

Impact des transferts de gaz sur le comportement poro-mécanique des matériaux argileux

Thèse présentée par

Pierre GERARD

en vue de l'obtention du grade de
Docteur en Sciences de l'Ingénieur

Mai 2011

JURY

A. Léonard, Chargée de Cours à l'Université de Liège, Présidente
R. Charlier, Professeur à l'Université de Liège, Promoteur
F. Collin, Chercheur qualifié FNRS à l'Université de Liège, Co-Promoteur
S. Brouyère, 1^{er} Assistant à l'Université de Liège
T. Hueckel, Professeur à la Duke University
S. Olivella, Professeur associé à l'Universitat Politècnica de Catalunya
J. Talandier, Ingénieur de recherches à l'Andra

Résumé

La question de l'impact des transferts de gaz sur le comportement poro-mécanique des matériaux argileux se révèle être un axe de recherches essentiel pour s'assurer de la faisabilité des solutions d'enfouissement de déchets radioactifs dans des couches géologiques profondes. En effet, que ce soit la ventilation permanente des galeries ou la migration du gaz produit par corrosion des composants métalliques, les écoulements de gaz influencent la distribution des pressions de pores dans le massif. Les importants couplages hydro-mécaniques affectent dès lors la roche hôte argileuse, que ce soit par une modification de l'étendue et des caractéristiques de la zone endommagée à proximité de la paroi suite à une désaturation accentuée par la ventilation ou par le développement dans le massif de chemins préférentiels d'écoulement suite à une rapide et forte montée en pression de gaz. Ces sollicitations peuvent induire des changements importants dans les caractéristiques de la barrière de confinement et compromettre l'isolation des matières radioactives. Face au besoin de comprendre et de quantifier ces phénomènes, notre travail se propose d'apporter des éléments de réponses dans les domaines de l'expérimental, du développement de modèles constitutifs mais surtout dans la modélisation hydro-mécanique des problèmes de transferts de gaz dans les roches argileuses dans un code aux éléments finis.

L'interaction entre un matériau poreux et l'atmosphère qui l'entoure a été étudiée tout d'abord d'un point de vue expérimental, en développant des essais des essais de séchage convectif. Ces essais ont été analysés sur base d'une approche novatrice en géomécanique, basée sur l'existence d'une couche limite en surface contrôlant les échanges de vapeur d'eau et de chaleur avec l'extérieur. Une condition limite thermo-hydraulique non conventionnelle a ensuite été développée et introduite dans un code aux éléments finis et permet de reproduire les échanges observés en surface. Des modélisations de validation de la condition limite et d'application dans un problème proche de celui rencontré dans le contexte du stockage de déchets radioactifs permettent enfin de mettre clairement en évidence l'influence des coefficients de transfert de la couche limite sur le comportement mécanique du massif rocheux.

Les essais d'injection de gaz sur le long terme dans les matériaux argileux indiquent des instabilités dans les écoulements qui sont certainement associées à des ouvertures et des fermetures de chemins localisés à travers l'échantillon. Ces ouvertures/fermetures pourraient résulter d'une combinaison de plusieurs processus : outre les effets capillaires, il semble nécessaire de prendre en compte un fort couplage avec la mécanique. Les modèles classiques qui reposent sur une approche biphasique continue des écoulements ne permettent en effet pas la reproduction de tels comportements. Un couplage hydro-mécanique supplémentaire est proposé en considérant une évolution de la perméabilité et de la courbe de rétention avec les déformations. La simulation de deux essais en laboratoire montre qu'un tel modèle semble être une piste intéressante pour reproduire des chemins localisés et plus conducteurs observés expérimentalement, mais cela nécessite d'avoir une description complémentaire sur l'origine de la localisation de la migration du gaz dans les matériaux argileux. Plusieurs exemples mettent également en évidence l'importance d'une détermination expérimentale précise de la courbe de rétention et de la perméabilité au gaz dans la zone quasi saturée, ce qui est actuellement rendu délicat et complexe par les méthodes expérimentales à notre disposition.

Abstract

The question of the impact of gas transfer on the poro-mechanical behaviour of argillaceous materials is a crucial issue in the context of radioactive waste disposal in deep geological layers. The permanent ventilation of the cavities or the migration of gas, induced by the corrosion of the steel components, are situations where the gas transfer influences the pore pressure distribution. The important hydro-mechanical couplings in the argillaceous rocks affect the host rock, by the damage of the formation near the wall, induced by the desaturation resulting from ventilation or by the development of preferential pathways in the rock mass, due to the sudden and large gas pressure increase. These perturbations could induce important changes in the confinement barrier characteristics and affect the radioactive waste insulation. Following the need for understanding and quantifying such effects, this work addresses the issue from three different directions: an experimental part, the development of constitutive models, and mainly the hydro-mechanical modelling of gas transfer problems in argillaceous materials with a finite element code.

The interaction between a porous material and the surrounding atmosphere is first studied from an experimental point of view, by the development of convective drying tests. These experiments are analyzed on the basis of a new approach in geomechanics, based on the existence of a boundary layer at the surface that controls the water vapour and heat exchanges with the ambient air. An unconventional thermo-hydraulic boundary condition has then been developed and introduced in a finite element code. It allows the reproduction of the exchanges observed experimentally at the porous materials surface. A validation modelling of the boundary layer and an application modelling of a problem, similar to the one met in the context of radioactive waste disposal, are presented. It highlights clearly the influence of transfer coefficients characterizing the boundary layer on the mechanical behaviour of the rock mass.

The longterm gas injection tests on argillaceous materials show flow instabilities, which are certainly associated with the opening and the closing of localised pathways through the sample. This opening/closing could result from a combination of different processes: in addition to the capillary effects, a strong mechanical coupling must be taken into account. The classical models, based on a continuous biphasic approach of the flows, do not allow the reproduction of such behaviour. An additional hydro-mechanical coupling is proposed by considering the evolution of the permeability and the retention curve with the strains. The numerical modelling of two laboratory tests show that the model seems to be a interesting way to reproduce the localised and conducting pathways that we observe in the experiments. However, it requires a complementary description of the origin of the localization of the gas migration in argillaceous materials. A number of examples also highlight the relevance of an accurate experimental determination of the retention curve and the gas permeability in the quasi-saturated domain, which is currently non-trivial and complex, owing to the actual experimental methods.

