eq}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}$$

$\eta_s(T)$: fluidité du sel, fonction de la température (classiquement selon la loi d'Arrhénius : $\eta_s(T) = \eta_0 \cdot \exp(\frac{-K}{T})$)

; σ^{eq} : contrainte équivalente de Von Mises $\sigma^{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \underline{\underline{S}} : \underline{\underline{S}}}$ ($\underline{\underline{S}}$: déviateur de contrainte) ; n : exposant du critère viscoplastique ; K : constante d'activation.

Nous admettons par ailleurs (hypothèse justifiée dans ce contexte) qu'à moyen terme, tant que l'hypothèse des petites perturbations est vérifiée, le système évolue vers un état stationnaire caractérisé par :

1°- Une température de la saumure dans la caverne identique à la température du massif, considérée comme uniforme. Un raisonnement sur les temps caractéristiques montre qu'une telle situation est rencontrée au bout d'une trentaine d'années pour une caverne de 300 000 m³ (Bérest, 1990).

2°- Une contrainte déviatorique vérifiant la relation suivante (voir annexe V) :

$$\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} = f(T, n, K, r_0) \frac{\sigma_0 - P_1}{r^{3/n}}$$

$f(T, n, K, r_0)$: fonction de la température, du rayon de la cavité, de l'exposant et de la constante d'activation du critère de viscoplasticité :

$$f(T, n, K, r_0) = \frac{\exp[K/(nT)]}{2} \left[\int_{r_0}^{\infty} \frac{\exp[K/(nT(r))]}{u^{3/n+1}} du \right]^{-1}$$

On remarque qu'à l'état stationnaire, le déviateur et plus généralement l'état de contrainte ne dépendent pas du champ de pression interstitielle dans le massif. Le calcul complet permet d'obtenir :

$$f = \frac{3}{2n} r_0^{3/n}$$

3°- Une pression du fluide dans la caverne et dans le massif, éventuellement distinctes.

Dans ces conditions, la pression limite P_1 dans la caverne obéit aux deux équations suivantes :

- a- la conservation de la masse de fluide à la paroi ;
- b- la diffusion de la pression interstitielle dans le massif.

a.- Conservation de la masse fluide à la paroi :

$$\begin{aligned} \dot{M} &= \underbrace{V_0 \dot{\rho}}_{\substack{\text{Variation de la densité du fluide} \\ \Rightarrow \text{équation d'état du fluide (a1)}}} + \underbrace{\rho_0 \dot{V}}_{\substack{\text{Variation de la géométrie de la cavité} \\ \Rightarrow \text{équation de comportement du massif (a2)}}} \\ &= \underbrace{-S_0 q}_{\substack{\text{Fuite dans le massif} \\ \Rightarrow \text{loi de conduction du fluide} \\ \text{en milieu poreux (a3)}}} \end{aligned}$$

(28)

M : masse de saumure dans la cavité, ρ_0 : masse volumique de la saumure, S_0 et V_0 : respectivement surface et volume initiaux de la caverne, q : débit de fuite à la paroi, V : volume actuel de la caverne.

a1 - Équation d'état du fluide :

A l'état stationnaire $\dot{T} = \dot{P} = \dot{\sigma} = 0$, de même que : $\dot{\rho} = 0$

a2 - Équation de comportement du massif :

Pour une sphère, nous avons : $\dot{V} = 4 \pi r_0^2 \dot{r} = 4 \pi r_0^2 \dot{u}_0$. Avec \dot{u}_0 : vitesse de convergence de la paroi donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\dot{u}}{r_0} = -\frac{1-\nu_0}{E_0} \dot{\sigma}_{\theta\theta} + \frac{\nu_0}{E_0} \dot{\sigma}_{rr} - \frac{1}{2} \dot{\epsilon}_{vp}$$

Compte tenu de la loi de comportement (expression de $\dot{\epsilon}_{vp}$) et de la forme du déviateur à l'état stationnaire:

$$\frac{\dot{u}}{r_0} = -\frac{1}{2} \eta_s(T_1) \left(\frac{3}{n}\right)^n \left(\frac{\sigma_\theta + P_1}{-2\sigma_n}\right)^n$$

La variation de volume de la cavité au cours du temps vérifie alors :

$$\dot{V} = -\frac{S_0}{2} \eta_s(T_1) \left(\frac{3}{n}\right)^n \left(\frac{\sigma_\theta + P_1}{-2\sigma_n}\right)^n \quad (29)$$

a3 - Loi de conduction du fluide :

En considérant que la loi de Darcy est vérifiée pour le sel, nous avons alors en coordonnées sphériques :

$$q = -\rho_0 \frac{k}{\eta^{fl}} \left[\frac{\partial P}{\partial r} \right]_{r_0}$$

k : perméabilité intrinsèque, η^{fl} : viscosité dynamique du fluide.

Pour expliciter l'expression du débit de masse de fluide q à la paroi, il convient d'avoir l'expression de la pression interstitielle P dans le massif.

b - Équation de diffusion de la pression interstitielle dans le massif

A l'état stationnaire $\dot{T} = \dot{P} = \dot{\sigma} = 0$, l'équation de diffusion du fluide interstitielle n'est pas couplée au comportement thermo-mécanique et se simplifie :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{dP}{dr} \right] = 0 \Rightarrow \frac{dP}{dr} = \frac{P_1 - P_0}{r^2} r_0$$

D'où

$$q = \rho_0 \frac{k}{\eta^{fl}} \left[\frac{P_1 - P_0}{r_0} \right] \quad (30a)$$

Ou encore si le massif n'est perméable que dans une couronne de roche (i.e. dans une zone endommagée), d'épaisseur $r_e - r_0$, autour de la caverne :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 k(r) \frac{dP}{dr} \right] = 0 \Rightarrow \frac{dP}{dr} = \frac{P_1 - P_0}{k(r) r^2} \frac{1}{\int_{r_0}^{r_e} \frac{dr}{k(r) r^2}}$$

D'où

$$q = \frac{\rho_o}{\eta^{\beta l}} \frac{P_1 - P_0}{r_o^2} \frac{1}{\int_{r_0}^{r_e} \frac{dr}{k(r) r^2}} \quad (30b)$$

En remplaçant les équations (29) et (30) dans l'équation de conservation de la masse fluide (28), on obtient une équation non linéaire dont l'inconnue P_1 est la pression de la cavité :

(si $k = \text{constante dans le massif}$)

$$\frac{1}{2} \eta_s(T_1) \left(\frac{3}{n} \right)^n \left(\frac{\sigma_o + P_1}{-2\sigma_n} \right)^n = \frac{k}{\eta^{\beta l}} \frac{P_1 - P_0}{r_o} \quad (31a)$$

(Si $k = k(r)$ dans une zone endommagée)

$$\frac{1}{2} \eta_s(T_1) \left(\frac{3}{n} \right)^n \left(\frac{\sigma_o + P_1}{-2\sigma_n} \right)^n = \frac{1}{\eta^{\beta l}} \frac{P_1 - P_0}{r_o^2} \frac{1}{\int_{r_0}^{r_e} \frac{dr}{k(r) r^2}} \quad (31b)$$

Prenons, comme le suggère les résultats *in situ* du WIPP (Stormont *et al.*, 1991) un profil de perméabilité de la forme : $k(r) = k(r_o) \left(\frac{r}{r_o} \right)^\alpha$ (avec $\alpha \approx -20$). L'équation (31b) se réécrit :

$$\frac{1}{2} \eta_s(T_1) \left(\frac{3}{n} \right)^n \left(\frac{\sigma_o + P_1}{-2\sigma_n} \right)^n = \frac{k_o}{\eta^{\beta l}} \frac{P_1 - P_0}{r_o} \frac{1 + \alpha}{\left[1 - \left(\frac{r_o}{r_e} \right)^{\alpha+1} \right]} \quad (31c)$$

Remarque :

Les équations (31a) et (31c) permettent de retrouver deux situations limites :

- le massif est complètement étanche : ($k \rightarrow 0$) ; la pression dans la caverne tend alors vers l'état de contrainte géostatique initial dans le massif ($P_1 \rightarrow -\sigma_0$)
- le massif est poro-élastique et ne présente pas de comportement différé : ($\dot{u} = 0$) ; la pression de la caverne tend alors vers la pression de pores initiale ($P_1 \rightarrow P_0$)

Ces équations peuvent être résolues pour différentes valeurs de perméabilité en faisant varier d'une part les facteurs intrinsèques (coefficient de viscosité, exposant de la loi de fluage) et d'autre part les facteurs extrinsèques (rayon et profondeur de la cavité).

Influence des facteurs intrinsèques

- On retrouve les deux cas limites évoqués : plus la perméabilité est élevée, plus la pression limite P_1 tend vers la pression interstitielle initiale du massif P_0 . De même, plus la perméabilité est faible, plus la pression limite P_1 tend vers la pression lithostatique des terrains σ_0 (Ghoreychi et Cosenza, 1993);
- Dans le cas d'une perméabilité constante du massif (comprise entre 10^{-22} - 10^{-18}m^2), la pression limite P_1 est d'autant plus élevée que l'exposant n de la loi de fluage stationnaire et la fluidité η_s du sel sont faibles.
- Dans le cas d'une présence d'une zone endommagée (équation 31c), la pression limite P_1 est d'autant plus proche de la pression de pores P_0 , que la perméabilité en paroi k_0 est grande (le rayon de la zone endommagée r_e étant maintenu constant) et que l'extension de la zone endommagée est importante (perméabilité k_0 étant maintenue constante).

Influence des facteurs extrinsèques

Pour une perméabilité donnée, la pression limite P_1 est d'autant plus élevée que le rayon r_0 et la profondeur de la cavité sont grands (figure 9).

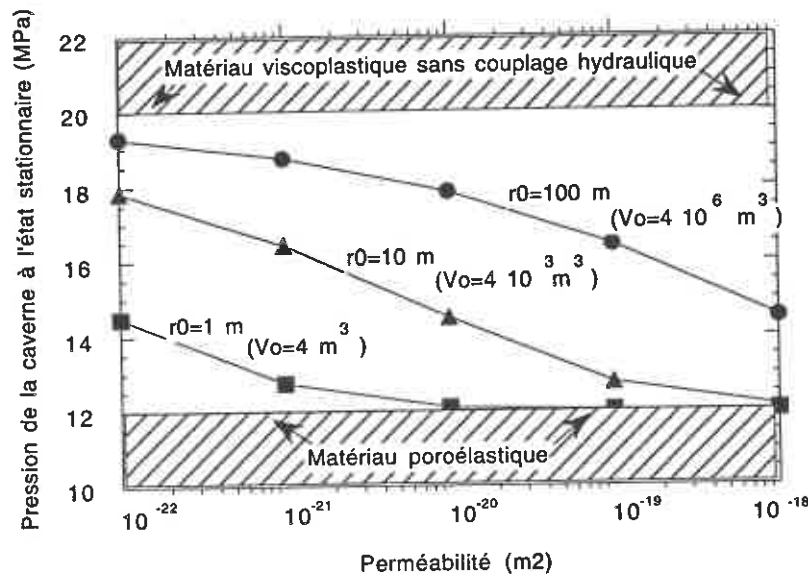


Figure 9 : Évolution de la pression stabilisée dans la cavité à l'état stationnaire pour différentes valeurs de perméabilité. (Profondeur : 1000m, Pression interstitielle initiale : 12MPa, Pression lithostatique : 20MPa, r_0 : rayon de la cavité; 1 Darcy= 10^{-12} m^2)

Discussion

Ce calcul simple met bien en évidence que la pression de la saumure développée à moyen terme (quelques dizaines d'années) au sein d'une cavité de stockage abandonnée dépend de trois paramètres essentiels : la nature du sel gemme (aptitude au fluage, perméabilité), la profondeur et la taille de la cavité.

L'influence de cette dernière tient exclusivement à la nature de la condition à la limite en paroi. L'écriture du bilan de masse à la paroi (équation 28) fait intervenir d'une part la variation de *volume* de la caverne causée par le fluage et d'autre par la fuite dans le massif à travers la *surface* de la caverne. Par conséquent, le rapport surface/volume de la cavité constitue un paramètre essentiel du calcul.

L'analyse de l'état de contrainte en paroi permet de discuter du risque de rupture éventuelle de la caverne aussi bien en compression qu'en traction :

- le risque de rupture par compression est d'autant plus élevé que la perméabilité est grande. En effet, une augmentation de la perméabilité conduit à une diminution de la pression limite de la caverne et donc à une diminution de la contrainte moyenne et une augmentation du déviateur. Cette situation contribue à se rapprocher du critère de rupture du sel.

Dans la pratique, ce critère n'est pas atteint puisque le déviateur limite à la paroi est très faible :

$$\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} = -\frac{3}{2n}(\sigma_0 + P_1)$$

Le déviateur limite est d'autant plus faible que l'exposant du critère de viscoplasticité n généralement compris entre 3 et 5 est élevé.

- le risque de rupture par traction est en revanche d'autant plus faible que le matériau est perméable. Une diminution de la perméabilité conduisant à réduire le déviateur, la fracturation hydraulique pourrait se produire à très long terme pour un déviateur nul (la résistance en traction à long terme du sel étant pratiquement nulle).

CONCLUSIONS

Afin d'apprécier qualitativement et quantitativement l'évolution dans le temps du caractère soluble du sel gemme, et à l'aide de modèles théoriques considérant le comportement poro-élastique, l'influence de deux processus a été discuté :

(a) le phénomène de dissolution/cristallisation consécutif à un déplacement de l'état d'équilibre chimique de la solution saline emprisonnée dans les microfissures ;

(b) le phénomène de cicatrisation sous contrainte qui se manifeste macroscopiquement par une baisse différée de la perméabilité d'un échantillon lorsque celui-ci est soumis à un chargement hydrostatique.

Les résultats des modèles montrent que l'ordre de grandeur de la perméabilité n'est pas modifié par les transferts de masse de soluté, et que la cicatrisation est susceptible de restaurer la perméabilité initiale du sel sain. Ces résultats vont dans le sens d'une plus grande sécurité vis-à-vis de migrations éventuelles d'éléments vers la biosphère, dans le contexte d'un stockage souterrain en formations salines.

La prévision de la sûreté à long terme d'un stockage souterrain nécessite également une analyse appropriée de l'évolution de l'étanchéité du milieu géologique au cours du temps. L'influence de sollicitations mécaniques, thermiques et hydrauliques sur l'évolution de la perméabilité du milieu doit être considérée. Ce trait a été bien mis en évidence par le calcul couplé effectué sur une cavité sphérique représentant une cavité de stockage abandonnée remplie de saumure ; l'évolution est de la pression de la caverne à moyen terme (sur une dizaine d'année) est gouvernée non seulement par les propriétés rhéologiques du sel mais également par la perméabilité (naturelle ou induite par endommagement mécanique du champs proche) très faible du massif ($< 10^{-19} \text{ m}^2$).

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'évaluation de la sûreté à long terme de stockages en formations géologiques nécessite la prise en compte simultanée du comportement mécanique et des propriétés de transfert de masse, notamment la perméabilité. Dans le cas du sel gemme, ce couplage est rarement considéré, le sel étant supposé en principe imperméable, comme l'atteste l'existence de poches de fluides (gaz ou saumure) piégées en son sein, sous fortes pressions.

Toutefois, de récents résultats expérimentaux obtenus en laboratoire et *in situ* remettent en question cette "imperméabilité". Le sel possède une perméabilité mesurable au moins dans deux cas :

a- lorsque le sel est endommagé consécutivement à un chargement mécanique (par exemple, lors de l'excavation d'un ouvrage souterrain) ou thermo-mécanique, la microfissuration induite provoque alors une augmentation de la perméabilité de plusieurs ordres de grandeur.

b- lorsque le matériau présente une teneur en impuretés significative (argiles et anhydrite notamment), ces d'impuretés peuvent constituer des chemins préférentiels d'écoulement des fluides.

Dans le contexte de la sûreté à long terme d'un stockage souterrain, ces résultats soulèvent les questions suivantes :

- dans quelle condition l'endommagement mécanique et les impuretés organisées en un réseau connecté peuvent donner lieu à une perméabilité mesurable pour un sel naturel ?
- quelles sont les conséquences de l'existence d'une très faible perméabilité sur la rhéologie du sel et sur le comportement mécanique à long terme d'un stockage ?

C'est à l'étude de ces questions que ce mémoire s'est consacré. Sa contribution peut se diviser en trois volets :

* *Sur le plan expérimental*, nous avons proposé une méthodologie d'étude et mis au point un dispositif expérimental original, pour mesurer dans un contexte difficile, dans une galerie d'une mine de sel, des très faibles perméabilités (inférieures à 10^{-20} m²). Les résultats expérimentaux obtenus à partir d'un essai *in situ* aux Mines de Potasse d'Alsace (MDPA) ont permis d'affirmer que le sel gemme est perméable au gaz et à la saumure même assez loin des ouvrages souterrains.