Table des matières

RESUME	i
ABSTRACT	iii
TABLE DES MATIERES	v
TABLE DES NOTATIONS	vii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1. INTRODUCTION GENERALE	3
1.1 <i>Enfouissement de déchets radioactifs</i>	3
1.2 <i>Processus thermo-hydro-mécaniques</i>	4
1.3 <i>Objectifs de la thèse</i>	5
1.4 <i>Plan du travail</i>	6
2. AUTRES PROBLEMES LIES AUX TRANSFERTS DE GAZ DANS LES SOLS ET ROCHES	7
CHAPITRE 2 OBSERVATIONS EXPERIMENTALES SUR LES ECOULEMENTS MULTIPHASICQUES DE FLUIDES DANS LES MATERIAUX ARGILEUX	9
1. INTRODUCTION	11
2. NOTIONS DE CAPILLARITE DANS LES MILIEUX POREUX	13
3. ANALYSE DES ECOULEMENTS MULTIPHASICQUES DANS LES MILIEUX POREUX	14
3.1 <i>Introduction</i>	14
3.2 <i>Courbe de rétention</i>	16
3.2.1 Méthodes expérimentales	16
3.2.2 Modèles existants pour la courbe de rétention	17
3.2.3 Données expérimentales pour l'argilite du Callovo-Oxfordien	21
3.2.4 Modèle proposé pour l'argilite du Callovo-Oxfordien.....	23
3.3 <i>Perméabilité à l'eau</i>	25
3.3.1 Méthodes expérimentales	25
3.3.2 Modèles existants pour la perméabilité à l'eau	26
3.3.3 Données expérimentales pour l'argilite du Callovo-Oxfordien	27
3.3.4 Modèle proposé pour l'argilite du Callovo-Oxfordien.....	29
3.4 <i>Perméabilité au gaz</i>	29
3.4.1 Méthodes expérimentales	29
3.4.2 Modèles existants pour la perméabilité au gaz	30
3.4.3 Données expérimentales pour l'argilite du Callovo-Oxfordien	31
3.4.4 Modèle proposé pour l'argilite du Callovo-Oxfordien.....	34
3.4.5 Effet Klinkenberg	35
3.5 <i>Conclusions</i>	36
4. INTERPRETATION DES INTERACTIONS ENTRE LES ROCHES ARGILEUSES ET L'ATMOSPHERE A PARTIR D'OBSERVATIONS EXPERIMENTALES	37
4.1 <i>Introduction</i>	37
4.2 <i>Cinétique de désaturation</i>	38
4.2.1 Observations sur essais en laboratoire	38
4.2.2 Observations in-situ	41
4.2.3 Modélisation des échanges hydrauliques en paroi de milieu poreux	43
4.3 <i>Analyse du couplage avec les échanges thermiques</i>	46
4.3.1 Contexte.....	46
4.3.2 Observations expérimentales	46
4.3.3 Modélisation des échanges thermo-hydrauliques en paroi de milieu poreux	47
4.4 <i>Analyse du couplage avec le comportement mécanique</i>	48
4.4.1 Evidences de retrait	48

4.4.2	Evidences de fracturation.....	49
4.4.3	Modélisation du comportement mécanique observé lors de la désaturation	50
4.5	<i>Conclusions</i>	51
5.	INTERPRETATION DES MECANISMES DE TRANSFERTS DE GAZ A PARTIR D'OBSERVATIONS	
	EXPERIMENTALES.....	51
5.1	<i>Introduction</i>	51
5.2	<i>Observations sur essais en laboratoire</i>	52
5.2.1	Transport du gaz dissous	52
5.2.2	Transport biphasique eau-gaz	54
5.2.3	Développement de chemins préférentiels d'écoulement.....	56
5.2.4	Cicatrisation – Sealing	61
5.2.5	Facteurs influençant les essais en laboratoire	62
5.3	<i>Observations sur essais in-situ</i>	66
5.4	<i>Implications pour la modélisation de la migration du gaz au sein des roches argileuses</i>	70
5.4.1	Synthèse des concepts de transfert de gaz.....	70
5.4.2	Modèles d'écoulement du gaz dans les roches argileuses.....	72
5.5	<i>Conclusions</i>	79
6.	CONCLUSIONS	79
	CHAPITRE 3 MODELE HYDROMECHANIQUE D'UN MILIEU POREUX PARTIELLEMENT SATURE	83
1.	INTRODUCTION	85
1.	EQUATIONS DE BILAN	86
2.1	<i>Conservation de la quantité de mouvement du mélange</i>	87
2.2	<i>Conservation de la masse de la phase solide</i>	87
2.3	<i>Conservation de la masse des phases fluides</i>	88
2.	EQUATIONS CONSTITUTIVES	88
3.1	<i>Comportement contraintes – déformations</i>	89
3.2	<i>Variation de la porosité</i>	89
3.3	<i>Transfert des phases fluides</i>	90
3.3.1	Advection de la phase liquide.....	91
3.3.2	Advection de la phase gazeuse	91
3.3.3	Diffusion au sein de la phase gazeuse.....	92
3.3.4	Diffusion au sein de la phase liquide	93
3.4	<i>Variation de la densité de l'eau</i>	93
3.5	<i>Variation de la densité du gaz</i>	94
3.6	<i>Comportement de rétention de l'eau</i>	94
3.7	<i>Variation de la perméabilité avec le degré de saturation</i>	95
3.7.1	Evolution de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation	96
3.7.2	Evolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation.....	96
3.8	<i>Effets négligés pour les écoulements gazeux</i>	97
3.	EQUATIONS D'EQUILIBRE	97
4.1	<i>Loi de Kelvin</i>	98
4.2	<i>Loi de Henry</i>	98
4.	PROPRIETES DES FLUIDES POUR LES EQUATIONS D'ECOULEMENT BIPHASIQUE	99
5.1	<i>Paramètres de l'eau</i>	99
5.2	<i>Paramètres du gaz</i>	99
5.	CONCLUSIONS	100
	CHAPITRE 4 FORMULATION D'ELEMENTS FINIS COUPLES	103
1.	INTRODUCTION	105
2.	LINEARISATION DES EQUATIONS DE BILAN	106
2.1	<i>Forme faible des équations de bilan</i>	107
2.2	<i>Principe de linéarisation des équations de bilan</i>	108
3.	FORMULATION D'UN ELEMENT FINI COUPLE 2D	111
4.	GENERALISATION A UN SYSTEME D'ECOULEMENT BIPHASIQUE.....	115
5.	CONCLUSIONS	117

CHAPITRE 5 THEME 1 - TRANSFERT DE GAZ A COURT TERME : INTERACTIONS ROCHE – ATMOSPHERE EN PAROI DE GALERIES	119
1. INTRODUCTION	121
2. ANALYSE DES PROCESSUS DE SECHAGE	122
2.1 <i>Introduction</i>	122
2.2 <i>Conditions anisothermes</i>	123
2.3 <i>Cinétique des processus de séchage</i>	124
3. CAMPAGNE EXPERIMENTALE	127
3.1 <i>Dispositif expérimental et méthodes</i>	127
3.2 <i>Matériel</i>	128
3.2.1 Limon d'Awans	129
3.2.2 Argile de Boom	130
3.3 <i>Résultats d'essais sur limon d'Awans</i>	132
3.3.1 Observations de retrait ou de fissuration	132
3.3.2 Cinétique de désaturation	132
3.4 <i>Résultats d'essais sur argile de Boom</i>	135
3.4.1 Observations de retrait et de fissuration	135
3.4.2 Cinétique de désaturation	138
3.5 <i>Conclusions</i>	140
4. MODELE HYDROMECHANIQUE ET FORMULATION D'ELEMENTS FINIS COUPLES	142
4.1 <i>Extension du modèle hydromécanique en saturation partielle aux conditions anisothermes</i>	142
4.1.1 Equation de bilan : conservation de la chaleur	142
4.1.2 Equations constitutives	142
4.2 <i>Condition limite thermo-hydraulique</i>	143
4.3 <i>Extension de la formulation d'éléments finis couplés</i>	144
5. VALIDATION	148
5.1 <i>Définition du problème</i>	148
5.2 <i>Paramètres du modèle</i>	149
5.3 <i>Résultats numériques</i>	150
5.3.1 Résultats préliminaires	150
5.3.2 Influence de la courbe de perméabilité relative à l'eau	151
5.3.3 Influence de la condition limite hydraulique	152
5.3.4 Comparaisons pour d'autres essais de séchage	153
5.4 <i>Analyse des mécanismes de transfert</i>	154
5.5 <i>Conclusions</i>	157
6. APPLICATION : INFLUENCE DU SUINTEMENT ET DE LA VENTILATION EN PAROI DE GALERIE	158
6.1 <i>Motivations</i>	158
6.2 <i>Condition limite hydraulique</i>	159
6.3 <i>Modélisation d'une excavation de galerie</i>	160
6.3.1 Définition du problème	161
6.3.2 Modèle hydro-mécanique en saturation partielle	161
6.3.3 Paramètres du modèle	163
6.3.4 Résultats numériques – Cas de référence	164
6.3.5 Influence de la condition limite hydraulique sur la convergence	164
6.3.6 Influence de l'humidité relative de l'air	170
6.3.7 Conclusions	171
7. CONCLUSIONS	172
CHAPITRE 6 THEME 2 - TRANSFERT DE GAZ A LONG TERME : MIGRATION DU GAZ PRODUIT PAR CORROSION	175
1. INTRODUCTION	177
2. L'ARGILITE DU CALLOVO-OXFORDIEN	179
3. MIGRATION DE GAZ DANS LES ROCHES ARGILEUSES SANS DEVELOPPEMENT DE CHEMINS PREFERENTIELS	
182	
3.1 <i>Introduction</i>	182
3.2 <i>Exemple académique</i>	183
3.2.1 Cas test 1D	183
3.2.2 Analyse de sensibilité	190
3.2.3 Conclusions	196
3.3 <i>Application : l'expérience in-situ PGZ2</i>	197
3.3.1 Objectifs de l'expérimentation PGZ2	197

3.3.2	Définition du problème	198
3.3.3	Modèle hydro-mécanique en saturation partielle	199
3.3.4	Paramètres du modèle	200
3.3.5	Prédictions du modèle	203
3.3.6	Premiers résultats expérimentaux	208
3.3.7	Conclusions	214
3.4	<i>Conclusions</i>	215
4.	MIGRATION DE GAZ DANS LES ROCHES ARGILEUSES AVEC DEVELOPPEMENT DE CHEMINS PREFERENTIELS	216
4.1	<i>Introduction</i>	216
4.2	<i>Extension du modèle de base</i>	217
4.2.1	Définitions	217
4.2.2	Couplage perméabilité – déformation	217
4.2.3	Modification de la formulation éléments finis	221
4.3	<i>Application 1 : Ecoulement dans un échantillon d'argile endommagé par le chargement mécanique</i>	222
4.3.1	Description de l'essai et des résultats expérimentaux	223
4.3.2	Définition du problème	225
4.3.3	Modèle hydro-mécanique et paramètres	226
4.3.4	Prédictions du modèle	228
4.3.5	Conclusions	233
4.4	<i>Application 2 : Développement de chemins préférentiels d'écoulement du gaz dans un échantillon d'argile</i>	234
4.4.1	Description de l'essai et des premiers résultats expérimentaux	234
4.4.2	Définition du problème	237
4.4.3	Modèle hydro-mécanique et paramètre	238
4.4.4	Prédictions du modèle	240
4.4.5	Conclusions	248
4.5	<i>Limites du modèle</i>	249
5.	COMMENTAIRES SUR LA MODELISATION DU TRANSFERT DE GAZ	251
5.1	<i>Convergence numérique et perméabilité minimum au gaz</i>	251
5.2	<i>Discussion sur les conditions limites</i>	252
5.2.1	Volume poral du système d'injection	252
5.2.2	Transition entre tests hydrauliques et injection de gaz	253
5.2.3	Modélisation des pierres poreuses et chambre d'injection	253
6.	CONCLUSIONS	255
CHAPITRE 7 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES		257
1.	SYNTHESE	259
2.	APPORTS ORIGINAUX DE CETTE THESE	262
3.	PERSPECTIVES	263
REFERENCES		265
ANNEXES		277
ANNEXE 1 : VARIATION DE LA POROSITE EN PERO-ELASTICITE		279
ANNEXE 2 : VARIATION DE L'EMMAGASINEMENT EN FLUIDES		281
ANNEXE 3 : CALCUL DE LA TEMPERATURE HUMIDE		282
ANNEXE 4 : MODELE ELASTO-PLASTIQUE DE VAN EKELEN		283
ANNEXE 5 : MODELE ELASTIQUE NON LINEAIRE DE LA BENTONITE		284