Les faibles débits volumiques de saumure mesurés sont relativement bien reproduits par la loi de Darcy. Les valeurs de la perméabilité intrinsèque et de la pression de pores initiale obtenues sont égales à $2 \cdot 10^{-21}$ m² et 1 MPa respectivement. Concernant l'essai au gaz, deux points ont été mis en évidence :

- après percolation de saumure dans le massif, la pression capillaire fait diminuer d'un ordre de grandeur le débit massique de gaz.
- la loi de Darcy n'est pas bien adaptée à l'écoulement du gaz dans une formation salifère. L'effet Klingenberg (ou phénomènes de "glissements en paroi" des molécules de gaz) et la présence éventuelle d'une pression capillaire initiale semblent jouer un rôle significatif. En vue d'applications dans le domaine de la sûreté du stockage, la modélisation quantitative (et bien sûr macroscopique) de l'effet Klingenberg constitue une perspective naturelle de ce travail.

Par ailleurs, des essais triaxiaux, sous des pressions de confinement élevées jusqu'à 60 MPa montrent que le sel gemme présente un endommagement plus précoce et une résistance à la compression plus faible, lorsqu'il est directement en contact avec le fluide de confinement. Les critères d'endommagement et de rupture dans le plan "contrainte moyenne-contrainte déviatorique" obtenus sur les échantillons de sel humide (non gainés) se trouvent bien en dessous de ceux obtenus sur un sel sec (échantillons gainés) et ne dépendent pratiquement pas de la contrainte moyenne.

Ces résultats de laboratoire expliquent l'existence d'une perméabilité même pour les échantillons soumis à une forte pression de confinement :

- avant le seuil d'endommagement, le fluide pénètre bien dans le sel à cause de la perméabilité initiale de l'échantillon et ceci malgré le fort chargement hydrostatique appliqué préalablement, durant environ une journée, et les pressions de confinement élevées. La pression du fluide assiste le processus d'initiation de la microfissuration.
- après le seuil d'endommagement, la percolation liée à la microfissuration produite par le chargement déviatorique assiste également, par une augmentation de la pression de pores, le processus de propagation des microfissures.

La dégradation des critères d'endommagement et de rupture observée en condition humide est accentuée lorsque le liquide en contact est de la saumure. Les réactions physico-chimiques dans le système halite-saumure au sein de l'échantillon sont donc reliées aux mécanismes d'endommagement et de rupture. Les investigations expérimentales sur ce couplage mécano-chimique mériteraient d'être poursuivies afin de mieux cerner les mécanismes microscopiques mis en jeu.

En outre, des essais de relaxation et de fluage réalisés également sur des échantillons non gainés révèlent que la percolation d'un fluide au cours de la microfissuration (après le seuil d'endommagement) influence non seulement le critère de rupture mais également les propriétés rhéologiques du sel : la viscosité apparente se trouve diminuée.

** Sur le plan de la modélisation*, un cadre théorique macroscopique, a été proposé, considérant le sel gemme comme un matériau poreux au sein duquel une réaction chimique entre le fluide et la matrice a lieu. Malgré l'indétermination qui pèse sur une partie des paramètres introduits et le caractère simplifié de la cinétique chimique, il est désormais possible grâce à ce cadre théorique :

- d'analyser le couplage entre la déformation macroscopique du matériau et les phénomènes de dissolution-cristallisation produits par la percolation d'un fluide réactif ;
- et donc d'envisager ultérieurement une extension de ce travail qui consiste à prendre en compte les effets cinétiques associés à plusieurs réactions chimiques.

Notons au passage que le cadre théorique proposé, fondé sur les principes thermodynamiques, est assez général : il n'est pas limité au seul cas du sel gemme. Nous nous sommes efforcés de considérer l'ensemble des processus de transport tout en étant conscient que certains (la convection, par exemple) sont rarement rencontrés dans le sel.

Il faut aussi préciser que cette approche, bien que convaincante d'un point de vue théorique, souffre du nombre important de paramètres intervenants dont la détermination reste difficile, délicate et onéreuse au moins pour certains d'entre eux. C'est la raison pour laquelle nous avons procédé, d'une façon simplifiée (et probablement discutable), à une estimation des temps caractéristiques des différents processus. Nous avons ainsi suggéré de découpler, chaque fois que ceci est justifié, un ou plusieurs processus pour simplifier le modèle, alléger le calcul et faciliter l'analyse des résultats.

Le cadre proposé a été utilisé pour une discussion sur le rôle des phénomènes de dissolution-cristallisation de la saumure piégée dans les interstices et du phénomène de cicatrisation sous contrainte. Nous avons montré que ce dernier phénomène accompagné d'une déformation viscoplastique des grains peut expliquer l'imperméabilité du sel gemme sur des échelles de temps géologiques. En revanche, l'influence de la dissolution/cristallisation sous l'effet d'une modification de la température ou de la pression sur l'évolution de la perméabilité du sel paraît négligeable, compte tenu des hypothèses introduites.

** En matière de sûreté des stockages en formations salines, nous avons pu montrer qu'une perméabilité même extrêmement faible, voire non mesurable par les dispositifs de perméamétrie actuels (perméabilité intrinsèque inférieure à 10^{-22} m²), influence de manière sensible l'évolution à long terme du stockage.*

Un exemple d'application du cadre théorique simplifié retenu dans le dernier chapitre de ce mémoire est l'abandon d'une caverne de stockage remplie de fluide. Les phénomènes tels que l'endommagement de la paroi, la perméabilité du sel endommagé, et les couplages hydro-mécaniques ont été pris en compte pour discuter de leur incidence sur l'évolution de la pression de la caverne.

L'ensemble de ce travail permet d'ouvrir quelques perspectives dans le domaine de l'analyse de la sûreté à long terme des stockages suivants :

- (a) les dépôts souterrains de déchets radioactifs ;
- (b) les cavernes de dissolution remplies de saumure.

Dans le premier cas, il s'agit d'examiner la stabilité de la zone endommagée autour de l'ouvrage et de la barrière ouvragée située entre les déchets et le massif. Les données expérimentales et les outils conceptuels dont nous disposons à la suite de cette étude nous autorisent à envisager une première modélisation sur une structure réaliste. Cette première approche pourrait prendre en compte non seulement le scénario normal d'évolution (fluage des parois des galeries et des puits en condition sèche, avec possibilité de migrations d'inclusions fluides sous gradient de température) mais également un scénario dit "altéré" (intrusion de saumure dans le stockage).

On s'attachera en particulier, à analyser l'évolution du stockage sous l'effet de deux phénomènes :

- la cicatrisation différée des microfissures de la zone endommagée et des vides du remblai et/ou du scellement (sel broyé) due à la déformation viscoplastique des grains et de transferts locaux en solution (cf. les discussions dans Spiers *et al.*, 1986 et Peach, 1991). Cet effet contribue à une meilleure étanchéité du stockage ;
- l'ouverture des microfissures de la zone endommagée et des réseaux conducteurs du massif sain, consécutivement à l'augmentation de la pression de pores induite par la production de gaz dans le stockage. Cette production de gaz trouve son origine dans les réactions chimiques au niveau des containers (radiolyse, corrosion, biodégradation etc.) (on pourra mettre à profit les résultats du projet PEGASUS). Cet effet contribue bien sûr à augmenter la perméabilité autour du stockage.

Dans le deuxième cas, celui de l'abandon des cavités lessivées, on s'intéressera plus particulièrement à l'équilibre mécanique final de l'ouvrage. En effet, on peut s'interroger sur le sens de migration de la cavité sous l'action de deux phénomènes opposés (Bérest, 1990):

- le contraste de densité entre la saumure stockée et la massif qui a tendance à provoquer une montée de la caverne (effet dit de la "bulle de savon") ;
- un mouvement convectif de la saumure stockée (pour une caverne de taille suffisamment grande) entraînant un mouvement descendant de la caverne. Ce processus résulte : (a) du gradient géothermique qui constitue le moteur du mouvement convectif (b) et de la dépendance de la solubilité de la saumure avec la température. Ainsi, provenant de la partie basse de la caverne, la saumure chaude remonte vers la partie supérieure de la caverne, en se refroidissant. Arrivée en partie supérieure, la saumure se trouve dans un état sursaturé de par sa nouvelle température : une cristallisation se produit alors en paroi. Dans un deuxième temps, la sel en solution redescend grâce au mouvement convectif descendant de la saumure.

A partir d'un calcul couplé qui utiliserait les équations d'évolution établies au chapitre IV sur une structure axisymétrique, une discussion de l'influence respective de ces phénomènes en relation avec une fuite du fluide dans la formation, mériterait alors d'être menée.

BIBLIOGRAPHIE

- AIR LIQUIDE (L')**, (1976) *Gas Encyclopedia*, Ed. Elsevier, Amsterdam.
- ALLEMANDOU X., DUSSEAUT M.**, (1993), *Procedures for cyclic creep testing of salt rock, results and discussions*, In : Proc. of the 3rd Conference on Mechanical Behavior of Salt, M. Ghoreychi, P. Bérest, H Hardy, M. Langer. (Eds.) PP 207-218, Trans Tech Publications, Clausthal, ISBN 0-87849-100-7.
- ANDERSON E. B., SAVONENKOV V.G., SILIN Y.I.** (1990), *Study of structural geochemical characteristics of salt rocks for selection of radioactive waste disposal sites*. Third Conference on Radioactive Waste Management and Disposal, Luxembourg (communication personnelle).
- ANTHONY T.R. et CLINE H.E.** (1971), *Thermal migration of liquid droplets through solids*, Journal of Applied Physics, Vol. 42, N°9, PP. 3380-3387.
- AUFRICHT W.R. HOWARD K.C.** (1961), *Salt Characteristics as they affect storage of hydrocarbons*, Journal of Petroleum Technology, Vol. 13, PP. 733-738.
- A.T.G. (Association Technique de l'industrie du Gaz en France)** (1986), *Manuel pour le Transport et la distribution du gaz, Stockages Souterrains de Gaz*, Tome XIII, Paris.
- BAZARGAN B, TELANDRO S, COSENZA Ph, GHOREYCHI M, LAURENS JF**, (1994), *In situ gas and brine permeability test in salt design and deployment of experimental device*, 4th Pegasus Meeting, Exeter (GB), 26-27 Juin, Proc. Commission of the European Communities EUR 16001, PP 171-183.
- BEAUHEIM R., SAULNIER G.** (1988), *Evaluation of excavation effects on rock mass permeability around the waste-Handling shaft at the WIPP site*, Réunion de travail de l'AEN sur l'incidence des travaux d'excavation sur le comportement des dépôts de déchets radioactifs, 26 June Winnipeg, USA.
- BEAUHEIM R. SAULNIER G.** (1989), *In situ hydraulic testing of evaporites at Waste Isolation Pilot Plan Site*, In : Int. Geol Cong. Abst., 1989-07-09 Washington DC, Vol. 28, N°1, P 107.
- BEAUHEIM R. L., SAULNIER G. J., AVIS J. D.** (1991), *Interpretation of brine-permeability tests of the salado formation at the Waste Isolation Pilot Plant (W.I.P.P.) Site*; SANDIA 1st Interim Report. SAND90-0083.UC721 205 p.
- BÉREST P., LEDOUX E., LEGAIT B, DE MARSILY G.** (1979), *Effets thermiques dans les cavités en couches salifères*, In : Proc. 4^{ème} Congrès de la Société Internationale de Mécanique des Roches, Montreux; Balkema, Rotterdam.
- BÉREST P.** (1988), *Phénomènes thermiques en géotechnique*, In : la Thermomécanique des roches coordonné par P. Bérest et Ph. Weber. BRGM.
- BÉREST P.** (1989), *Problèmes de mécanique associés au stockage souterrain*, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- BÉREST P.** (1990), *Les problèmes soulevés par l'abandon des cavités de dissolution profondes dans le sel gemme*, Rousset (Ed.), Presses de l'ENPC, Paris, PP 115-130.
- BÉREST P. BROUARD B.** (1995), *Behavior of sealed solution-mined caverns*, Solution Mining Research Institute, Meeting paper, New Orleans. 26p.

- BERNABE Y.** (1987), *The effective pressure law for permeability during pore pressure and confining pressure cycling of several crystalline rocks*, J. Geophys. Res., Vol. 92, N°B1, PP 648-657.
- BIOT M.** (1941), *General theory of three-dimensional consolidation*, J. Applied Physics, Vol 12, PP 155-164.
- BIOT M.** (1956), *General solutions of the equations of elasticity and consolidation for a porous material*, J. Appl. Mech., Vol. 78, PP 91-96.
- BLANC-VALLERON, M.F.** (1990), *Les formations paléogènes évaporitiques du bassin paléozoïque de Mulhouse et des bassins plus septentrionaux*, Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg.
- BOUCLY Ph., LEGRENEUR J.** (1980) *hydrocarbon storage in cavities leached out of salt formations*, Proc. of the Int. Symp. Subsurface Space Rockstore 80' Stockholm, Suède. Pergamon Press, Vol. I. PP251-258.
- BOUR O.** (1996), Thèse de l'Université de Rennes. A paraître.
- BRACE W. F., WALSH J. B., FRANGOS W. T.** (1968), *Permeability of granite under high pressure*, J. Geophys. Res., Vol. 73 N°6, PP 2225-2236.
- BRODSKY N.S., MUNSON D.E.** (1991), *The effect of brine on the creep of W.I.P.P. salt in laboratory tests*, In : Rock Mechanics as a multidisciplinary science. Proc. of the 32nd US Symposium on Rock Mechanics, J.C. Roegiers. (Ed.) PP 703-712, Balkema.
- CARSLAW A. R. JAEGER C. J.** (1960), *Conduction of heat in solids*, Oxford, Clarendon Press, London, 510p.
- CARTER C. L, HANSEN F. D.** (1983), *Creep of rock salt*, Tectonophysics, Vol. 92, PP. 275-333.
- CHARLEZ Ph.** (1991) *Rocks Mechanics*, Vol.1 Theoretical fundamentals, Ed. Technip, Paris, 334p.
- CHEMIN P.** (1990), *Etude du rôle des inclusions fluides dans les mécanismes de déformations des roches halitiques. Application aux roches salifères du Bassin bressan*, Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.
- CHEN T.** (1994), *Evolution de la perméabilité d'agrégat de sels sous contrainte liée à des circulations de fluides*, Thèse de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I.
- COOK R.F., ROGGENTHEN W. M.** (1991), *Fracturing around excavations in salt at the WIPP*, In : Rock Mechanics as a Multidisciplinary Science, Roegiers (Ed.), PP 889-898, Balkema, Rotterdam.
- COSENZA Ph., GHOREYCHI M.** (1992), *Design of brine and gas permeability field test in rock salt*, 2nd "Pegasus" meeting, Bruxelles, 11 et 12 Juin, Proc. Commission of the European Communities EUR 14816, PP 157-172.
- COSENZA Ph., GHOREYCHI M.** (1993), *Coupling between mechanical behavior and transfer phenomena in salt* - In : Proc. of the 3rd Conference on Mechanical Behavior of Salt, M. Ghoreychi, P. Bérest, H Hardy, M. Langer. (Eds.) PP 286-307, Trans Tech Publications, Clausthal, ISBN 0-87849-100-7.

- COSENZA Ph. , BAZARGAN B., GHOREYCHI M., TELANDRO S., COURNUT A.** (1995), *In situ gas and brine permeability test in salt - Results and interpretation*, 5th Pegasus Progress Meeting, Rapolano (Italie), 14-15 Juin, Proc. Commission of the European Communities EUR 16746, PP 167-175.
- COUDRAIN-RIBSTEIN A.** (1988), *Transport d'éléments et réactions géochimiques dans les aquifères*. Thèse de l'Université de Strasbourg et Ecole des Mines de Paris, France.
- COUSSY O.** (1989), *A general theory of thermoporoelastoplasticity for saturated porous materials*, Transport in porous media, Vol. 4, PP281-293.
- COUSSY O.** (1991), *Mécanique des Milieux Poreux*, Ed. Technip, 437 p.
- CRISTECU N. et HUNSCHE U.** (1991), *A constitutive equation for salt*, 7th Int Congress on Rocks Mechanics, Aachen, 16-20 Sept, 10p, Germany.
- DAVIES P.** (1989), *Preliminary threshold pressure estimates and status of two-phases simulation of waste-generated gas*, National Academy of Sciences WIPP Review Panel, December 13, 1989, Half Moon Bay, California.
- DAVION M.** (1953), *Etude sur la vitesse de dissolution des sels cristallisés*, Thèse de 3^{ème} cycle de la Faculté des sciences, Université de Paris.
- DAVY Ph.** (1994), *On the frequency-length distribution of the San Andreas fault system*, J. Geophys. Res., Vol 98, N°12, PP141-151.
- DE MARSILY G.** (1981), *Hydrogéologie Quantitative*, Ed. Masson, Paris, 216 p.
- DE MARSILY G., FARGE D., GOBLET P.** (1987), *How much do we know about coupled transport processes in the geosphere and their relevance to performance assessment*, In : Proc. Geoval Meeting. Swedish Nuclear Power Inspectorate. PP 475-490.
- DE MARSILY G.** (1991), *Quelques considerations pratiques sur la modélisation des flux thermiques et hydrauliques dans les milieux naturels*, In : La Thermomécanique des Roches. Edition B.R.G.M, N°16, France.
- DEWERS T., ORTOLEVA P. J.** (1989), *Mechano-chemical coupling in stressed rocks*, Geochimica et Cosmochimica Acta, Vol. 53, PP 1243-1258.
- DIENES J. K.** (1982), *Permeability, percolation and statistical crack mechanics*, in Issue in Rock Mechanics, Goodman, R. E, & Heuze F. E. (Eds.), PP 86-94, American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers, New York.
- DULLIEN F. A. L.** (1992), *Porous media, Fluid Transport and Pore Structure*, Second Edition, Academic Press Inc, 574p.
- DURIE R. W. et JESSEN F. W.**, (1964), *Mechanism of the dissolution of salt in the formation of underground salt cavities*, Soc. Pet. Eng. Jour., Vol 131.
- DURUP J.G.** (1991), *Long term permeability field test in rock salt*, 7th Int. Congress on Rocks Mechanics, Aachen, 16-20 Sept, 4p, Germany.
- FINLEY R., ZEUCH D., STORMONT J., DAEMEN J.** (1994), *Sealing of boreholes using natural, compatible materials : Granular salt*, Eurock'94, PP 753-760, Balkema Rotterdam.