Table des notations

Lettres grecques

Symbol	Unité	Signification
α	m/s	Coefficient de transfert de masse
α_s	K ⁻¹	Coefficient volumique de dilatation thermique des grains
α_w	K ⁻¹	Coefficient de dilatation thermique de l'eau
β	W m ⁻² K ⁻¹	Coefficient de transfert de chaleur
β_w	K ⁻¹	Coefficient de variation thermique de la viscosité
γ^p	-	Déformation déviatorique plastique équivalente
ε_0	-	Déformation seuil
ε_1	-	Déformation principale maximale
ε_{ax}	-	Déformation axiale
ε_{eq}^p	-	Déformation plastique équivalente
ε_{ij}	-	Tenseur des déformations
ε_{ij}^*	-	Tenseur des déformations virtuelles
ε_n	-	Déformation normale à la fracture
ε_{rad}	-	Déformation radiale
ε^T	-	Déformation de traction
ε_v	-	Déformation volumique
λ	W m ⁻¹ K ⁻¹	Conductivité thermique
λ	-	Paramètre de caractéristiques des fractures
μ_a	kg m ⁻¹ s ⁻¹	Viscosité dynamique de l'air
μ_g	kg m ⁻¹ s ⁻¹	Viscosité dynamique du mélange gazeux
μ_v	kg m ⁻¹ s ⁻¹	Viscosité dynamique de la vapeur d'eau
ν	-	Coefficient de Poisson
ρ	kg/m ³	Masse volumique
ρ_a	kg/m ³	Masse volumique de l'air sec
ρ_{a-d}	kg/m ³	Masse volumique de l'air dissous
ρ_d	kg/m ³	Masse volumique sèche
ρ_g	kg/m ³	Masse volumique du mélange gazeux
ρ_s	kg/m ³	Masse volumique des grains

ρ_v	kg/m^3	Masse volumique de la vapeur d'eau
$\rho_{v,0}$	kg/m^3	Masse volumique de la vapeur d'eau saturante
$\rho_{v,air}$	kg/m^3	Masse volumique de la vapeur d'eau dans l'atmosphère
$\rho_{v,roche}$	kg/m^3	Masse volumique de la vapeur d'eau dans la roche
$\rho_{v,roche}^\Gamma$	kg/m^3	Masse volumique de la vapeur d'eau dans la roche en paroi
ρ_w	kg/m^3	Masse volumique de l'eau
σ_c	Pa	Résistance en compression simple
σ_{GL}	N/m	Tension de surface à une interface gaz – eau
σ_{ij}	Pa	Tenseur de contraintes totales de Cauchy
σ'_{ij}	Pa	Tenseur de contraintes effectives
σ_{ij}^*	Pa	Tenseur de contraintes nettes
σ_m^*	Pa	Contrainte nette moyenne
τ	-	Tortuosité
ϕ	-	Porosité
φ	°	Angle de frottement
χ_ω	Pa	Compressibilité de l'eau
Ω	m^3	Volume poreux

Lettres latines

Symbole	Unité	Signification
a	m	Espace entre les discontinuités
A	m^2	Surface d'un échantillon
b	-	Coefficient de Biot
b	m	Ouverture des discontinuités dans l' « embedded fracture model »
b_0	m	Ouverture initiale des discontinuités
c	Pa	Cohésion
c_p	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique du milieu
$c_{p,a}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique de l'air
$c_{p,a-d}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique de l'air dissous
$c_{p,s}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique des grains
$c_{p,v}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique de la vapeur d'eau
$c_{p,w}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique de l'eau

$D_{a-d/w}$	m^2/s	Coefficient de diffusion de l'air dissous dans l'eau
$D_{a-d/w,app}$	m^2/s	Coefficient de diffusion apparent de l'air dissous dans l'eau
$D_{v/a}$	m^2/s	Coefficient de diffusion du mélange gazeux vapeur d'eau – air sec
E	Pa	Module d'Young
\bar{E}	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique en paroi de galerie (= suintement + évaporation)
E_s	Pa	Module sécant
\underline{f}_a	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique d'air sec
\underline{f}_{a-d}	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique d'air dissous
\underline{f}_T	$\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux de chaleur
\underline{f}_v	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique de vapeur d'eau
\underline{f}_w	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique d'eau
g	m/s^2	Accélération de la pesanteur
h	J/m^3	Enthalpie du système
h_r	-	Humidité relative
H_a	-	Constante de Henry du gaz dissous
\underline{i}_a	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique de diffusion de l'air sec au sein de la phase gazeuse
\underline{i}_{a-d}	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique de diffusion de l'air dissous au sein de la phase liquide
\underline{i}_v	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique de diffusion de la vapeur d'eau au sein de la phase gazeuse
I_{ij}	-	Tenseur identité
I_σ	Pa	Premier invariant des contraintes
$II_{\hat{\sigma}}$	Pa	Second invariant des contraintes
IP	-	Indice de plasticité
$k_{r,g}$	-	Perméabilité relative au gaz
$k_{r,w}$	-	Perméabilité relative à l'eau
k_s	Pa	Module de rigidité des grains
K	m^2	Perméabilité
K_0	M^2	Perméabilité initiale
K_d	Pa	Module de rigidité drainé du squelette
$K_{fracture}$	m^2	Perméabilité de la fracture
K_{int}	m^2	Perméabilité intrinsèque
K_g	m^2	Perméabilité au gaz
$K_{g,app}$	m^2	Perméabilité apparente au gaz
K_g^{sec}	m^2	Perméabilité au gaz
K_{matrix}	m^2	Perméabilité de la matrice rocheuse

$K_{pén}$	s^3/kg	Coefficient de pénalisation
K_s	Pa	Module de rigidité volumique lié à des variations de succion
K_{sque}	Pa	Module de rigidité volumique du squelette
$K_{sque,0}$	Pa	Module de rigidité volumique du squelette en conditions saturées
K_w	m^2	Perméabilité à l'eau
K_w^{sat}	m^2	Perméabilité à l'eau en conditions saturées
L	J/kg	Chaleur latente de vaporisation de l'eau
m	-	Paramètre de la courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten ou au gaz de Mualem
M	kg	Masse de l'échantillon
M_a	kg/mol	Masse molaire de l'air
M_{sat}	kg	Masse de l'échantillon saturé
M_{sec}	kg	Masse de l'échantillon sec
M_v	kg/mol	Masse molaire de la vapeur d'eau
n	-	Paramètre de la courbe de rétention de van Genuchten
n_{ij}	m	Vecteur normal
p^*	Pa	Pression virtuelle
p_a	Pa	Pression partielle d'air
p_{ae}	Pa	Pression d'entrée d'air
p_{atm}	Pa	Pression atmosphérique
p_c	Pa	Pression capillaire
p_g	Pa	Pression de gaz
p_v	Pa	Pression partielle de vapeur d'eau
$p_{v,0}$	Pa	Pression de vapeur d'eau saturante
p_w	Pa	Pression d'eau
P_r	Pa	Pression d'entrée d'air dans la relation de van Genuchten
$P_{r,0}$	Pa	Pression d'entrée d'air initiale dans la relation de van Genuchten
\bar{q}	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique de vapeur d'eau entre un milieu poreux et l'air ambiant
\underline{q}_g	m/s	Vitesse d'advection de la phase gazeuse
\underline{q}_l	m/s	Vitesse d'advection de la phase liquide
$\bar{q}_{T \text{ cst}}$	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux massique de vapeur d'eau entre un milieu poreux et l'air ambiant durant la période à température constante
Q_a	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Terme de source d'air
Q_T	$\text{J m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Terme de source de chaleur

Q_w	$\text{kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$	Terme de source d'eau
R	$\text{J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Constante des gaz parfaits
s	Pa	Succion
\bar{S}	$\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Flux massique de suintement
$S_{res,g}$	-	Degré de saturation résiduel en gaz
$S_{res,w}$	-	Degré de saturation résiduel en eau
$S_{r,w}$	-	Degré de saturation en eau
$S_{r,we}$	-	Degré de saturation effectif en eau
t	s	Temps
\bar{t}	W/m^2	Flux de chaleur entre la roche et l'air ambiant
t_{ij}	Pa	Contraintes appliquées en surface
T	$^{\circ}\text{K}$	Température
T_{air}	$^{\circ}\text{K}$	Température de l'air ambiant
T_{hum}	$^{\circ}\text{K}$	Température (de bulbe) humide
T_{roche}	$^{\circ}\text{K}$	Température de la roche
T_{roche}^{Γ}	$^{\circ}\text{K}$	Température de la roche en paroi
u_i	m	Champ de déplacement
u_i^*	m	Champ de déplacement virtuel
v	m/s	Vitesse de circulation de l'air
V_v	m^3	Volume des vides
V_w	m^3	Volume d'eau
w	-	Teneur massique en eau
w_L	-	Limite de liquidité
w_P	-	Limite de plasticité
x_{a-d}	-	Fraction molaire d'air dissous dans l'eau
y	m	Coordonnée verticale (positive vers le haut)

Chapitre 1

Introduction

1. Introduction générale

1.1 Enfouissement de déchets radioactifs

Le recours actuel à l'énergie nucléaire dans de nombreux pays produit des déchets radioactifs présentant des risques pour l'homme et l'environnement. A ce titre, ces déchets doivent être gérés de manière spécifique en fonction de leur niveau de radioactivité et de leur durée de vie. L'ONDRAF en Belgique, l'ANDRA en France, la NAGRA en Suisse sont autant d'agences nationales qui sont chargées de trouver, de mettre en œuvre et de garantir des solutions de gestion sûres pour l'ensemble des déchets radioactifs produits dans chaque pays afin de protéger les générations présentes et futures du risque que présentent ces déchets.

Alors qu'un stockage en surface est envisagé pour les déchets à vie courte (déchets de type A), un enfouissement dans des couches géologiques profondes et peu perméables est la solution envisagée à l'heure actuelle pour la gestion des déchets à vie longue et à la plus forte activité radioactive (déchets de type B et C). Cette solution consiste à confiner les déchets sur une très longue période (plusieurs centaines de milliers d'années) en les plaçant dans une formation géologique stable et peu perméable. Ce mode de gestion est conçu pour retarder le relâchement et la migration des radionucléides sur une échelle de temps compatible avec leur période de décroissance. Il repose sur une conception multi-barrières offrant plusieurs couches de protection et dont le niveau le plus élevé est la formation géologique elle-même. Les autres barrières mises en place sont le colis de déchets vitrifiés, le canister métallique puis une éventuelle barrière ouvragee en bentonite. Ces colis seraient placés dans un vaste ensemble de galeries souterraines (Figure 1-1).

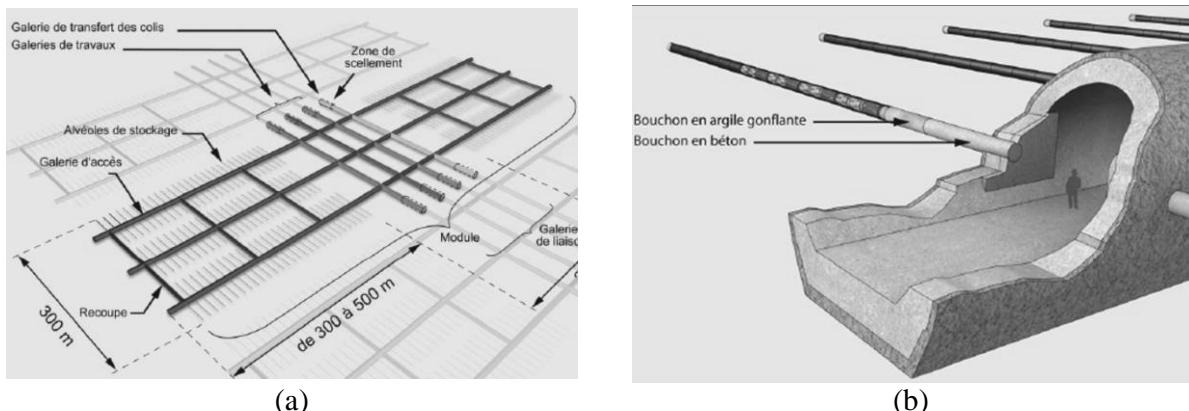


Figure 1-1 : Vue schématique (a) d'un site de stockage de déchets radioactifs et (b) d'une alvéole de stockage

Différentes formations géologiques sont actuellement étudiées pour un tel stockage de déchets radioactifs. Les roches argileuses sont les roches envisagées en Belgique (roche tendre) et en France (roche indurée) pour servir de dépôt aux déchets, vu leur faible perméabilité et leur bonne résistance mécanique. L'ONDRAF étudie ainsi depuis une trentaine d'années les capacités de la couche d'argile de Boom, tandis que le choix de l'ANDRA s'est posé sur l'argilite du Callovo-Oxfordien.