FOKKER P.A., KENTER C.J., ROGAAR H.P. (1993), *The effect of fluid pressures on the mechanical stability of rock salt*, In : Proc. 7th Symposium on Salt, Vol I, PP 75-82, Elsevier Science Publishers.

GHAZALI A. (1995) *Etude par analyse texturale du rôle de l'humidité dans la déformation des roches salifères*, Thèse de l'Ecole des Ponts et Chaussées, Paris.

GHOUREYCHI M. (1990), *Conséquences du comportement thermomécanique du sel pour la conception et la sûreté d'un enfoissement de déchets radioactifs*, Stockage en souterrain, PP 229-243, Rousset (Ed.), Presses de l'ENPC, Paris.

GHOUREYCHI M. (1991), *Comportement du sel broyé sous l'effet d'une source de chaleur dans des sondages réalisés dans une mine de sel*, Commission of the European Communities EUR 13638 Fr.

GHOUREYCHI M., COSENZA Ph. (1993) *Quelques aspects de la sûreté à long terme des stockages à long terme*, Géotechnique et Environnement, 4^{ème} Colloque Franco-Polonais, 16-17 Nov, Nancy PP 209-217.

GIRAUD A. (1993), *Couplages Thermo-Hydro-Mécaniques dans les Milieux Poreux Peu Perméables : Application aux Argiles Profondes*, Thèse de l'Ecole des Ponts et Chaussées, Paris, 269 p.

GLOYNA E., REYNOLDS T. (1961), *Permeability measurements of rock salt*, J. Geophys. Res., Vol. 66 N°11, PP 3913-3912.

GRATIER J. P. (1993), *le fluage des roches par dissolution-cristallisation sous contrainte, dans la croûte supérieure*, Bull. Soc. géol. France, t. 164, N°2, PP 267-287.

GRATIER J. P. (1984) *La déformation des roches par dissolution-cristallisation*, thèse de l'université de Grenoble.

GRAVILENKO P., GUEGUEN Y. (1989), *Pressure dependence of permeability : a model for cracked rocks*, Geophys., J. Int., Vol 98, PP 159-172.

GUEGUEN Y., PALCIAUSKAS V. (1992), *Introduction à la physique des roches*, Hermann, Paris, 299 p.

GUINIER A. (1980), *La structure de la matière*, Ed. Hachette CNRS, Paris.

HALPHEN B. (1978), *Problèmes quasistatiques en viscoplasticité*, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Pierre et Marie Curie.

HARANO Y., SUDO S., TANAKA Y., MATSUMOTO Y., YAMAMOTO H. (1993), *Rates of growth and dissolution of sodium chloride in its aqueous solution in a cone type crystallizer*, In : Proc. 7th Symposium on Salt, Vol. II, PP 183-189, Elsevier, Amsterdam.

HASSANIZADEH M (1986), *Derivation of basic equations of mass transport in porous media, Part I. Macroscopic balance laws*, Ad. Water Resources, Vol 9, PP 196-206.

HASSANIZADEH M (1986), *Derivation of basic equations of mass transport in porous media, Part 2. Generalized Darcy's and Fick's laws*, Ad. Water Resources, Vol 9, PP 207-222.

HASSANIZADEH M (1988), *Modeling species transport by concentrated brine in aggregated porous media*, Transport in Porous Media, Vol 3, PP 299-318, 1988.

- HASSANIZADEH M., LEIJNE T.** (1988), *On the modeling of brine transport in porous media*, Water Resources Research, Vol. 24, N°3, PP 321-330.
- HEIDUG W., LEROY Y.** (1994), *Geometrical evolution of stressed and curved solid-fluid phase boundaries, 1- Transformation kinetics*, J. Geophys. Res., Vol. 99, N°B1, PP 505-515.
- HOFRICHTER E. VON** (1976) *Zur frage der porosität und permeabilität von salzegesteinen*, Erdoel-Erdgas Zeitung, Vol. 92, PP 77-79.
- HORSEMAN S.T.** (1984), *Moisture content - :a major uncertainty in storage cavity closure prediction*, In Proc. 2nd Conference on the Mechanical Behavior of Salt, Hannover, Germany, Sept. 24-28, Trans Tech Publications, Clausthal.
- HUGOUT B.** (1990), *Le stockage souterrain des hydrocarbures liquides et gazeux en cavités salines*, In : Stockage en souterrain , Rousset (Ed.) , Presses de l'ENPC, PP 37-53
- HUNSCHE U.** (1990), *A failure criterion for natural polycrystalline rock salt*, Int. conf. on Constitutive laws for Eng. Mat., Chongqing (China), Acad. Publ. Beijing, Vol II., PP 1043-1046.
- HUNSCHE U.** (1993), *Failure behavior of rock salt around underground cavities*, 7th Symposium on Salt, Kakihana H. (Ed.), Elsevier B., Amsterdam.
- JAMES A.N.** (1992), *Soluble materials in civil engineering*, Ellis Horwood, New York 434 p.
- JAMET Ph-V** (1991), *Sur certains aspects du couplage en milieu poreux entre les champs de temperature et de concentration*, Thèse de l'Ecole des Mines, Paris.
- JAEGER J.C. et COOK N.G.** (1969) *Fundamentals of Rocks Mechanics*, Methuen (Ed.), London, 513p.
- JOCKWER N.** (1979), *Investigation on the migration and the release of water within rock salt*, In : Proc. Workshop on the migration of long-lived radionuclides in the geosphere, PP 249-254. Org. Econ. Coop. Dev. Nucl. Energy Agency, CCE, Paris.
- JOCKWER N., ROTHFUCHS T.** (1995), *Investigation and modelling of fluid release from rock salt at elevated temperature*, Testing and modelling of thermal, mechanical and hydrogeological properties of hosts rocks for deep disposal of radioactive wastes, Proc. Workshop 12-13 January, Brussels, Belgium, Commission of the European Communities, EUR 16219.
- JOST C.** (1960) *Diffusion in solids, liquids, gases*, Academic Press 558 p.
- KAZAN Y.** (1994) *Comportement thermo-élasto-viscoplastique des ouvrages souterrains dans le sel gemme*, Thèse de l'Ecole Nationale des Mines de Paris.
- KLINGENBERG L.J.** (1941), *The permeability of porous media to liquids and gases*, Drill Productions Practice. Vol. 2, PP 200-213
- LAHLOU R. GHOREYCHI M.** (1992), *Détection et caractérisation de l'endommagement du sel gemme à partir de la mesure du seuil de contractance-dilatance*, Rapport présenté au conseil scientifique de G.3S, Juin 1992, Paris.
- LAI C.** (1971), *Fluid flow through rock salt under various stress states*, Michigan State University, Ph. D. Thesis.

- LANGER M. (1981), *The rheological behavior of rock salt*, In : Proc. 1st Conf. on Mech. Behavior of Salt, Penn-State University, PP 201-231, Trans Tech Publications, Clausthal.
- LASAGA A.C. (1984), *Chemical Kinetics of water-rock interaction*, Journal of Geophysical Research, Vol. 89, n°B6, PP 4009-4025.
- LE CLEAC'H J.M., VAN HASSELT B., DEVEUGHELE M. ARNOULD M. (1992), *Etude des micromécanismes de la déformation de roches halitiques*, Colloque René Houpert, 10-11 Sept. Nancy.
- LE GUEN C. (1991), *Mesure de la perméabilité de roches très peu perméables et étude de son évolution sous sollicitations thermomécaniques, Application aux roches salifères du Bassin Bressan*, Thèse de l'Ecole Nationale des Mines de Paris.
- LEBRUN P. (1993), *Evolution des caractéristiques pétrophysiques de roches salifères sous sollicitations thermomécaniques*, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- LEHNER F. K. (1990), *Thermodynamics of rock deformation by pressure solution*, In : Deformation processes in Minerals, Ceramics and Rocks, D. J. Barber P. G. Meredith (Eds.), PP 296-333 London Urwin Hyman.
- LEMAITRE J, CHABOCHE J.L., (1988), *Mécanique des matériaux solides*, Dunod, Paris 544p.
- LEROY C. (1992), *Essai in-situ dans le sel*, Bilan, Report COSEREP. 624-RP-Cos-92.001.
- LE RAVALEC M., GUEGUEN Y. (1994), *Permeability models for heated saturated igneous rocks*, J. Geophys. Res., Vol. 99, PP 24,251-24,261.
- LEVY E. (1988) *Dictionnaire de Physique*, Presses Universitaire de France, Paris.
- LOUIS C. (1976) *Introduction à l'hydraulique des roches*, Thèse de l'Université Paris VI.
- Mc TIGUE D. F. (1986), *Thermoelastic response of fluid-saturated porous rock*, J. Geophys. Res., 91, 9533-9542.
- MUNSON D.E., DAWSON P.R. (1981), *Salt constitutive modelling using mechanism map*, Proc. 1st Conf. on Mech. Behavior of Salt, Penn-State University.
- MARTIN R. J. (1972), *Time dependent crack growth in quartz and its application to creep of rocks*, J. Geophys. Res., 77, pp 1405-1419.
- OLIVELLA S., CARRERA J., ALONSO E.E., LLORET A., GENS A. and HUERTAS F. (1991), *Hydromechanical behavior of saline media : a review*. In : Proceeding of CEC Workshop : Pilot test on radioactive waste disposal in underground facilities, Braunschweig, Germany, C.C.E., EUR 13985.
- OLIVELLA S., GENS A., ALONSO E.E., CARRERA J. (1992), *Constitutive modelling of porous salt aggregates*, Numerical models in Geomechanics, Pande et Pietruszcak (Eds), PP 179-189, Balkema, Rotterdam.
- OLIVELLA S., GENS A., CARRERA J, ALONSO E.E. (1991), *Behaviour of porous salt aggregates, constitutive and field equations for coupled deformation, brine, gas and heat transport model*, In : Proc. of the 3rd Conference on Mechanical Behavior of Salt, M. Ghoreychi, P. Bérest, H Hardy, M. Langer. (Eds.) PP 269-284, Trans Tech Publications, Clausthal, ISBN 0-87849-100-7.

- OULD AMY M., GHOREYCHI M.** (1992) *Dimensionnement des ouvrages souterrains dans les évaporites. Effets mécanismes de l'interaction et du refroidissement des cavités*, In : Proc. First Canadian Symposium on Numerical Modelling Application in Mining and Geomechanics, Montréal, Québec, March 27-30, pp 76-87.
- PALCIAUSKAS V. V. DOMENICO P.A.** (1982), *Characterization of drained and undrained response of thermally loaded repository rocks*, Water Resources. Res., Vol. 18, N°2, PP 281-290.
- PATERSON M.** (1973), *Non hydrostatic thermodynamics and its geologic applications*, Reviews of Geophysics and Space Physics, Vol II., n°2, PP 355-389.
- PEACH C.** (1991), *Influence of deformation on the fluid transport properties of salt rocks*, Thèse de l'université d'Utrecht, Geologica Ultraiectina, N°77, Hollande, ISBN 0072-1026 n°77.
- PÉRAMI R., CALEFFI, C., ESPAGNE, M. and PRINCE, W.** (1993), *Fluage et microfissuration dans les stockages souterrains*, Geoconfine 93, Arnould, Barrès et Côme (Eds.), PP 99-104 Balkema, Rotterdam
- PETERSON E., LAGUS P., BROWN J., LIE K** (1985), *W.I.P.P. Horizon in situ permeability measurements*, Final Report, SAND85-7166, USA.
- PHARR G. M., ASHBY M. F.,** (1983), *On creep enhanced by a liquid phase*, Acta metall. Vol 31, PP 129-138.
- POUYA A.** (1991a), *Comparaison de trois variétés de sel du point de vue rhéologique*, Rapport n°9-1314-B09A, Laboratoire de Mécanique des Solides, Ecole Polytechnique, Palaiseau, 77 p.
- POUYA A.** (1991b), *Comportement rhéologique du sel gemme. Application à l'étude des excavations souterraines*, Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.
- RAJ R.** (1982), *Creep in polycrystalline aggregates by matter transport through a liquid phase*, J. Geophys. Res., Vol. 87, PP. 4731-4739.
- RATIGAN J. L.** (1984) , *A finite element formulation for brine transport in rock salt*, Int. Journal for numerical and analytical methods in geomechanics, Vol. 8, PP. 225-241.
- REYNOLDS T.D., GLOYNA E.F.** (1961), *Permeability measurements of rock salt*, J. Geophys. Res., Vol 11, N°11, PP 3913-3921.
- RICE J. R. CLEARY M. P.** (1976), *Some basic stress diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents*, Reviews of Geophysics and Space Physics, Vol. 14, N°2, PP 227-241.
- ROBINSON, L. H,** (1959), *Effect of pore and confining pressure on the failure process in sedimentary rocks*, Colo. Sch. Mines Q Vol. 54, PP 177-199.
- ROEDDER E.** (1984), *The fluids in salt*, American Mineralogist, Vol.69, PP.413-439, USA.
- RUTTER E. H.** (1993) *The mechanics of natural rock deformation*, Comprehensive Rock Engineering, Hudson ed., Pergamon Press.

- SCHLICH M.K.** (1985), *Simulation of the movement of moisture contained in natural rock salt in a temperature gradient*, Ph. D. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule, Aachen.
- SCHLICHTA P. J.** (1968), *Growth deformation and defect structure of salt crystals*, Int. Conf. Saline Deposits, Houston, Texas, Ed. R. B. Mattox, publié par Geol. Soc. Am.
- SCLOSSER F.** (1989), *Eléments de mécanique des sols*, Presses de l'Ecole des Ponts et Chaussées.
- SCHNEEBELI G.** (1966) *Hydraulique Souterraine*, Eyrolles, Paris.
- SCHULZE O.** (1991), *Effect of humidity on creep of rock salt*. Proc. 7th Int. Cong. Rock Mechanics, Aachen, Balkema.
- SCHUTJENS, P.M.T.M.** (1991), *Intergranular Pressure Solution in Halite Aggregates and Quartz Sands*, Thesis . Geologica Ultraiectina, n°76, Utrecht.
- SHERWOOD T.K., PIGFORD R.L.** (1975), *Mass transfer*, Mc Graw-Hill Kogakusha Ltd.
- SPIERS C.J., URAI J.L., LISTER G.S.** (1984), *The effect of brine (inherent or added) on rheology and deformation mechanisms in salt rock*, In : Proc : 2nd Conference on the Mechanical Behaviour of salt, Hanover, Germany, Sept. 24-28 1984, Trans. Tech. Publications, Clausthal.
- SPIERS C.J., URAI J.L., LISTER G.S., BOLAND J.N. ZWART H.J.** (1986), *The influence of fluid-rock interaction on the rheology of salt rock*, Final report, Commission of the European Communities, EUR 10399.
- SPIERS C.J., PEACH C.J., BRZESOWSKY R.H., SCHUTJEN P.M.T., ZWART H.J. LIEZENBERG J.L.** (1988), *Long term rheological and transport properties of dry and wet salt rocks*, Final Report, Commission of the European Communities, EUR 11848.
- SPIERS C.J., SCHUTJEN P.M.T., BRZESOWSKY R.H., PEACH C.J. ZWART H.J.** (1990), *Experimental determination of constitutive parameters governing creep of rock salt by pressure solution*, Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics, Knipe, R.J. and Rutter E.H (Eds.) N°54, 215-227, Geological Society Spec. Publication, London.
- STORK R., ASCHENBACH J., HIRSEKOM R., STELTE N.** (1988), *Disposal in Salt formations*, Performance Assessment of Geological Isolation Systems for Radioactive Waste (PAGIS Project), Rapport Commission of the European Communities. EUR 11778 EN.
- STORMONT J.C., HOWARD C.L., DAEMEN J.J.K.** (1991), *Changes in rock salt permeability due to nearby excavation*, Rock Mechanics as a Multidisciplinary Science, Roeggiers (Ed.), PP 899-907, Rotterdam.
- STORMONT J.C., DAEMEN J.J.K.** (1992), *Laboratory study of gas permeability changes in rock salt during deformation*, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 29, N°4, PP 325-342.
- SUTHERLAND H. J., CAVE S.P.** (1980), *Argon gas permeability of New Mexico rock salt under hydrostatic compression*, Int. J; Rock. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 17, PP. 281-288.