1.2 Processus thermo-hydro-mécaniques

Pour garantir la faisabilité de cette solution d'enfouissement des déchets, il est indispensable de bien connaître les caractéristiques géomécaniques de la roche argileuse et de comprendre en détails la réponse du système suite aux sollicitations qui s'y produisent. C'est ainsi que des laboratoires souterrains de recherche ont été construits à Mol en Belgique et à Bure en France pour étudier en détails le comportement de la roche.

Durant l'histoire du stockage, différentes étapes sont mises en œuvre. Tout d'abord, une période d'excavation des galeries durant lesquelles on assiste à une redistribution des contraintes autour des ouvrages, ce qui peut provoquer de la traction, de la compression et du cisaillement conduisant au développement d'une zone endommagée (EDZ pour Excavated Damage Zone) autour des alvéoles (Davies & Bernier, 2003).

Ensuite, une période de maintenance est généralement rencontrée, durant laquelle la ventilation des galeries peut modifier la désaturation de la roche hôte. Des pressions d'eau négative (suction) peuvent se développer à proximité de la paroi, ce qui peut conduire à une éventuelle fracturation de la roche hôte.

Une fois les canisters de déchets placés et le jeu entre les colis et la roche hôte rempli par une barrière ouvragée en bentonite initialement désaturée, la majeure sollicitation qui affecte le comportement de la barrière ouvragée est sa resaturation par de l'eau venant de la roche hôte (Figure 1-2). Ensuite, à plus long terme, la chaleur dégagée par l'activité des déchets modifie le comportement de la roche. Des processus thermo-plastiques se développent dans la bentonite ou dans la roche hôte argileuse, ce qui peut modifier la resaturation et le gonflement attendus de la barrière ouvragée (François, 2008).

Finalement, une fois le confinement assuré et les galeries refermées, la question de la migration du gaz produit d'une part par la corrosion des composants métalliques des canisters et d'autre part par la radiolyse de l'eau et des matières organiques se pose. En effet, une telle production de gaz peut d'une part modifier la resaturation de la roche hôte et de la bentonite, mais également conduire à une fracturation du massif argileux si de trop fortes pressions de gaz se développent. Une telle situation favoriserait alors la migration des radionucléides vers la biosphère.

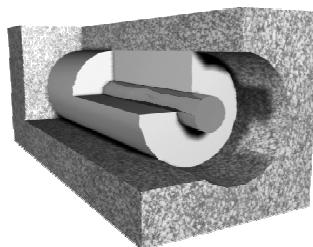


Figure 1-2 : Design d'une alvéole de stockage de déchets radioactifs pendant les phases de refermeture suite au placement des déchets et de la barrière ouvragée (long terme)

L'ensemble de ces sollicitations thermo-hydro-mécaniques qui affectent la roche hôte sont fortement couplées. La compréhension du comportement des roches argileuses dans un tel contexte est une tâche complexe qui passe généralement par des modèles numériques venant en complément d'études expérimentales. La modélisation présente en effet l'avantage de permettre des études à très long terme (à l'échelle de temps du stockage) qui ne sont pas envisageables en laboratoire.

Dans cette thèse, nous étudierons en particulier l'influence des transferts de gaz sur le comportement hydro-mécanique des roches argileuses. Deux sources gazeuses seront étudiées en particulier dans ce document.

Il existe tout d'abord des transferts de gaz dont l'action principale se situe au début de la vie du stockage. Durant la phase de maintenance des galeries, l'influence de la ventilation sur la désaturation de la roche en paroi est en effet un problème d'échanges de vapeur d'eau entre l'atmosphère et la roche argileuse. Ces transferts en phase gazeuse sont couplés avec le comportement mécanique de la roche hôte, car la désaturation de la roche s'accompagne de retrait voir de fracturation du matériau.

D'autre part, à plus long terme, la problématique de la production d'hydrogène suite à la corrosion des composants métalliques est une autre question à aborder pour s'assurer de la sécurité à long terme de ces ouvrages. La corrosion s'étend sur 100 000 ans pour les déchets de type C, mais la période de plus forte production d'hydrogène est comprise entre 0 et 4500 ans (Figure 1-3). La migration de l'hydrogène dans les roches argileuses n'est pas nécessairement continue et répond à des mécanismes complexes. Des chenaux localisés d'écoulement sont généralement observés et un fort couplage avec la mécanique peut expliquer l'apparition de ces voies de transfert particulières.

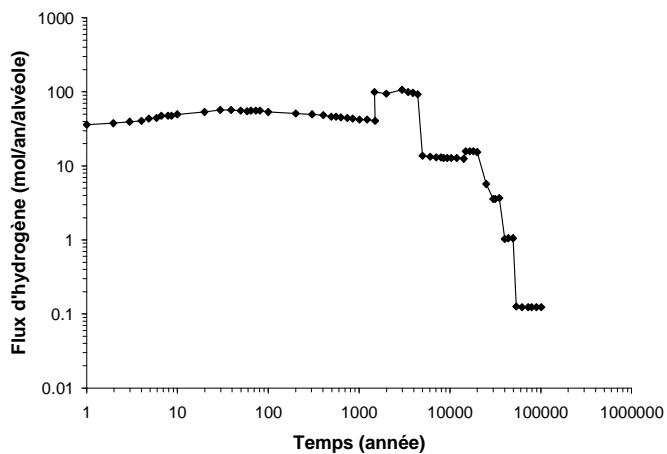


Figure 1-3 : Flux d'hydrogène produit par corrosion pour une alvéole en fonction du temps – Déchets de type C (d'après Talandier, 2005)

1.3 Objectifs de la thèse

Le travail présenté dans cette thèse s'intéresse aux couplages entre les transferts de gaz et le comportement hydro-mécanique des roches argileuses. Ces aspects sont étudiés en partie d'un point de vue expérimental et constitutif, mais surtout du point de vue numérique. Les objectifs de cette thèse sont dès lors :

- fournir sur base principalement d'essais d'études antérieures et également de nouvelles expérimentations une vision claire des mécanismes de migration du gaz dans les roches argileuses et des interactions hydrauliques existant entre une roche et l'air ambiant ;
- sur base des mécanismes de transfert de gaz mis en évidence, développer un modèle hydro-mécanique en saturation partielle à même de reproduire les observations expérimentales obtenues sur les roches argileuses ;

- utiliser le modèle constitutif développé pour aborder la simulation de problèmes d’interactions roche – atmosphère ou de transferts de gaz. L’objectif de ces modélisations est de mieux comprendre comment les couplages hydro-mécaniques influencent la réponse de la roche hôte ou de la barrière ouvragée suite aux écoulements gazeux.

Cette recherche se place donc plus globalement dans la modélisation des couplages multiphysiques apparaissant dans les roches peu perméables partiellement saturées. Elle se situe à ce titre dans la continuité des travaux précédents de l’équipe de géomécanique de l’Université de Liège (Li, 2000 ; Collin, 2003).

1.4 Plan du travail

Le manuscrit s’articule en cinq grands chapitres.

Au chapitre 2, un relevé des observations expérimentales étudiant les propriétés d’écoulements de fluides en conditions non saturées dans l’argilite du Callovo-Oxfordien est réalisé. Ensuite, des essais caractérisant les interactions roche – atmosphère, puis la migration du gaz dans les roches argileuses sont présentés. L’accent est mis sur la compréhension des mécanismes de transfert de gaz et sur les spécificités que notre modèle de comportement doit pouvoir reproduire.

Au chapitre 3, un modèle classique de comportement hydro-mécanique en saturation partielle, basé sur des écoulements biphasiques continus d’eau et de gaz est présenté. Ce modèle de base est utilisé pour la modélisation des problèmes de transfert de gaz, mais devra faire l’objet de certaines adaptations selon la problématique étudiée.

Au chapitre 4, l’intégration de ce modèle constitutif dans un code aux éléments finis est développée, avec un regard particulier sur les termes de couplages hydro-mécaniques de la matrice de rigidité globale.

Au chapitre 5, les problèmes de transfert de gaz rencontrés à court terme dans les alvéoles de stockage sont étudiés. La problématique de la ventilation des galeries sur le comportement de la roche hôte est synthétisée et une méthode expérimentale est développée pour analyser ce problème. Une condition limite hydraulique particulière est ensuite présentée et intégrée dans le code aux éléments finis afin de pouvoir reproduire numériquement de tels problèmes. Après une validation de cette condition limite sur base des résultats des essais en laboratoire, l’influence de la ventilation sur la convergence des galeries est étudiée au travers d’un exemple académique.

Au chapitre 6, la modélisation de la migration du gaz produit à long terme par corrosion est abordée. Des premières simulations sur base d’écoulements biphasiques continus montrent les limites d’un tel modèle pour reproduire les observations expérimentales. Des couplages hydro-mécaniques supplémentaires sont donc proposés pour reproduire l’apparition de chenaux localisés plus conducteurs dans les roches argileuses. La modélisation de deux essais en laboratoire est réalisée afin de mettre en évidence les capacités de ce nouveau modèle.

Finalement, des conclusions générales sont développées et ont pour objectif de mettre en évidence les apports principaux de cette thèse.

2. Autres problèmes liés aux transferts de gaz dans les sols et roches

La question des transferts de gaz dans les sols et les roches se rencontrent dans de nombreux problèmes de l'ingénieur.

D'une part, la compréhension des mécanismes de migration du gaz dans les roches peu perméables est essentielle pour aborder les questions de stockage du CO₂ dans d'anciens réservoirs pétroliers ou des gisements de gaz (Figure 1-4). Utiliser les réservoirs de pétrole ou de gaz est en effet assez sécurisant puisqu'ils ont prouvé, des milliers d'années durant, qu'ils étaient capables de stocker des hydrocarbures de façon étanche. Pour s'assurer de la faisabilité d'une telle solution, il faut néanmoins vérifier entre autres que la pression à laquelle le gaz serait injecté dans ces réservoirs ne provoquerait pas le développement de chemins préférentiels d'écoulement dans la couche de couverture argileuse. Disposer d'un modèle constitutif capable de reproduire numériquement les transferts d'eau et de gaz et leurs couplages avec le comportement mécanique du réservoir est indispensable pour aborder la modélisation de tels problèmes.

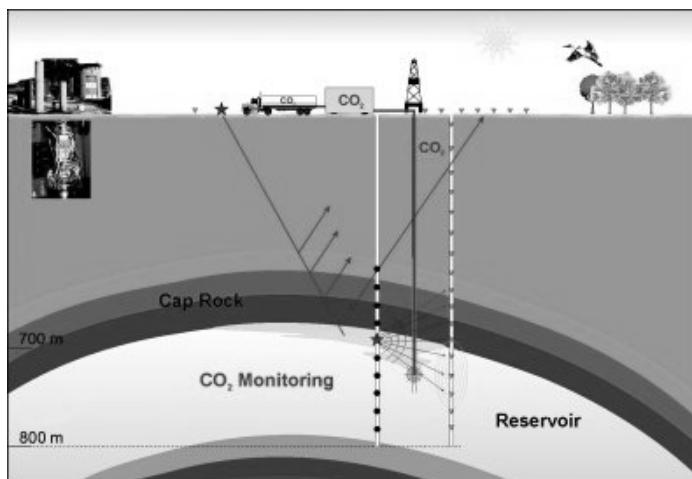


Figure 1-4 : Stockage de CO₂ dans un ancien réservoir de gaz naturel (www.enerzine.com)

D'autre part, la question des interactions et des échanges de vapeur d'eau entre la roche et l'atmosphère et de ses conséquences sur le comportement géomécanique des sols et roches est un autre sujet d'étude dans de nombreux domaines de l'ingénieur.

Dans le cadre de fouilles sur des chantiers du génie civil ou de glissements dans des terrains meubles, la stabilité des pentes et des talus est fortement dépendante de la distribution des pressions d'eau rencontrée au sein du massif. Une modification du degré de saturation dans le sol peut en effet modifier la résistance apparente du sol et entraîner le glissement du massif. Or l'état de saturation dans les talus est fortement influencé par les échanges hydriques se développant en surface. Etudier avec précision comment les caractéristiques de l'air ambiant modifient la distribution des pressions d'eau dans le massif se révèle donc nécessaire pour envisager la simulation de problèmes de stabilité des pentes en conditions partiellement saturées.

Dans les terrains argileux, les phénomènes de retrait et de gonflement engendrent de nombreux dégâts dans les habitations individuelles et encore plus dans des bâtiments de plus grande ampleur. Des fortes modifications de teneur en eau dans les couches superficielles

argileuses se rencontrent en effet dans le sol au droit des façades, au niveau de la zone de transition entre le sol exposé à l'évaporation et celui qui en est protégé. Ceci se manifeste par des mouvements différentiels, qui peuvent être amplifiés par l'hétérogénéité naturelle des terrains. De nombreuses fissures sont alors observées dans les habitations lorsqu'elles sont fondées de manière trop superficielles (Figure 1-5). Les interactions entre l'atmosphère et les couches argileuses conditionnent dès lors la teneur en eau dans le sol. Etudier comment ces échanges se développent et développer une condition limite hydraulique à même de reproduire de telles interactions dans un code de calcul sont donc des tâches indispensables pour aborder de tels problèmes.