- TCHIYEP G.** (1995) *Comportement viscoplastique avec rupture des argiles raides, Application aux ouvrages souterrains*, Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.
- THOREL L., GHOREYCHI M.** (1993), *Rock salt damage - Experiment results and interpretation*, In : Proc. of the 3rd Conference on Mechanical Behavior of Salt, M. Ghoreychi, P. Bérest, H Hardy, M. Langer. (Eds.) PP 175-190, Trans Tech Publications, Clausthal, ISBN 0-87849-100-7.
- TALBOT C. J. et ROGERS E. A.** (1980), *Seasonal movements in a salt glacier in Iran*, Science, Vol. 208, PP 395-397.
- THOMAS L.K., KATZ D.L., TEK M.R.** (1967), *Threshold pressure phenomena in porous media*, Society of Petroleum Engineers Journal, PP 174-184.
- THOREL L.** (1994) *Plasticité et endommagement des roches ductiles - Application au sel gemme*. Thèse de l'Ecole des Ponts et Chaussées, Paris.
- URAI J.L., MEANS W.D., LISTER G.S.** (1986a.), *Dynamic recrystallisation of minerals, dans Mineral and Rock Deformation : Laboratories studies*, The Paterson Volume . Hobbs et Heard (Eds.) Geophysical Monograph 36.
- URAI J.L., SPIERS C.J., ZWART H.J, LISTER G.S.** (1986b.), *Weakening of rock salt by water during long-term creep*, Nature Vol. 324, PP554-557.
- VAN SAMBECK L.L., RATIGAN J. L., HANSEN F.** (1993), *Dilatancy of Rock Salt in Laboratory*, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 30 N°7, PP 735-738.
- VARO L.** (1976), *The role of water in the creep properties of halite*, M. Sc. Thesis, Dept. Min. Eng., Univ. Newcastle upon Tyne.
- VOLCKAERT G., ORTIZ L., DE CANNIERE P., PUT M, HORSEMAN S.T., HARRINGTON, FIORAVANTE V, IMPEY M.** (1995), *Modelling and experiments on gas migration in repository host rocks*, Commission of the European Communities, EUR 16235 .
- VOUILLE G., TIJANI S.M., de GRENIER F.** (1981), *Experimental determination of the Rheological behavior of Tersanne rock salt*, In : Proc. of the First Conference of the Mechanical Behavior of Salt, Trans. Tech. Publications, Clausthal, PP 407-420.
- WALSH J. B.** (1981), *Effect of pore pressure and confining pressure on fracture permeability*, Int. J. Rock Mech. Min. § Geomech. Abstr., Vol. 18, PP 429-435.
- WAVERSIK W.R., PREECE D.S.** (1981), *Creep testing of salt, Procedures, Problems and suggestions*, In : Proc. First Conf. on Mech. Behavior of Salt, Penn-State University., Trans. Tech. Publications, Clausthal, PP 421-449.
- WIEDERHORN S.M., BOLZ L.** (1970), *Stress corrosion and static fatigue of glass*, J. Am. Ceram. Soc., 53, 543-548.
- WIECZOREK P., ROTHFUCHS T.** (1986), *In situ permeability measurements, in Results of temperature tests 6 in the Asse Mine*, Vol I., Rapport C.E.C. EUR 10827 EN/I.
- WEBB S., DAVIES P.** (1993), *Preliminary "fracturing" model results*, Fluid Flow and Transport Dept., Fracturing Expert Group Presentation (Waste Isolation Pilot Plant), Albuquerque, New Mexico, March 24.

WENKERT, D. D. (1979), *the flow of salt glaciers*, Geophys. Res. Lett., Vol. 6., N°6, PP 523-526.

ANNEXE I

QUELQUES PROPRIÉTÉS DES FLUIDES ÉTUDIÉS

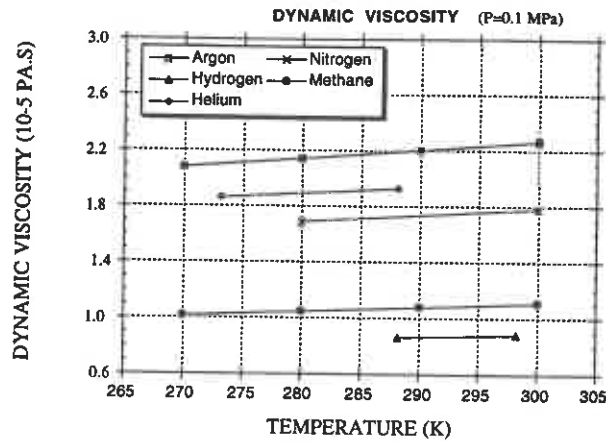


Figure 1. Evolution de la viscosité dynamique de quelques gaz en fonction de la température (Gas Encyclopaedia, 1976)

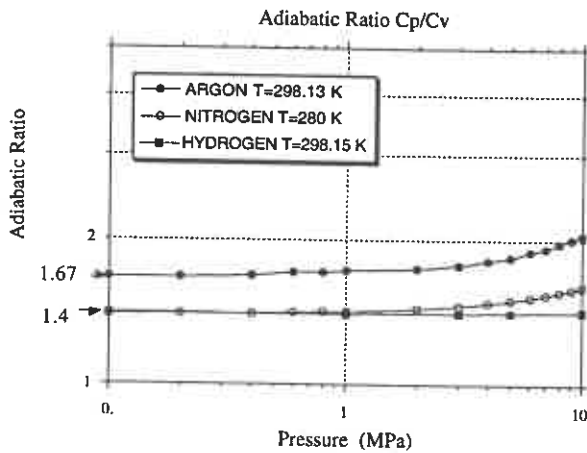


Figure 2. Evolution du coefficient γ (capacité calorifique à pression constante/capacité à volume constant) en fonction de la pression (Gas Encyclopaedia, 1976)

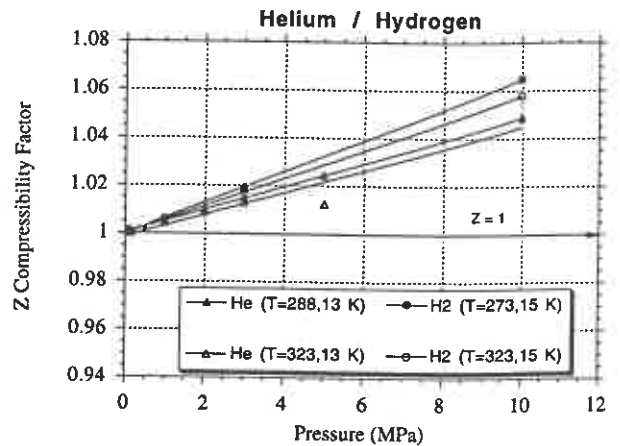


Figure 3. Evolution du facteur de compressibilité en fonction de la pression (Gas Encyclopaedia, 1976)

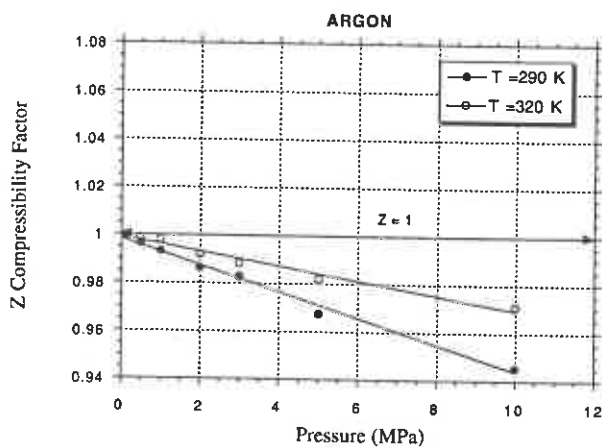


Figure 4. Facteur de compressibilité de l'argon pour différentes pressions (Gas Encyclopaedia, 1976)

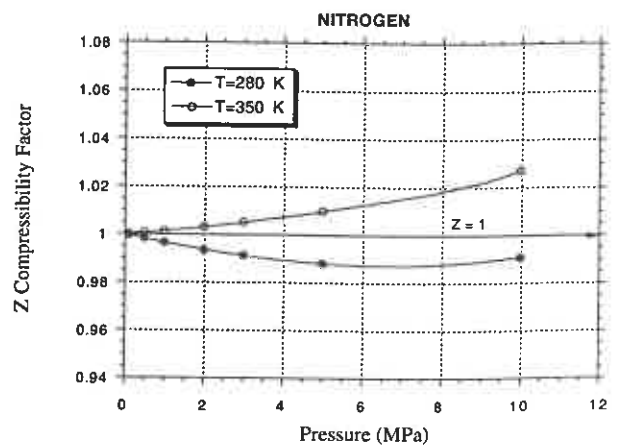


Figure 5. Facteur de compressibilité de l'azote pour différentes pressions (Gas Encyclopaedia, 1976)

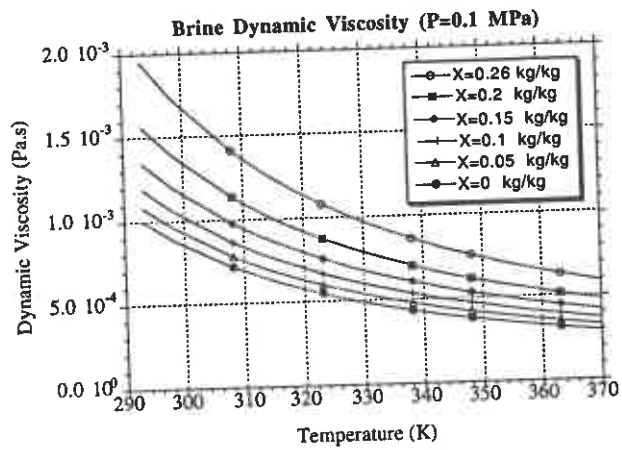


Figure 6. Viscosité dynamique de la saumure pour différentes températures et différentes fractions massiques en sel (A.T.G., 1986).

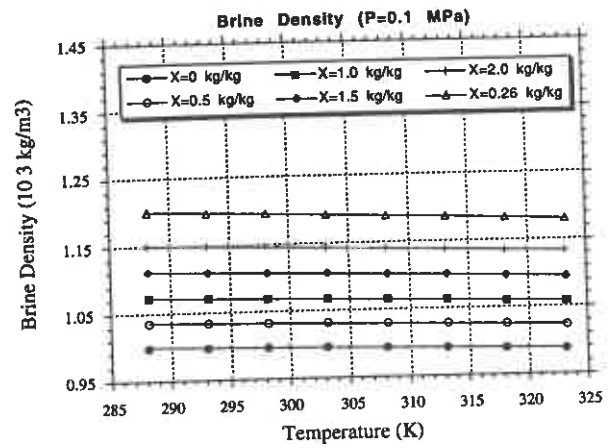


Figure 7. Masse volumique de la saumure pour différentes températures et différentes fractions massiques en sel (A.T.G., 1986).

ANNEXE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DE L'ESSAI IN SITU

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1. ÉQUIPEMENTS DU PUIT

1.1 Description générale

L'ensemble du dispositif expérimental du puits comprenait quatre obturateurs et trois chambres qui se trouvaient de bas en haut de la manière suivante (figure 2) :

- chambre 1 ou chambre d'étanchéité inférieure. Cette chambre, de hauteur de 570 mm, a été remplie d'une résine polymérisée à la température du massif estimée à 26 °C (Kazan, 1994), sous une pression de 9,5 MPa.

- chambre 2 ou chambre d'essai. Cette chambre, de hauteur de 750 mm a été successivement remplie de gaz, de saumure, puis de gaz à nouveau, et a été soumise à des pressions allant jusqu'à 6 MPa pour chacun des fluides d'essai. Afin de limiter les processus de dissolution de la paroi consécutifs aux augmentations de la pression de saumure, la chambre d'essai a été remplie de sel broyé provenant du même banc,

- chambre 3 ou chambre d'étanchéité supérieure. Cette chambre, de hauteur de 380 mm, a été remplie de la même façon que la chambre 1.

1.2. Les obturateurs

Le but des obturateurs était d'assurer une étanchéité aussi parfaite que possible du puits, c'est-à-dire d'au moins un ordre de grandeur supérieur à la perméabilité du sel, en dehors de la zone d'essai.

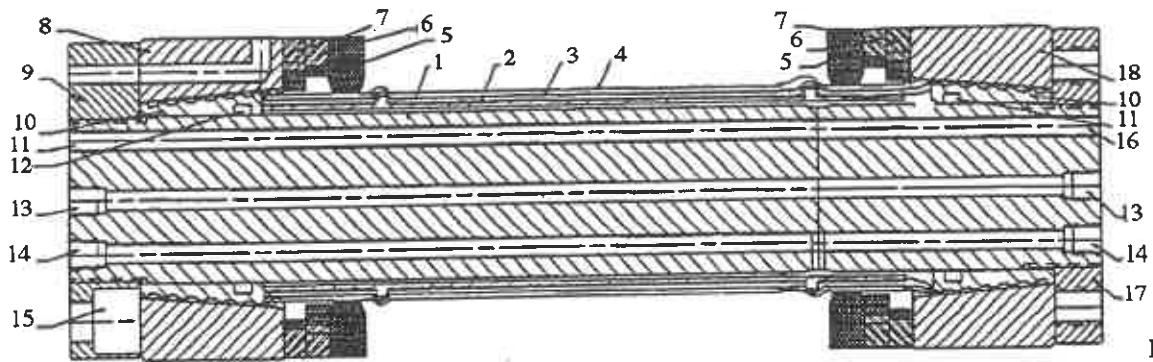
Le principe de fonctionnement a été vérifié grâce à la fabrication d'un prototype (figure 4) et testé au laboratoire et *in situ* aux conditions de service maximum avec un coefficient de sécurité de 1,2 (c'est à dire une pression de 9,6 MPa dans la chambre d'essai et une pression de membrane de 11,6 MPa).

L'essai en laboratoire a été réalisé dans un tube d'acier non décalaminé, avec de l'azote. Les différentes pressions appliquées ont été enregistrées pendant une durée de 24 heures, à la température de 26 °C. L'ensemble des quatre obturateurs pré-assemblé en atelier a été éprouvé une nouvelle fois à 1,2 fois la pression maximum de service. Les parties métalliques des obturateurs, en contact avec les fluides d'essai, notamment la saumure, étaient en inox.

Avant la mise en place dans le puits, les obturateurs ont été testés, pour une dernière fois, au fond de la mine afin de contrôler leur étanchéité. Les pressions de contrôle étaient identiques aux pressions des tests de qualification. Le liquide de gonflage définitif, de l'eau, a alors été utilisé pour l'inflation des membranes.

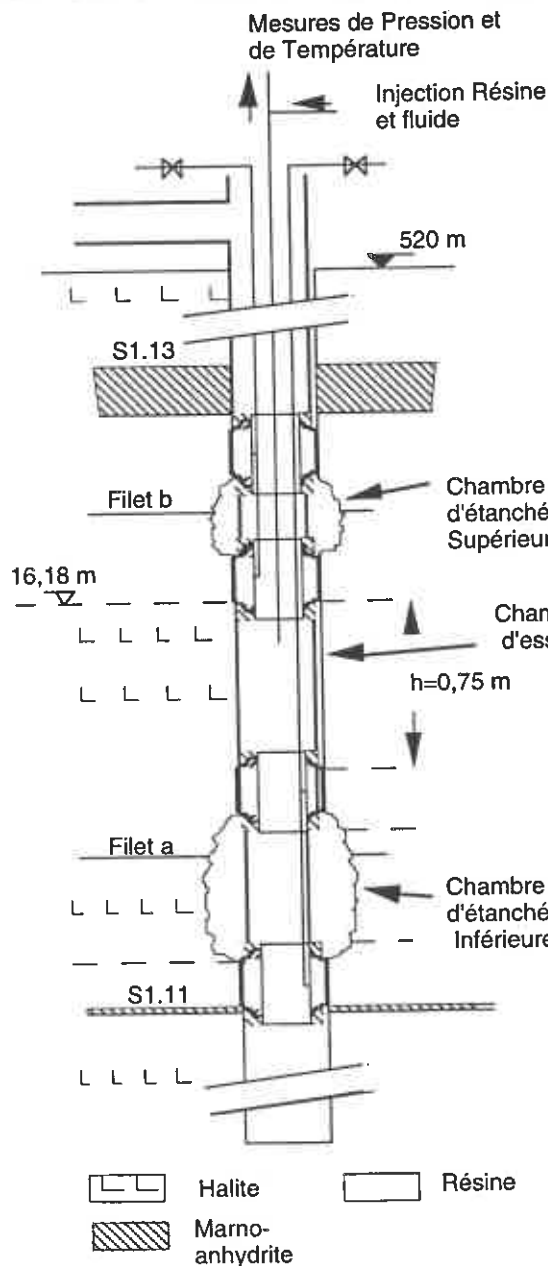
Après avoir été descendu aux cotes désirées, les deux obturateurs inférieurs ont été ancrés simultanément par injection de liquide dans les membranes gonflables à partir du mur de la niche, par l'intermédiaire d'une ligne en inox. Les deux obturateurs supérieurs ont été ancrés de la même façon.

Afin de contrôler l'étanchéité des chambres de résine, celles-ci ont été mises progressivement en pression de gaz de 0 à 5 MPa (avant injection de saumure). On a vérifié que cette mise en pression n'occasionnait aucune fuite, hormis celle due à la perméabilité du terrain.



Fig

ure 1: élément d'obturateur (longueur de l'élément : 200 mm, mesurée après inflation des membranes)



Nomenclature de la figure 1

1. Arbre 1
2. Tube entretoise
3. Tube Néoprène
4. Tube latex
5. Bague nitrile
- 6.et 7. Bague fendue polyéthylène
8. et 18 Embout
9. et 17 Bride
10. Cône
11. Joint
- 12.et 16 Tube
- 13 et 14. Raccord Swageloke
- 15 Tirant $l=140$ mm

1.3 La résine

Grâce à sa faible viscosité, la résine injectée sous pression dans les chambres 1 et 3 était censée remplir l'ensemble des microvides éventuels de la partie supérieure et inférieure de la zone d'essai. Au bout d'un temps déterminé appelé temps de prise, la résine s'est solidifiée (réaction de polymérisation) et a joué alors son rôle de colmatant : elle a ainsi contribué à interdire tout contournement des obturateurs isolant la chambre d'essai par le fluide.

Figure 2. Équipement du puits

Le choix de la résine s'est opéré à l'aide des critères suivants :

- 1- la viscosité du colmatant dans son état initial doit être faible,
- 2- la réaction de polymérisation ne doit pas être ni trop fortement exothermique afin de ne pas fissurer la roche ni trop rapide pour que la diffusion du colmatant puisse s'accomplir ,
- 3- le colmatant doit rester souple dans son état polymérisé afin de transmettre la pression et d'assurer un contact étroit avec la sel,
- 4- les réactions physico-chimiques entre le colmatant et les autres matériaux de l'essai (le sel et le fluide d'essai) doivent être limitées.

Le choix s'est porté sur le produit ROCAGIL AL6 qui constitue une association à basse viscosité d'un monomère acrylique et d'une résine en dispersion dans l'eau. Des essais complémentaires ont été effectués afin de trouver une formulation du coulis qui donnait un temps de prise et une élévation de température acceptable (inférieure à 45 °C).

2. ÉQUIPEMENTS HORS FORAGE

2.1 Système d'injection de saumure

La perméabilité à la saumure est obtenue en mesurant dans le temps le volume du fluide injecté dans la chambre pour maintenir une pression constante. Les essais ont été réalisés pour plusieurs paliers de pression compris entre 2 et 6 MPa.

Le principe de la mesure consiste :

- a- à comparer la pression de palier, dite de "référence", donnée par une balance de pression, à la pression de la chambre d'essai, à l'aide d'un capteur de pression différentiel.
- b- puis, à corriger l'écart observé en injectant de la saumure dans la chambre d'essai.

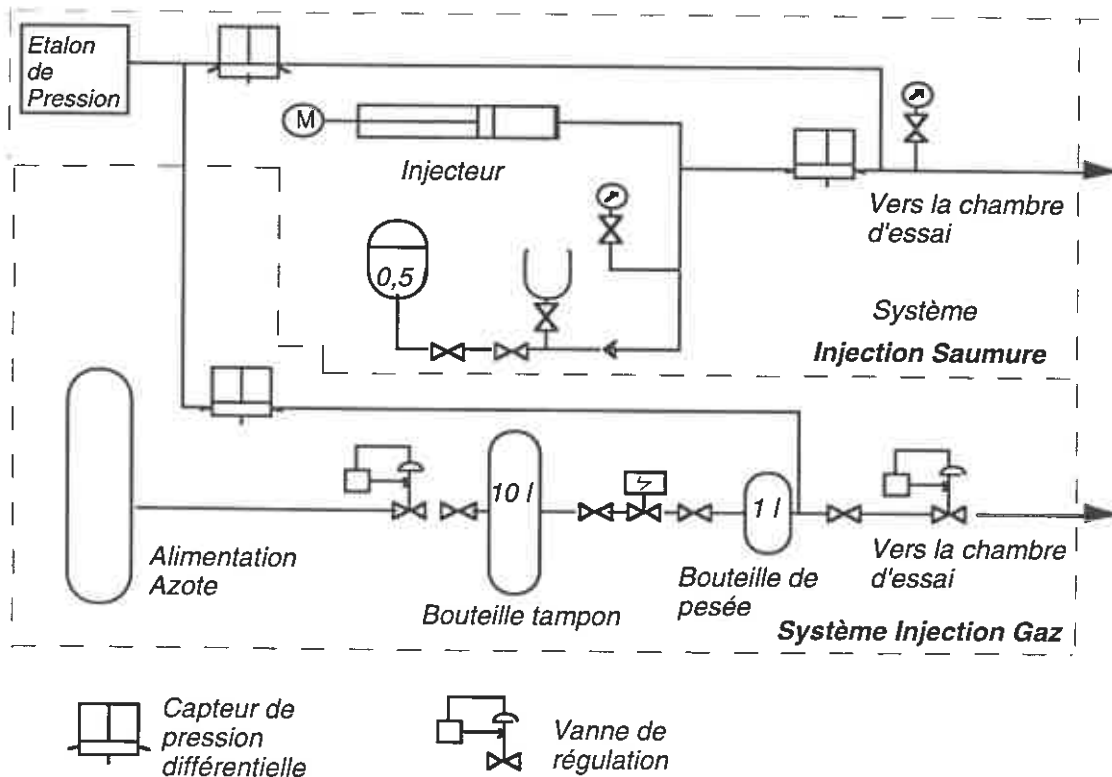


Figure 3. Systèmes d'injection de fluide (gaz et saumure)

Les éléments de base de l'installation sont :

- une balance de pression à poids mort donnant la pression de référence. L'incertitude maximale sur la valeur de pression délivrée était de 0,03 %,
- deux capteurs de pression différentiels caractérisés par une protection contre les surpressions jusqu'à 10 MPa, une plage de mesure de 0,75 MPa et une précision de 0,1 % de la pleine échelle,
- un injecteur à piston servorégulé. L'injecteur est équipé d'un piston dit "double effet", afin de compenser les différences de pression positives et négatives mesurées par le capteur différentiel. Le volume de liquide injecté était mesuré en continu à partir du déplacement du piston. En outre, le corps de l'injecteur était muni d'un capteur de température et de deux interrupteurs de fin de course. Le fluide remplissant l'injecteur était de la saumure saturée à la température de fonctionnement de l'injecteur. Par conséquent, toutes les parties métalliques étaient en acier inoxydable. Les joints d'étanchéité ont été définis en tenant compte de la présence de saumure à l'intérieur de l'injecteur.

Par ailleurs, un accumulateur contenant de la saumure est prévu pour le remplissage de la chambre au début de l'essai, lorsque le débit requis était supérieur au débit maximum de l'injecteur ($500 \text{ mm}^3/\text{mn}$). Cet accumulateur était maintenu sous pression adéquate à l'aide d'une bouteille d'azote.

2.2 Système d'injection de gaz

Le gaz utilisé pour ces essais était l'azote. Ce choix a été motivé d'abord par la nature inerte de ce gaz puis par ses propriétés proches de celle d'un gaz parfait. L'installation pour l'injection du gaz a repris en partie les équipements utilisés pour la saumure (figure 5). Il s'agit, en l'occurrence, de la balance de pression et d'un capteur de pression différentielle. Néanmoins, vu la forte compressibilité du gaz, il a fallu adopter un système spécifique permettant d'ajuster régulièrement le maintien de la pression dans le puits sous forme de créneaux

Le principe du système d'injection de gaz consiste à transférer dans la chambre d'essais une masse de gaz connue chaque fois que la pression de la chambre atteint une valeur limite basse, c'est à dire la pression de référence moins environ 100. La masse de gaz est mesurée par la variation de pression dans une bouteille à volume constant, appelée bouteille de pesée, d'une capacité d'un litre.

Une fois la valeur de seuil bas atteinte, cette bouteille de pesée est alors isolée de la chambre d'essai et est mise en communication avec une autre bouteille dite "tampon" de dix litres. La pression de la bouteille de pesée est augmentée du rapport de volumes des deux bouteilles. Les bouteilles sont de nouveau isolées et la pression de la bouteille tampon est ajustée à l'aide de la bouteille d'alimentation standard de 20 MPa à une valeur supérieure de la pression de référence imposée (afin de garantir au mieux des conditions de régulation, la bouteille de pesée ne pouvaient être directement alimentée par la bouteille de 20 MPa : l'existence de cette bouteille tampon est ainsi justifiée).

L'ensemble de cette séquence est géré par un régulateur électronique programmable qui pilote l'ouverture et la fermeture de trois vannes de régulation.

2.3 Thermorégulation de l'essai

Comme l'étude préliminaire de conception l'a montré, les variations de température du fluide injecté influencent sensiblement la mesure de débit correspondant à la fuite dans la formation. Il a donc été convenu de maintenir la température de l'ensemble des installations égale à celle du massif ($\approx 27 \text{ }^\circ\text{C}$), à l'endroit de la chambre d'essai.

Pour des raisons de sécurité, il a été impossible d'envisager de réguler la température dans le volume total de la niche. Par conséquent, un système spécial de régulation thermique a consisté à placer les équipements hors forage dans des caissons thermo-régulé en fonction de la température du massif, mesurée dans la chambre d'essai. Un ventilateur a permis d'homogénéiser le flux de chaleur à l'intérieur des caissons et de le faire circuler le long des lignes d'injection.

Pour réduire les coûts et simplifier les installations, pendant la période des essais, nous avons supposé que la température du massif était toujours supérieure à la température ambiante de l'air dans la niche. Ainsi, les caissons sont uniquement équipés d'un système de chauffage et non de refroidissement.

ANNEXE III

**CALCULS ANALYTIQUES DE L'EXTENSION DE LA ZONE
ENDOMMAGÉE AUTOUR D'UNE CAVITÉ SOUTERRAINE EN MILIEU
PORO-VISCOPLASTIQUE**

CALCULS ANALYTIQUES DE L'EXTENSION DE LA ZONE ENDOMMAGÉE AUTOUR D'UNE CAVITÉ SOUTERRAINE EN MILIEU PORO-VISCOPLASTIQUE

Les calculs ici exposés sur la propagation d'un rayon plastique (ou viscoplastique) sont les mêmes dans leur déroulement que ceux conduits notamment par Bérest (1985) (symétrie sphérique), et Rousset (1988) (symétrie cylindrique). L'originalité tient ici à l'introduction simultanée d'un deuxième seuil de plasticité (correspondant physiquement à l'endommagement) et de la nature poreuse du matériau.

On s'attachera à présenter les solutions en symétrie sphérique. Les solutions données pour une symétrie cylindrique peuvent être obtenues pour l'essentiel suivant la même démarche.

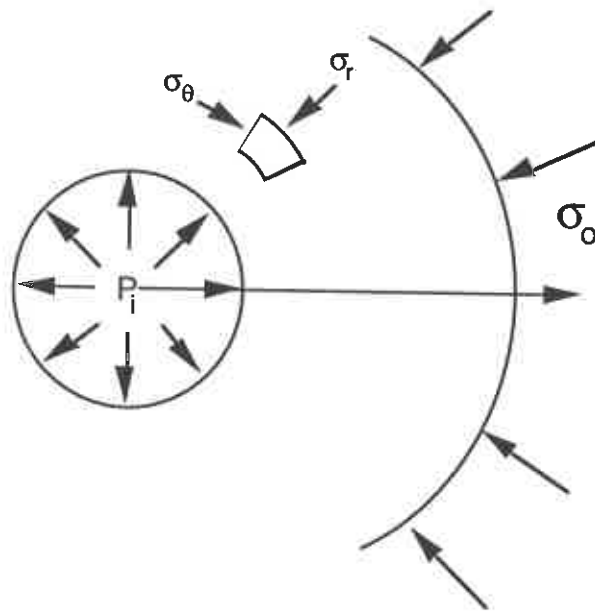


Figure 1. Géométrie et chargement

1. Hypothèses et équations générales

Vue la symétrie du problème (figure 1), le champs de déplacement est radial et prend la forme $u(r,t)\underline{e}_r$. Les tenseurs de déformations $\underline{\underline{\varepsilon}}$ et des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ s'écrivent pour une géométrie sphérique:

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial r} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{u}{r} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{u}{r} \end{bmatrix} \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_\varphi \end{bmatrix}$$

avec la propriété supplémentaire $\sigma_\theta(r,t) = \sigma_\varphi(r,t)$.

L'hypothèse des petites perturbations nous permet de décomposer le tenseur des déformations en une partie élastique (notée $\underline{\underline{\varepsilon}}^e$), une partie viscoplastique (notée $\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$) et une

partie due à l'endommagement (notée $\underline{\underline{\varepsilon}}^P$) supposée indépendante du comportement viscoplastique :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^P + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$$

La partie élastique s'écrit :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^e = \frac{1 + \nu_o}{E_o} (\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{1}}) - \frac{\nu_o}{E_o} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{1}}) + \frac{b}{3K_o} (P - P_o) + \alpha_o (T - T_o) \quad (1)$$

σ_o : contrainte géostatique initiale ; P : pression de pores ; P_o : pression de pores initiale, b : coefficient de Biot ; ν_o : coefficient de Poisson drainé ; α_o : coefficient de dilatation thermique drainé ; E_o : module d'Young drainé, K_o : module de compressibilité drainé, T : température ; T_o : température initiale.

Dans le chapitre II, nous avons pu montrer que le critère d'endommagement, en condition humide, dépendait peu de la contrainte moyenne. Par conséquent, un critère de type Tresca peut être retenu et s'écrit :

$$F^P = \sigma_r - \sigma_\theta - 2C \quad (2a)$$

Dans le cas du comportement viscoplastique, on considère également un critère de Tresca couramment utilisé dans le domaine de la mécanique du sel (Bérest, 1989; Ghoreychi, 1990) :

$$F^{vp} = \sigma_r - \sigma_\theta - 2C_1 \quad (2b)$$

avec une cohésion C_1 très faible en deçà du MPa. On prendra donc $C_1 \ll C$.

Dans la pratique, le choix du critère de Tresca pour la sphère revient à un facteur près, à celui de Von Mises fréquemment retenu dans les calculs numériques (aux éléments finis) et admis pour la viscoplasticité du sel (lois de Norton et Menzel-Schreiner). Ce fait tient à l'expression de la contrainte équivalente de Mises $\sigma_{eq} = \sqrt{3J_2}$ (J_2 étant le deuxième invariant du tenseur des contraintes) qui se simplifie en symétrie sphérique en raison de l'égalité $\sigma_\theta = \sigma_\phi$.

Pour simplifier, on admet par ailleurs l'hypothèse d'incompressibilité du matériau puisque la viscoplasticité et la plasticité (prépondérantes par rapport à l'élasticité) exprimée par les critères de Tresca n'entraînent aucune variation de volume.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -P_I(t) \quad \text{pour } r=r_0 \\ \sigma_r &= \sigma_o \quad \text{pour } r \rightarrow \infty \end{aligned}$$

Les conditions initiales s'écrivent :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\sigma}} &= \sigma_o \underline{\underline{1}} \\ P(r, t=0) &= P_o \\ T(r, t=0) &= T_o \end{aligned}$$

Dans la zone endommagée considérée comme poreuse, on suppose les pertes de charges négligeables. En outre, on considère que la température et la pression de pores dans la zone viscoplastique ne sont pas perturbées.

2. Massif initialement poroélastique

Soit x , le rayon de la zone endommagée, et r_0 , le rayon de la cavité sphérique. Le calcul, rappelé ici brièvement, est mené en trois étapes :

Étape n°1 : calcul dans la zone endommagée ($r \leq x$) :

En premier lieu, la contrainte radiale σ_r et la contrainte orthoradiale σ_θ doivent obéir à l'équation d'équilibre :

$$\sigma_r - \sigma_\theta = -\frac{r}{2} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} \quad (3)$$

Par ailleurs, ces deux composantes du tenseur des contraintes satisfont le critère d'endommagement. Ainsi, en utilisant (2a) la contrainte radiale à la frontière ($r=x$) s'écrit :

$$\sigma_r(x) = -P_1 - 4C \ln \frac{x}{r_0} \quad (4)$$

P_1 : pression en paroi de la caverne sphérique.

Étape n°2 : calcul dans la zone élastique ($r \geq x$) :

La contrainte radiale σ_r et la contrainte orthoradiale σ_θ sont obtenues par les équations de la thermo-poro-élasticité. En outre, elles doivent toujours satisfaire le critère en $r=x$:

$$\sigma_r(x) - \sigma_\theta(x) - 2C = 0$$

La connaissance de l'expression de la contrainte orthoradiale σ_θ en thermo-poro-élasticité permet d'écrire la contrainte radiale à la frontière ($r=x$) :

$$\sigma_r(x) = \sigma_o - \frac{2}{3} \frac{I}{1-\nu_o} [b(1-2\nu_o)(P_1 - P_o) + \alpha_o E_o (T - T_o)] + \frac{4}{3} C \quad (5)$$

σ_o : contrainte géostatique initiale ; P_1 : pression à l'intérieur de la caverne ; P_o : pression de pores initiale, b : coefficient de Biot ; ν_o : coefficient de Poisson drainé ; α_o : coefficient de dilatation thermique drainé ; E_o : module d'Young drainé, T : température en x ; T_o : température initiale.

On rappelle qu'en thermo-poro-élasticité, on a (voir par exemple, Rice et Cleary, 1976; Mc Tigue, 1986; Coussy, 1991) :

$$\sigma_r = \sigma_o \left(1 - \frac{r_o^3}{r^3} \right) - P_1 \left(\frac{r_o^3}{r^3} \right) - \frac{I}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1-\nu_o} [b(1-2\nu_o)(P(\rho) - P_o) + \alpha_o E_o (T(\rho) - T_o)] d\rho \quad (6)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_o \left(1 + \frac{r_o^3}{2r^3} \right) + P_1 \left(\frac{r_o^3}{2r^3} \right) + \frac{I}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1-\nu_o} [b(1-2\nu_o)(P(\rho) - P_o) + \alpha_o E_o (T(\rho) - T_o)] d\rho \quad (7)$$

$$- \frac{I}{1-\nu_o} [b(1-2\nu_o)(P_1 - P_o) + \alpha_o E_o (T_1 - T_o)]$$

Étape n°3 : écriture de la continuité de la contrainte radiale en $r=x$:

La continuité de la contrainte radiale à la frontière de la zone endommagée permet d'obtenir en égalisant les équations (4) et (5) :

$$\ln \frac{x}{r_0} = -\frac{1}{4C} \left\{ \sigma_0 + P_1 + \frac{4}{3}C - \frac{2}{3} \frac{1}{1-\nu_0} [b(1-2\nu_0)(P-P_0) + \alpha_0 E_0 (T-T_0)] \right\} \quad (8)$$

3. Massif poro-viscoplastique

3.1 Écriture de l'équation régissant les déformations d'endommagement et viscoplastique

Dans le cas viscoplastique, nous supposons que la pression en paroi P_1 est monotone décroissante dans le temps. Si l'on admet comme Tchiye (1995) que le seuil d'endommagement est supérieur au seuil de viscoplasticité, il existe donc dans le massif, dans un premier temps, deux zones. L'une est élastique dans laquelle les déformations irréversibles sont nulles. La deuxième est dite viscoplastique : les déformations irréversibles y sont non nulles. Ces deux zones sont séparées par une frontière de rayon y .

Lorsque le critère d'endommagement est atteint, une troisième zone (la zone endommagée) apparaît. Elle est séparée de la zone viscoplastique en $r=x$.

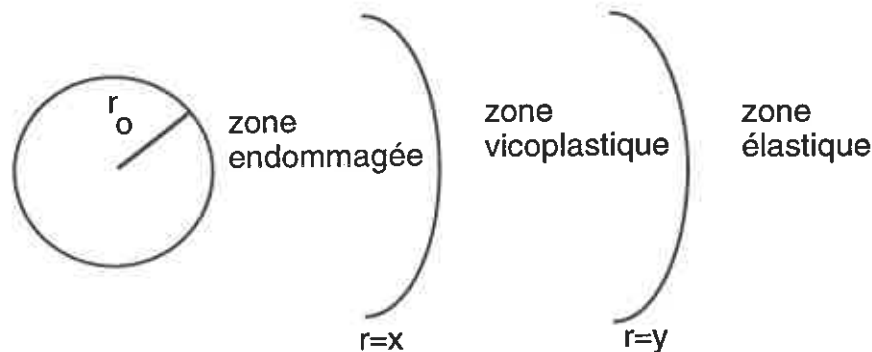


Figure 2. les différentes zones de déformations

Il convient d'adjoindre aux équations précédentes, la loi de comportement viscoplastique :

$$\frac{\partial \varepsilon^{vp}}{\partial t} = \frac{1}{\eta} \langle F^{vp} \rangle \quad (9)$$

$\langle x \rangle = x$ si $x \geq 0$, $\langle x \rangle = 0$ sinon; η : constante de viscosité.

En $r=y$, le critère viscoplastique est atteint :

$$(\sigma_r - \sigma_\theta)_{r=y} = 2C_1 = -\frac{y}{2} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} \Big|_{r=y} \quad (10)$$

Faisons $y=r_0$ et $P_1=\sigma_y$ dans l'équation (6) et dérivons le résultat que l'on reporte dans (10). On a alors la contrainte radiale en $r=y$ que l'on nomme σ_y :

$$\sigma_y = \sigma_0 - \frac{2}{3(1-\nu_0)} [b(1-2\nu_0)\delta P + \alpha_0 E_0 \delta T] + \frac{4}{3}C_1 \quad (11)$$

$$\delta P = (P_1 - P_0) \text{ et } \delta T = (T_1 - T_0)$$

Dans la zone élastique, on a toujours les équations (6) et (7) vérifiées en remplaçant P_1 par σ_y , et r_0 par y . On a en utilisant l'expression (11) :

$$\sigma_r = \sigma_o - \frac{2}{3}(f(P, T) - 2C_1) \frac{y^3}{r^3} - \frac{2}{r^3} \int_y^r f(P, T) \rho^2 d\rho \quad (12)$$

$$\sigma_\theta = \sigma_o + \frac{2}{3}(f(P, T) - C_1) \frac{y^3}{r^3} + \frac{1}{r^3} \int_y^r f(P, T) \rho^2 d\rho \quad (13)$$

$$f(P, T) = \frac{1}{1 - \nu_o} b(1 - 2\nu_o)(P(\rho) - P_o) + \alpha_o E_o (T(\rho) - T_o)$$

Le déplacement radial u dans la zone élastique est donnée par la théorie de la poro-élasticité :

$$u = -r \frac{\sigma_r - \sigma_o}{4\mu}$$

En remplaçant σ_r par son expression (12), on obtient :

$$u = \frac{1}{4\mu} \left[\frac{2}{3}(f(P, T) - 2C_1) \frac{y^3}{r^2} + \frac{2}{r^2} \int_y^r f(P, T) \rho^2 d\rho \right] \quad (14)$$

Exploitions l'hypothèse d'incompressibilité du matériau. Pour satisfaire l'équation $\text{div} u = 0$, le déplacement radial u doit être de la forme :

$$u = \frac{\alpha}{r^2}$$

La continuité du déplacement radial et l'équation (14) permet d'identifier la constante α . De cette manière, on peut calculer la dérivée $\partial u / \partial r$ ou plus exactement la déformation radiale ε_r (vu l'expression du tenseur des déformations donnée initialement) :

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{3\mu} [-f(P, T) + 2C_1] \frac{y^3}{r^3} = \varepsilon_r \quad (15)$$

Rappelons l'hypothèse de partition des déformations :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^p + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$$

Celle-ci se réécrit alors, en utilisant successivement l'équation (15), l'équation d'équilibre et l'expression de la déformation élastique (1) avec $\nu_o = 0,5$ (incompressibilité du matériau en condition drainée et isotherme) :

$$\varepsilon^p + \varepsilon^{vp} = \frac{r}{2E_o} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - \frac{b}{3K_o} \delta P - \alpha_o \delta T + \frac{1}{3\mu} [-f(P, T) + 2C_1] \frac{y^3}{r^3} \quad (16)$$

3.2 Écriture de l'équation régissant la frontière entre la zone endommagée et la zone viscoplastique

1ère étape : apparition d'une zone viscoplastique ($\varepsilon^{vp} \neq 0$; $\varepsilon^p = 0$)

Lorsque la pression en paroi décroît, le seuil de viscoplasticité est rapidement atteint (C_1 étant très faible) : une zone viscoplastique apparaît. La loi de comportement viscoplastique (9) et l'équation fondamentale (16) s'écrivent alors respectivement :

$$\frac{\partial \varepsilon^{vp}}{\partial t} = \frac{1}{\eta} \left\langle -\frac{r}{2} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - 2C_1 \right\rangle \quad (17)$$

$$\varepsilon^{vp} = \frac{r}{2E_o} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - \frac{b}{3K_o} \delta P - \alpha_o \delta T + \frac{1}{3\mu} [-f(P, T) + 2C_1] \frac{y^3}{r^3} \quad (18)$$

En dérivant l'équation (18) par rapport au temps et en identifiant le résultat à l'équation (17), on obtient après simplification :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \sigma_r}{\partial t} + \frac{E_o}{\eta} \sigma_r \right) = -\frac{4E_o C_1}{r\eta} - \frac{2E_o}{3r\mu} (2C_1 - f(P, T)) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{y^3}{r^3} \right) - \frac{2E_o}{3r\mu} f(P, T) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{y^3}{r^3} \right) + \frac{2}{3} b \frac{E_o}{rK_o} \delta \dot{P} + \frac{2}{r} \alpha_o E_o \delta \dot{T} \quad (19)$$

L'intégration de cette équation entre r_o et y permet d'établir l'équation d'évolution de la variable y en fonction du chargement en paroi.

2ème étape : apparition d'une zone d'endommagement ($\varepsilon^{vp} \neq 0$; $\varepsilon^p \neq 0$)

Si la pression en paroi continue à décroître, le seuil d'endommagement peut être atteint et une zone endommagée prend naissance depuis la paroi. L'équation (19) est toujours satisfaite dans la zone viscoplastique. Intégrons (19) entre les rayons $r=x$ et $r=y$ avec :

en $r=x$

$$\sigma_r(r=x) = \sigma_x = -P_1 - 4CLn \frac{x}{r_o} \quad (\text{équation 4}) \quad (20)$$

$$\dot{\sigma}_r(r=x) = \dot{\sigma}_x \quad (21)$$

en $r=y$

$$\sigma_y = \sigma_o - \frac{2}{3} C_1 \quad (22)$$

$$\dot{\sigma}_y = \frac{2C_1}{y^2} \frac{\partial(y^2)}{\partial t} \quad (\text{en dérivant (22) et en notant que } \sigma_y(y(t), t) = \text{cste}) \quad (23)$$

NB : la zone viscoplastique ne voit ni son champ de température ni son champ de pression interstitielle modifiés : $f(P, T) = 0$; $\dot{f}(P, T) = 0$

Nous obtenons alors :

$$\dot{\sigma}_x + \frac{E_o}{\eta} \sigma_x = 4C_1 \frac{E_o}{\eta} \int_x^y \frac{dr}{r} + \frac{8}{3} (1 + \nu_o) C_1 \frac{\partial y^3}{\partial t} \int_x^y \frac{dr}{r^4} + 2C_1 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{y^2}{r^2} \right) + \frac{E_o}{\eta} \left(\sigma_o + \frac{4}{3} C_1 \right) \quad (24)$$

Considérant la relation (4) dans la zone endommagée et l'hypothèse $C_1 \ll C$, l'équation (24) se simplifie en :

$$\dot{P}_1 + \frac{E_o}{\eta} P_1 = -4C \frac{\dot{x}}{x} - \frac{E_o}{\eta} 4CLn \frac{x}{r_o} - \frac{E_o}{\eta} \sigma_o$$

ANNEXE IV

**CALCULS ANALYTIQUES DE L'ÉVOLUTION À COURT TERME
DE LA PRESSION DE FLUIDE DANS UNE CAVERNE ABANDONNÉE**

ANNEXE IV CALCULS ANALYTIQUES DE L'ÉVOLUTION À COURT TERME DE LA PRESSION DE FLUIDE DANS UNE CAVERNE ABANDONNÉE

Dans le calcul qui suit, la cavité est assimilée à une sphère de rayon r_0 ; l'expansion thermique est prise en compte ainsi que la dissolution complémentaire provoquée par l'augmentation de la pression du fluide.

1. Écriture des équations d'évolution dans le massif.

Considérons un petit élément de milieu poreux saturé $d\Omega$ soumis à un chargement thermo-hydro-mécanique. Les couplages résultant d'un tel chargement sont traduits par les équations décrivant les variations volumiques des constituants de l'élément $d\Omega$: le squelette, des pores et du système pore+squelette. Ces équations, encore appelées lois de comportement sont données par (Palciauskas et Domenico, 1982; Mc Tigue, 1986; Coussy, 1991) :

- *Loi de comportement mécanique :*

$$\sigma = \sigma_o + K_o e - b(P - P_o) - 3\alpha_o K_o (T - T_o) \quad (1a)$$

ou sous une forme tensorielle :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sigma_o \underline{\underline{1}} + 2\mu \underline{\underline{\varepsilon}} + \lambda_o e \underline{\underline{1}} - b(P - P_o) \underline{\underline{1}} - 3\alpha_o K_o (T - T_o) \underline{\underline{1}} \quad (1b)$$

$\underline{\underline{\sigma}}$: tenseur des contraintes; $\sigma = 1/3 \text{tr} \underline{\underline{\sigma}}$: contrainte moyenne, P : pression de pores, $\underline{\underline{\varepsilon}}$: tenseur des déformations élastiques; e : déformation volumique élastique; K_o : module de compressibilité drainé λ_o : premier coefficient de Lamé drainé; μ : module de cisaillement; b : coefficient de Biot; T : température, ρ^{fl} : masse volumique du fluide. L'indice o indique la valeur prise par ces variables d'état à l'état initial, avant chargement.

- *Loi de comportement hydraulique*

$$P = P_o + M \left(-be + m^{thm} / \rho_o^{fl} \right) + 3\alpha_m M (T - T_o) \quad (2)$$

α_m : coefficient de dilatation linéique du fluide relativement au squelette solide; M : module de Biot; m^{thm} : variation de la masse fluide suite au chargement thermo-hydro-mécanique.

Ces équations généralisent le cas isotherme discuté par Biot (1941). Les constantes qui apparaissent dans (1) et (2) peuvent être classées en 4 familles :

- (1) *mécanique* : le module d'incompressibilité drainé ($P=P_o$) K_o ;
- (2) *thermique* : le coefficient de dilatation linéique drainé α_o ;
- (3) *hydro-mécanique* : le coefficient de Biot b et le module de Biot M ;
- (4) *thermo-hydro-mécanique* : le coefficient de dilatation linéique du fluide relativement au squelette solide α_m .

Ces paramètres ne sont pas indépendants et peuvent être reliés par exemple, pour les paramètres hydro-mécaniques par les relations suivantes :

$$\frac{1}{M} = \frac{\phi_o}{K^{fl}} + \frac{b - \phi_o}{K^s} \quad \text{et} \quad b = 1 - \frac{K_o}{K^s} \quad (3)$$

ϕ_0 : porosité, K^{fl} : module d'incompressibilité du fluide, K^{s} : module d'incompressibilité de la matrice solide.

La combinaison des lois de conservation (de la masse fluide, de la quantité de mouvement et de l'énergie), des lois de conduction (loi de Darcy pour le comportement hydraulique et loi de Fourier pour la diffusion thermique) et des lois de comportement (1) et (2) permet d'écrire les équations suivantes :

- équations de Navier :

$$\left(\frac{K_o}{3} + \mu\right) \underline{\text{grad}} \text{div} \underline{u} + \mu \underline{\text{div}} \underline{\text{grad}} \underline{u} - b \underline{\text{grad}}(P - P_o) - 3\alpha_o K_o \underline{\text{grad}}(T - T_o) = 0 \quad (4)$$

- équation de diffusion hydraulique :

$$\underline{\text{div}} \underline{\text{grad}} \left[\frac{k}{\eta} (P - P_o) \right] = \frac{1}{M} \frac{\partial (P - P_o)}{\partial t} + b \frac{\partial \text{div} \underline{u}}{\partial t} - 3\alpha_m (T - T_o) + \frac{\partial \phi^{\text{chim}}}{\partial t} \quad (5)$$

- équation de diffusion thermique :

$$\underline{\text{div}} [\lambda_T \underline{\text{grad}} T] = (\rho C) \frac{\partial T}{\partial t} \quad (6)$$

Ces équations appellent quelques commentaires :

a- l'équation de diffusion hydraulique (5) a été obtenue en considérant dans l'équation de comportement hydraulique, l'apport de masse total de saumure (soluté + solvant) m donné par :

$$\frac{m}{\rho_o^{\text{fl}}} = \frac{m^{\text{thm}}}{\rho_o^{\text{fl}}} + \phi^{\text{chim}} \quad (7)$$

ρ_o^{fl} : masse volumique de la saumure dans les conditions initiales; ϕ^{chim} : variation de porosité uniquement due aux effets de dissolution-cristallisation.

Dans l'équation (5), μ est le module de cisaillement, k est la perméabilité intrinsèque, η est la viscosité dynamique du fluide.

b- l'équation de diffusion thermique (6) est ici simplifiée pour ne tenir compte que du transport de chaleur par diffusion (le transport par convection étant négligeable à moyen terme pour des milieux peu perméables comme le sel). Le paramètre λ_T est la conductivité thermique du sel, ρ est la masse volumique du sel et C la capacité calorifique.

L'équation de Navier (4) dans laquelle le vecteur déplacement \underline{u} est inconnue, peut s'intégrer de r à r_b (avec $T=T_o$ et $P=P_o$ et $u=0$ en $r=r_b$). On obtient après dérivation par rapport à la variable temps t :

$$\frac{\partial (\text{div} \underline{u})}{\partial t} = \frac{b^2}{K_o + 4/3\mu} \frac{\partial (P - P_o)}{\partial t} + \frac{3\alpha_o K_o}{K_o + 4/3\mu} \frac{\partial (T - T_o)}{\partial t} \quad (8)$$

En remplaçant cette expression dans l'équation de diffusion hydraulique (5), on a alors :

$$\left(\frac{1}{M} + \frac{b^2}{K_o + 4/3\mu} \right) \frac{\partial P}{\partial t} + \left(-3\alpha_m + \frac{3\alpha_o K_o}{K_o + 4/3\mu} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \phi^{\text{chim}}}{\partial t} = \underline{\text{div}} \left[\frac{k(\phi^{\text{chim}})}{\eta} \underline{\text{grad}} P \right] \quad (9)$$

2. Principe de résolution des équations d'évolution dans le massif

Dans le paragraphe 1 du chapitre V, avec les hypothèses utilisées, on a pu voir que la porosité et la perméabilité restent sensiblement constantes au cours de l'évolution des grandeurs d'état. On a donc à résoudre le système d'équations couplés suivant :

$$\Delta \underline{X} = \underline{C} \underline{X} \quad (10)$$

avec :

$$\underline{X} = \begin{pmatrix} P - P_o \\ T - T_o \end{pmatrix}; \underline{C} = \begin{bmatrix} A & B \\ 0 & 1/k_T \end{bmatrix}; \Delta : \text{l'opérateur laplacien.}$$

$$A = \frac{\eta}{k} \left(\frac{1}{M} + \frac{b^2}{\lambda_o + 2\mu} \right); B = \frac{\eta}{k} \left(-3\alpha_m + \frac{3\alpha_o K_o}{K_o + 4/3\mu} \right); 1/k_T = \rho C / \lambda_T$$

La résolution du système (10) se divise en quatre étapes :

(1)- l'inverse de la matrice \underline{C} est calculée afin de se ramener au système suivant :

$$\underline{D} \Delta \underline{X} = \underline{X} \quad (11)$$

\underline{D} : matrice inverse de \underline{C} , ou matrice de diffusivité.

(2)- les valeurs propres λ_i ($i=1,2$) et les vecteurs propres \underline{x}_i ($i=1,2$) de la matrice \underline{D} sont également calculées, de telle sorte qu'il est possible d'écrire :

$$\underline{D} \underline{x}_i = \lambda_i \underline{x}_i \quad (12)$$

(3)- le vecteur \underline{X} est écrit dans la base des vecteurs propres :

$$\underline{X} = \sum_{i=1}^2 \varphi_i(r,t) \underline{x}_i \quad (13)$$

En remplaçant (12) et (13) dans (11), on a alors le nouveau système :

$$\sum_{i=1}^2 \lambda_i \Delta \varphi_i \underline{x}_i = \sum_{i=1}^2 \dot{\varphi}_i \underline{x}_i \quad (14)$$

Pour chaque composante des vecteurs \underline{x}_i , on a :

$$\begin{cases} \lambda_1 \Delta \varphi_1 = \dot{\varphi}_1 \\ \lambda_2 \Delta \varphi_2 = \dot{\varphi}_2 \end{cases} \quad (15)$$

(4)- le système (10) se ramène donc à un système d'équations *découplés* (15) pour lequel on peut résoudre séparément et analytiquement (par transformée de Laplace par exemple) chacune des équations de diffusion.

La mise en œuvre de ce principe de résolution permet d'obtenir l'expression de la dérivée

$\frac{\partial}{\partial r} (P - P_o) \Big|_{r_o}$ qui sera utilisée ultérieurement pour écrire la condition à la limite en paroi ($r=r_o$)

de la caverne :

$$\frac{\partial}{\partial r}(P - P_o)(r_o, t) = -\frac{(P_1 - P_o)}{r_o} - \sqrt{A} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} \frac{d(P_1 - P_o)}{d\tau} d\tau$$

$$+ \frac{Bk_T}{1 - Ak_T} \int_0^t \left[\frac{\sqrt{A}}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} - \frac{1}{\sqrt{k_T}} \frac{1}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} \right] \frac{d(T_1 - T_o)}{d\tau} d\tau \quad (16)$$

P_1 : pression du fluide en paroi (fonction du temps); T_1 : température en paroi (fonction du temps).

3. Equation régissant la pression dans la caverne

La pression de fluide P_1 dans la caverne obéit la conservation de la masse de fluide à la paroi :

$$\dot{M} = \underbrace{V_o \dot{\rho}^f}_{\substack{\text{Variation de la densité du fluide} \\ \Rightarrow \text{équation d'état du fluide (a1)}}} + \underbrace{\rho_o^f \dot{V}}_{\substack{\text{Variation de la géométrie de la cavité} \\ \Rightarrow \text{équation de comportement du massif (a2)}}}$$

$$= \underbrace{-S_o q}_{\substack{\text{Fuite dans le massif} \\ \Rightarrow \text{loi de conduction du fluide} \\ \text{en milieu poreux (a3)}}} + \underbrace{\dot{M}_{\text{chimique}}}_{\substack{\text{Quantité de masse dissoute/précipitée} \\ \text{à la paroi par unité de temps} \\ \Rightarrow \text{équation de cinétique chimique}}} \quad (17)$$

M : masse de saumure dans la cavité, ρ_o^f : masse volumique de la saumure, S_o et V_o : respectivement surface et volume initiaux de la caverne, q : débit massique de fuite à la paroi, V : volume actuel de la caverne.

Explicitons chacun des termes dans l'équation (17) :

a1 - Équation d'état du fluide :

On peut prendre une loi linéaire de la forme (Bérest *et al.*, 1979):

$$\rho^f = \rho_o^f (1 - a_s T + b_s P) \quad (18)$$

$$a_s = 3.76 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}; b_s = 3.16 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}; \rho_o^f = 1.198 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3 \text{ (à } 25 \text{ } ^\circ\text{C et } 0,1 \text{ MPa)}$$

a2 - Équation de comportement du massif :

Pour une sphère, nous avons : $\dot{V} = 4 \pi r_o^2 \dot{r} = 4 \pi r_o^2 \dot{u}_o$. Avec \dot{u}_o : vitesse de convergence de la paroi donnée dans le cas d'un comportement thermo-poro-élastique du massif, par l'expression suivante :

$$\frac{\dot{u}_o}{r_o} = \frac{\dot{P}_1}{4\mu} \quad (19)$$

En remplaçant (18) et (19) dans l'équation (17) :

$$V_o (-\rho_o^f a_s \dot{T}_1 + \rho_o^f b_s \dot{P}_1) + \rho_o^f \frac{\dot{P}_1}{4\mu} V_o' = -S_o q + \dot{M}_{\text{chimique}} \quad (20)$$

$V_o' = S_o r_o$; S_o : surface de la caverne; r_o : rayon de la caverne.

NB : les grandeurs P_1 et T_1 correspondent à des variations (plus exactement des augmentations) de la pression et de la température par rapport à l'état initial.

Cette équation peut être réécrite en considérant la cavité étanche ($q=0$) :

$$V_o(-\rho_o^fl a_s \dot{T}'_1 + \rho_o^fl b_s \dot{P}'_1) + \rho_o^fl \frac{\dot{P}'_1}{4\mu} V'_o = \dot{M}'_{chimique} \quad (21)$$

P_1' : pression dans la cavité supposée étanche; T_1' : température dans la cavité supposée étanche;

Compte tenu de la faible perméabilité du massif, on suppose que :

- l'évolution de la température de la saumure reste sensiblement la même que la cavité soit étanche ou non ($\dot{T}'_1 \approx \dot{T}_1$) ;
- la quantité de masse dissoute ou précipitée en paroi est peu modifiée par la faible fuite de saumure dans le massif ($\dot{M}'_{chimique} \approx \dot{M}_{chimique}$).

A partir de ces deux hypothèses, faisons (20)-(21) :

$$\rho_o^fl V_o(b_s + \frac{3}{4\mu})(\dot{P}_1 - \dot{P}'_1) = -S_o q \quad (22)$$

L'équation (22) doit être complétée par l'expression du débit massique de fuite q . Celui-ci est supposé obéir à la loi de Darcy :

$$q = -\rho_o^fl \frac{k}{\eta} \left[\frac{\partial P}{\partial r} \right]_r \quad (23)$$

k : perméabilité intrinsèque, η : viscosité dynamique du fluide.

L'expression de la dérivée $\left. \frac{\partial P}{\partial r} \right|_r$ dans (23) est donnée par l'équation (16) :

$$\rho_o^fl V_o(b_s + \frac{3}{4\mu})(\dot{P}_1 - \dot{P}'_1) = -S_o \frac{k}{\eta} \left\{ -\frac{(P_1 - P_o)}{r_o} - \sqrt{A} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} \frac{d(P_1 - P_o)}{d\tau} d\tau + \frac{Bk_T}{1 - Ak_T} \int_0^t \left[\frac{\sqrt{A}}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} - \frac{1}{\sqrt{k_T}} \frac{1}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} \right] \frac{d(T_1 - T_o)}{d\tau} d\tau \right\} \quad (24)$$

En utilisant la transformée de Laplace de la relation (24), nous obtenons :

$$P_1^* = \frac{s}{s + \frac{1 + \sqrt{s\tau_h}}{\tau_h}} P_1'^* + \frac{1}{\tau_h} \frac{\tau_{hT}}{\tau_T - \tau_h} \frac{\sqrt{s\tau_h} - \sqrt{s\tau_T}}{s + \frac{1 + \sqrt{s\tau_h}}{\tau_h}} s \frac{T_1'^*}{T_o} \quad (25)$$

$P_1'^*$: la "transformée" de Laplace de P_1' ; $T_1'^*$: la "transformée" de Laplace de T_1' .

Les constantes de temps τ_h , τ_T , τ_{hT} et τ'_h s'écrivent :

$$\tau_h = \frac{r_o^2}{D_h} ; \quad \tau_T = \frac{r_o^2}{D_T} ; \quad \tau_{hT} = \frac{r_o^2}{D_{hT}} ; \quad \tau'_h = \frac{r_o^2}{D_h}$$

Les termes de diffusivité sont :

$$D_h = \frac{k}{\eta} \frac{1}{\frac{1}{M} + \frac{1}{\lambda_o + 2\mu}} ; \quad D_T = \frac{\lambda_T}{\rho_s C_s} ; \quad D_{hT} = \frac{1}{T_o} \frac{k}{\eta} \frac{1}{-3\alpha_m + \frac{3\alpha_o K_o b}{\lambda_o + 2\mu}} ; \quad D_h' = \frac{1}{K^{fl}} + \frac{3}{M} \frac{1}{\mu}$$

k : perméabilité; η : viscosité dynamique; M : module de Biot; b : coefficient de Biot; λ_o : premier coefficient de Lamé drainé; μ : module de cisaillement; λ_T : conductivité thermique du sel; ρ : masse volumique du sel; C : capacité calorifique du sel; T_o : température initiale; α_m : coefficient de dilatation linéique du fluide relativement au squelette solide; α_o : coefficient de dilatation linéique du squelette drainé; K_o : module de compressibilité drainé; K^{fl} : module de compressibilité de la saumure.

En inversant la relation (25), on obtient la solution recherchée :

$$P_1 = f_1(t) \otimes P_1' + f_2(t) \otimes T_1' \quad (26)$$

P_1' : évolution de la pression de la caverne en l'absence de fuite dans le massif; T_1' : évolution de la température de la caverne; \otimes : le symbole de convolution tel que :

$$f \otimes g = \int_0^t f(t-\tau) dg(\tau)$$

f_1 et f_2 , fonction du temps sont données par :

$$f_1(t) = \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \operatorname{Im} \left[s_1 e^{s_1^2 t} \operatorname{erfc}(-s_1 \sqrt{t}) \right] \text{ et } f_2(t) = -\frac{1}{\tau_h} \frac{\tau_h T}{\sqrt{\tau_h} - \sqrt{\tau_h}} \frac{1}{T_o} \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \operatorname{Im} \left[s_1 e^{s_1^2 t} \operatorname{erfc}(-s_1 \sqrt{t}) \right]$$

erfc : fonction erreur complémentaire :

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-u^2} du$$

Im : l'opérateur partie imaginaire; le complexe s_1 donné par :

$$s_1 = \frac{-a + i\sqrt{\Delta}}{2} ; \quad \Delta = a^2 - 4b \quad a = \frac{\sqrt{\tau_h}}{\tau_h} ; \quad b' = \frac{1}{\tau_h}$$

L'évolution de la pression dans la caverne étanche P_1' qui prend en compte la dilatation thermique et la dissolution complémentaire consécutive à l'augmentation de pression a été calculée par Bérest *et al.* (1979) :

$$\delta P_1' = \frac{\left[a_s (1 - C_o) + a_1 C_o \left(1 - \frac{\rho_o^{fl}}{\rho} \right) \right] \delta T_1 + \left[C_o (a_2 - a_1 a_s) \left(1 - \frac{\rho_o^{fl}}{\rho} \right) \right] \delta T_1^2}{\kappa (1 - C_o) + b - a_3 C_o \left(1 - \frac{\rho_o^{fl}}{\rho} \right)} \quad (27)$$

κ : compressibilité élastique de la caverne donnée par

$$\kappa = \frac{6(1+\nu)}{4E}$$

E : module d'Young; ν : coefficient de Poisson. Les coefficients C_o , a_1 , a_2 et a_3 sont des constantes de la loi empirique suivante :

$$C = C_o (1 + a_1 \delta T + a_2 \delta T^2 + a_3 \delta P)$$

$C_o = 0,265$ (kg de sel / kg de saumure) ; $a_1 = 4,07 \cdot 10^{-4}$; $a_2 = 7,42 \cdot 10^{-6}$; $a_3 = 2,62 \cdot 10^{-5}$.

ANNEXE V

**SOLUTIONS ANALYTIQUES DES ÉQUATIONS D'ÉVOLUTION DES
CONTRAINTE À L'ÉTAT ASYMPTOTIQUE**

ANNEXE V. SOLUTIONS ANALYTIQUES DES ÉQUATIONS D'ÉVOLUTION DES CONTRAINTES À L'ÉTAT ASYMPTOTIQUE

Les calculs ici exposés sont les mêmes dans leur déroulement que ceux conduits notamment par Pouya (1991b), et Kazan (1994). L'originalité tient ici à l'introduction de la nature poreuse du matériau.

On s'attachera à présenter les solutions en symétrie sphérique. Les solutions données pour une symétrie cylindrique peuvent être obtenues pour l'essentiel, suivant la même démarche.

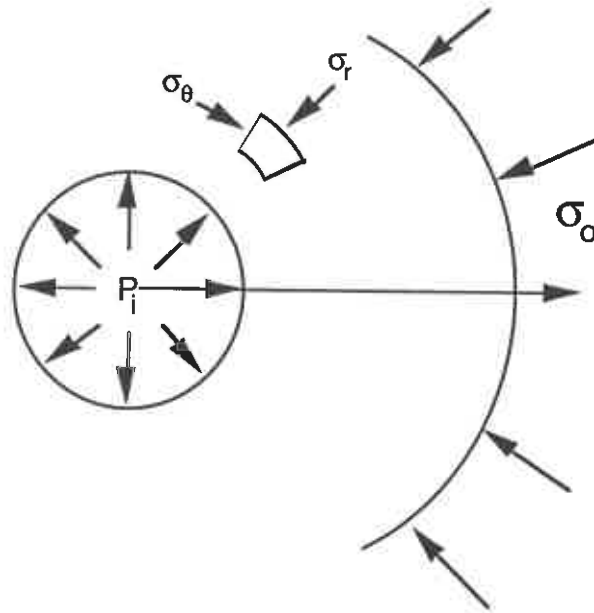


Figure 1. Géométrie et chargement

1. Hypothèses et équations générales

Les propriétés du matériau sont isotropes. Vu la symétrie du problème (figure 1), le champ de déplacement est radial et prend la forme $u(r,t)\underline{e}_r$. Les tenseurs de déformations $\underline{\underline{\varepsilon}}$ et des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ s'écrivent pour une géométrie sphérique:

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial r} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{u}{r} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{u}{r} \end{bmatrix} \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_\phi \end{bmatrix}$$

avec la propriété supplémentaire $\sigma_\theta(r,t) = \sigma_\phi(r,t)$.

L'hypothèse des petites perturbations nous permet de décomposer le tenseur des déformations en une partie thermo-poro-élastique (notée $\underline{\underline{\varepsilon}}^e$), une partie viscoplastique (notée $\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$) et une partie due à l'endommagement (notée $\underline{\underline{\varepsilon}}^p$) indépendante de la viscoplasticité :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^p + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$$

Dans la suite, on ne s'intéressera pas à la partie due à l'endommagement.
La partie thermo-poro-élastique s'écrit :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^e = \frac{1 + \nu_o}{E_o} (\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{I}}) - \frac{\nu_o}{E_o} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{I}}) \underline{\underline{I}} + \frac{b}{3K_o} (P - P_o) \underline{\underline{I}} + \alpha_o (T - T_o) \underline{\underline{I}} \quad (1)$$

σ_o : contrainte géostatique initiale ; P : pression interstitielle ; P_o : pression de pores initiale, b : coefficient de Biot ; ν_o : coefficient de Poisson drainé ; α_o : coefficient de dilatation thermique drainé ; E_o : module d'Young drainé, K_o : module de compressibilité drainé, T : température ; T_o : température initiale.

ou encore en inversant (1) :

$$\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{I}} = \lambda_o \text{Tr}(\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}) \underline{\underline{I}} + 2\mu(\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}) - 3\alpha_o K_o (T - T_o) \underline{\underline{I}} - b(P - P_o) \underline{\underline{I}} \quad (2)$$

λ_o : premier coefficient de Lamé drainé ; μ : module de cisaillement.

Dans le cas du comportement viscoplastique, on considère également un critère de Tresca couramment utilisé dans le domaine de la mécanique du sel (Bérest, 1989; Ghoreychi, 1990) :

$$F_\theta = \omega(\sigma_\theta - \sigma_r) - 2C_1 \quad (3a)$$

$$F_\varphi = \omega(\sigma_\varphi - \sigma_r) - 2C_1 \quad (3b)$$

avec $\omega = \pm 1$ a le même signe que $\sigma_\theta - \sigma_r = \sigma_\varphi - \sigma_r$ et une cohésion C_1 très faible en deçà du MPa. On prendra donc $C_1 = 0$.

En outre, les déformations viscoplastiques n'engendrent pas de déformation volumique (Munson et Dawson, 1981; Langer, 1981). On a donc :

$$\text{Tr} \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} = 0$$

Compte tenu de la symétrie du problème, cette dernière relation implique :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} = \begin{bmatrix} \varepsilon^{vp} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2}\varepsilon^{vp} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}\varepsilon^{vp} \end{bmatrix} \quad (4a)$$

Dans le cadre d'un comportement viscoplastique standard, la règle de normalité s'écrit (loi associée) :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp} = \eta F^n(\sigma) \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (4b)$$

η : constante de viscosité.

Lorsque le critère (3) est satisfait ($\sigma_r > \sigma_\theta$), la règle de normalité (4b) permet alors d'écrire:

$$\varepsilon^{vp} = \eta \frac{(\sigma_r - \sigma_\theta)^n}{\sigma_n} \quad (4c)$$

σ_n : constante de normalisation prise égale à 1 MPa.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -P_I ; T=T_I ; P=P_I \text{ pour } r=r_o \\ \sigma_r &= \sigma_o ; T=T_o ; P=P_o \text{ pour } r=r_e \text{ (} r_e \gg r_o \text{)} \end{aligned}$$

L'état de contrainte initial est considéré homogène et isotrope :

$$\underline{\sigma}_o = \sigma_o \underline{1} \quad (\sigma_o = cste)$$

2. Écriture de l'équation d'évolution de la contrainte déviatorique $f = \sigma_r - \sigma_\theta$

La relation (2) peut se réécrire sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \sigma_r - \sigma_o = \lambda_o \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} - 3\alpha_o K_o \delta T - b\delta P - 2\mu \varepsilon^{vp} & (5) \\ \sigma_\theta - \sigma_o = \lambda_o \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right) + 2\mu \frac{u}{r} - 3\alpha_o K_o \delta T - b\delta P + \mu \varepsilon^{vp} & (6) \end{cases}$$

δP : écart de la pression interstitielle à l'état initial; δT : écart de la température à l'état initial.

Faisons (6)-(5) :

$$\sigma_\theta - \sigma_r = 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right) + 3\mu \varepsilon^{vp} \quad (7)$$

Or l'équilibre se traduit par l'équation :

$$\sigma_\theta - \sigma_r = \frac{r}{2} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} \quad (8)$$

En remplaçant dans (7) :

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} = -4\mu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u}{r} \right) + 6\mu \frac{\varepsilon^{vp}}{r} \quad (9)$$

L'intégration de l'équation (9) de r_o à r donne :

$$E_o \frac{u}{r} = - \left(\frac{1 + \nu_o}{2} \right) \delta \sigma_r + \frac{3}{2} E_o \int_{r_o}^r \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du + E_o \frac{u(r_o)}{r} - \left(\frac{1 + \nu_o}{2} \right) (P_I + \sigma_o) \quad (10)$$

Reprenons de nouveau les équations (5) et (6) et formons (4)+2*(6) :

$$(\sigma_r - \sigma_o) + 2(\sigma_\theta - \sigma_o) = (3\lambda_o + 2\mu) r \underline{\underline{\varepsilon}}^e - 9\alpha_o K_o \delta T - 3b\delta P \quad (11)$$

l'équation (11) peut se réécrire encore :

$$tr \underline{\underline{\varepsilon}}^e = \frac{1}{(3\lambda_o + 2\mu)} (tr(\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_o \underline{\underline{1}}) + 9\alpha_o K_o \delta T + 3b\delta P) \quad (12)$$

En remplaçant dans (6) et en isolant le rapport u/r :

$$2\mu \frac{u}{r} = \frac{\lambda_o + 2\mu}{3\lambda_o + 2\mu} (\sigma_\theta - \sigma_o) - \frac{\lambda_o}{3\lambda_o + 2\mu} (\sigma_r - \sigma_o) + \frac{2\mu}{3\lambda_o + 2\mu} b\delta P + \frac{2\mu}{3\lambda_o + 2\mu} 3\alpha_o K_o \delta T - \mu \varepsilon^{vp} \quad (13)$$

En remarquant que :

$$\frac{2\mu}{3\lambda_o + 2\mu} = \frac{1 - 2\nu_o}{1 - \nu_o} \quad \text{et} \quad \frac{\lambda_o}{3\lambda_o + 2\mu} = 2\nu_o \frac{\mu}{E_o}$$

La relation (13) se réécrit :

$$E_o \frac{u}{r} = (1 - \nu_o)(\sigma_\theta - \sigma_o) - \nu_o(\sigma_r - \sigma_o) + (1 - 2\nu_o)b\delta P + \alpha_o K_o \delta T - \frac{E_o}{2} \varepsilon^{vp} \quad (14)$$

En utilisant l'équation d'équilibre (8), l'équation (14) devient :

$$E_o \frac{u}{r} = (1 - 2\nu_o)(\sigma_r - \sigma_o) - (1 - \nu_o) \frac{\partial}{\partial r} (\sigma_r - \sigma_o) + (1 - 2\nu_o)b\delta P + \alpha_o K_o \delta T - \frac{E_o}{2} \varepsilon^{vp} \quad (15)$$

Identifions les équations (15) et (10), on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial r} (\sigma_r - \sigma_o) + \frac{3}{r} (\sigma_r - \sigma_o) = f(r, t) \quad (16)$$

avec

$$f(r, t) = \frac{2}{(1 - 2\nu_o)r} \left\{ -(1 - 2\nu_o)b\delta P - \alpha_o E_o \delta T + \frac{E_o}{2} \varepsilon^{vp} + \frac{3}{2} E_o \int_{r_o}^r \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du + A(t) \right\}$$

et

$$A(t) = E_o \frac{u(r_o)}{r} - \left(\frac{1 + \nu_o}{2} \right) (P_I + \sigma_o)$$

L'intégration de l'équation (16) entre r_o et r conduit à :

$$\begin{aligned} \sigma_r = \sigma_o \left(1 - \frac{r_o^3}{r^3} \right) - P_I \left(\frac{r_o^3}{r^3} \right) - \frac{1}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1 - \nu_o} [b(1 - 2\nu_o)(P(\rho) - P_o) + \alpha_o E_o (T(\rho) - T_o)] d\rho \\ + \frac{1}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1 - \nu_o} \left[\frac{E_o}{2} \varepsilon^{vp} + \frac{3}{2} E_o \int_{r_o}^{\rho} \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du \right] d\rho + \frac{1}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1 - \nu_o} [A(t)] d\rho \end{aligned} \quad (17)$$

Dans le cas d'un matériau poro-élastique ($\varepsilon^{vp}=0$), on retrouve bien sûr la contrainte radiale σ_r^{el} :

$$\sigma_r^{el} = \sigma_o \left(1 - \frac{r_o^3}{r^3} \right) - P_I \left(\frac{r_o^3}{r^3} \right) - \frac{1}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1-\nu_o} \left[b(1-2\nu_o)(P(\rho) - P_o) + \alpha_o E_o (T(\rho) - T_o) \right] d\rho \quad (18)$$

Ainsi, la relation (17) peut se réécrire :

$$\sigma_r = \sigma_r^{el} + I_1 + I_2 \quad (19)$$

avec :

$$I_1 = \frac{1}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1-\nu_o} \left[\frac{E_o}{2} \varepsilon^{vp} + \frac{3}{2} E_o \int_{r_o}^{\rho} \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du \right] d\rho = \frac{E_o}{1-\nu_o} \int_{r_o}^r \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du$$

(après intégration par partie)

$$I_2 = \frac{1}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1-\nu_o} [A(t)] d\rho = \frac{2}{3} \frac{1}{1-\nu_o} \left(1 - \frac{r_o^3}{r} \right) A(t)$$

Faisons $r=r_e$ dans l'équation (19). Les conditions aux limites permettent alors d'obtenir l'expression de $A(t)$:

$$A(t) = -\frac{3}{2} E_o \frac{r_e^3}{r_e^3 - r_o^3} \int_{r_o}^{r_e} \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du$$

L'équation (19) est alors donnée par :

$$\sigma_r = \sigma_r^{el} + \frac{E_o}{1-\nu_o} \int_{r_o}^r \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du - \frac{E_o}{1-\nu_o} \left(1 - \frac{r_o^3}{r} \right) \frac{r_e^3}{r_e^3 - r_o^3} \int_{r_o}^{r_e} \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du \quad (20)$$

L'équation d'équilibre (8) et le résultat (20) permettent d'aboutir à l'expression de la contrainte orthoradiale σ_θ :

$$\sigma_\theta = \sigma_\theta^{el} + \frac{E_o}{1-\nu_o} \int_{r_o}^r \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du + \frac{E_o}{1-\nu_o} \varepsilon^{vp} - \frac{E_o}{1-\nu_o} \left(1 + \frac{r_o^3}{2r^3} \right) \frac{r_e^3}{r_e^3 - r_o^3} \int_{r_o}^{r_e} \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du \quad (21)$$

où :

$$\sigma_\theta^{el} = -\frac{1}{2} \sigma_r^{el} + \frac{3}{2} \sigma_o - \frac{1}{1-\nu_o} b(1-2\nu_o) \delta P(\rho) + \alpha_o E_o \delta T(\rho)$$

Formons la différence (17)-(20) :

$$\sigma_r - \sigma_\theta = (\sigma_r^{el} - \sigma_\theta^{el}) - \frac{E_o}{2(1-\nu_o)} \varepsilon^{vp} + \frac{3}{2} \frac{E_o}{1-\nu_o} \frac{1}{r^3} \frac{r_o^3 r_e^3}{r_e^3 - r_o^3} \int_{r_o}^{r_e} \frac{\varepsilon^{vp}}{u} du \quad (22)$$

avec :

$$\begin{aligned} \sigma_r^{el} - \sigma_\theta^{el} = & -\frac{3}{2} (\sigma_o + P_I) \left(\frac{r_o^3}{r^3} \right) - \frac{3}{2} \frac{1}{r^3} \int_{r_o}^r \frac{2\rho^2}{1-\nu_o} \left[b(1-2\nu_o)(P(\rho) - P_o) + \alpha_o E_o (T(\rho) - T_o) \right] d\rho + \\ & + \frac{1}{1-\nu_o} \left[b(1-2\nu_o) \delta P + \alpha_o E_o \delta T \right] \end{aligned}$$

Posons :

$$\sigma_d = \sigma_r - \sigma_\theta$$

En introduisant σ_d dans l'équation (22) et en dérivant :

$$\dot{\sigma}_d = \dot{\sigma}_d^{el} - \frac{E_o}{2(1-\nu_o)} \dot{\varepsilon}^{vp} + \frac{3}{2} \frac{E_o}{1-\nu_o} \frac{1}{r^3} \frac{r_o^3 r_e^3}{r_e^3 - r_o^3} \int_{r_o}^{r_e} \frac{\dot{\varepsilon}^{vp}}{u} du \quad (23)$$

Puis en remplaçant par son expression (4c), on se ramène à l'équation intégrodifférentielle suivante :

$$\dot{\sigma}_d + \frac{E_o}{2(1-\nu_o)} \frac{\eta}{\sigma_n} \sigma_d^n = \dot{\sigma}_d^{el} + \frac{3}{2} \frac{E_o}{1-\nu_o} \frac{1}{r^3} \frac{r_o^3 r_e^3}{r_e^3 - r_o^3} \int_{r_o}^{r_e} \frac{\eta \sigma_d^n}{\sigma_n u} du \quad (24)$$

3. Résolution de l'équation d'évolution à l'état asymptotique

La résolution de l'équation (24) ne peut se faire que numériquement. Néanmoins, il est possible parvenir à une solution analytique en supposant que les grandeurs d'états (contrainte, température et pression interstitielle) tendent vers un état asymptotique. Celui-ci s'obtient en faisant :

$$\underline{\dot{\sigma}} = 0; \dot{P} = 0; \dot{T} = 0$$

Il est donc nécessaire d'attendre un temps suffisant pour qu'un régime permanent thermique et qu'un régime permanent hydraulique puissent s'établir.

Sous cette hypothèse et en faisant $r_e \rightarrow \infty$, l'équation (24) devient :

$$\eta \sigma_d^n = 3 \frac{r_o^3}{r^3} \int_{r_o}^{\infty} \frac{\eta \sigma_d^n}{u} du \quad (25)$$

soit encore :

$$\sigma_d = \frac{1}{r^{3/n}} \left(\frac{3r_o^3}{\eta} \int_{r_o}^{\infty} \frac{\eta \sigma_d^n}{u} du \right)^{1/n} = \frac{\zeta}{\eta^{1/n} r^{3/n}} \quad (26)$$

On note que la grandeur $\zeta = \left(3r_o^3 \int_{r_o}^{\infty} \frac{\eta \sigma_d^n}{u} du \right)^{1/n}$ est indépendante du point considéré

(i.e. du rayon r). En isolant σ_d dans l'équation (25) et en remplaçant dans l'équation d'équilibre (8) :

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} = -2 \frac{\zeta}{\eta^{1/n}} \frac{1}{r^{3/n+1}} \quad (27)$$

L'intégration de l'équation (27) entre r_o et ∞ donne :

$$\zeta = \frac{\sigma_o + P_l}{-2} \left[\int_{r_o}^{\infty} \frac{du}{\eta^{1/n} u^{3/n+1}} \right]^{-1} \quad (28)$$

Cette intégrale se calcule simplement si on considère le coefficient de viscosité η indépendant du champs de température :

$$\zeta = -\frac{3}{2} \left(\frac{\sigma_o + P_1}{n} \right) \eta^{1/n} r_o^{3/n} \quad (29)$$

En remplaçant dans (26) :

$$\sigma_d = \sigma_r - \sigma_\theta = -\frac{3}{2} \left(\frac{\sigma_o + P_1}{n} \right) \left(\frac{r_o}{r} \right)^{3/n} \quad (30)$$

On constate que :

1- le déviateur limite vers lequel tend l'état de contrainte en milieu poro-viscoplastique en régime stationnaire ne dépend ni du champs hydraulique ni de la température pourvue que la diffusion hydraulique et thermique aboutisse effectivement à un régime stationnaire et que la viscosité soit considérée comme indépendante de la température. Cette dernière hypothèse n'est pas justifiée pour le sel, matériau très thermo-sensible dont la viscosité varie nettement en fonction de la température suivant la loi d'Arrhénius.

2- le déviateur limite est plus faible que le déviateur instantanément atteint en élasticité. Cela signifie que la relaxation de l'état de contrainte confère aux ouvrages souterrains une meilleure stabilité pourvue que l'état de sollicitations thermo-hydro-mécaniques s'exerçant sur la structure (conditions aux limites) n'augmentent pas dans le temps.