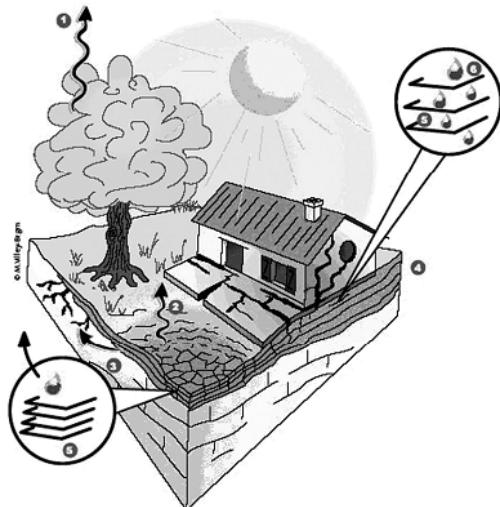


Figure 1-5 : Effet de la modification de la teneur en eau dans des terrains argileux (www.argiles.fr)

De même, la question de la durabilité des bétons est importante dans le monde du génie civil. Le retrait engendré par le séchage des matériaux cimentaires peut s'accompagner de fissures de retrait, qui affectent alors le comportement mécanique des structures. Ici aussi, les interactions entre le matériau poreux et l'atmosphère qui l'entoure nécessitent une attention toute particulière.

Ces différents exemples montrent l'intérêt de disposer de modèles constitutifs pouvant être introduits dans un code de calcul aux éléments finis pour pourvoir aborder la simulation des transferts de gaz dans les milieux poreux et leurs couplages avec le comportement mécanique. C'est dans cette optique que se sont développées nos recherches exposées dans ce document.

Chapitre 2

Observations expérimentales sur les écoulements multiphasiques de fluides dans les matériaux argileux

1. Introduction

Les écoulements multiphasiques dans les milieux poreux sont une problématique importante dans de nombreux domaines de l'ingénier, que ce soit en hydrogéologie, en ingénierie des réservoirs pétroliers ou dans des questions relatives à l'enfouissement de déchets ménagers ou radioactifs.

En hydrogéologie, les questions liées au transfert de contaminants dans les nappes aquifères ou à la recharge en eau de ces réserves souterraines sont largement étudiées et nécessitent la compréhension des écoulements dans le sous-sol. La zone située entre la surface du sol et le niveau supérieur de la nappe est partiellement saturée et laisse apparaître la présence d'une phase gazeuse dans les pores des matériaux. Il convient de comprendre les écoulements dans cette zone et les échanges avec la nappe aquifère.

Les entreprises pétrolières cherchent à étudier avec précision la géologie des réservoirs et les écoulements en leur sein afin d'optimiser la production. Un réservoir pétrolier est une formation géologique, dont les pores sont remplis d'eau, d'hydrocarbures et parfois de gaz (Figure 2-1). Lors du pompage des hydrocarbures, des écoulements simultanés des différents fluides vont se produire. Il est nécessaire de les comprendre pour améliorer la production de pétrole.

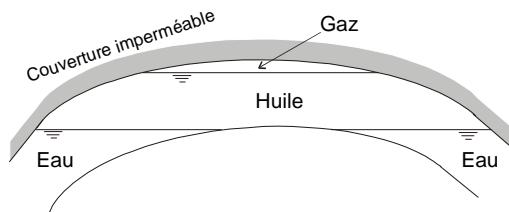


Figure 2-1 : Coupe d'un réservoir pétrolier simplifié

Dans le cadre du stockage de déchets radioactifs de haute activité, la solution envisagée à l'heure actuelle est leur enfouissement dans des couches géologiques profondes et peu perméables. Un concept multi-barrières constitué d'enveloppes métalliques, de béton, de bouchons d'argile gonflante et de la roche hôte peu perméable (argile, granite) est censé assurer une très faible perméabilité du stockage et minimiser la migration des radionucléides vers la surface (Figure 2-2). L'étude du comportement mécanique et de l'évolution des échanges de fluides dans ce type de stockage est complexe, mais nécessaire pour assurer la faisabilité de telles solutions. La barrière ouvragee constituée d'argile gonflante est généralement initialement peu hydratée, tandis que la roche hôte est saturée en eau. Des échanges de fluides en conditions partiellement saturées vont donc se produire entre ces deux matériaux poreux. Lors de sa resaturation, les bouchons d'argile vont avoir tendance à gonfler, ce qui assure un meilleur confinement des déchets, mais ne facilite pas les écoulements.

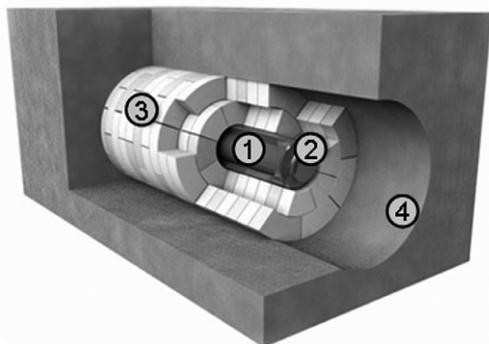


Figure 2-2 : Le concept multi-barrières dans le cadre du stockage de déchets radioactifs : (1) : déchets radioactifs (2) canister métallique (3) bouchon d'argile (4) roche hôte (d'après <http://www.grimsel.com/gts-information/gts-phase-vi>)

La caractérisation des écoulements multiphasiques d'eau et de gaz dans les milieux poreux est donc un enjeu essentiel dans les domaines de la géomécanique. En particulier dans cette thèse, nous nous intéressons aux écoulements de gaz autour des alvéoles de stockage de déchets radioactifs. Ces gaz peuvent être :

- de la vapeur d'eau, produite par évaporation afin d'assurer l'équilibre entre l'air circulant dans les galeries et la roche en paroi de galeries ;
- des gaz (hydrogène principalement) produits par la corrosion des composants métalliques (canisters).

Comprendre et caractériser ces écoulements de gaz est nécessaire pour assurer la faisabilité de l'enfouissement des déchets, car :

- les échanges entre l'air ambiant dans les galeries et la roche hôte modifient la cinétique de désaturation de la roche hôte durant les phases de maintenance des alvéoles, ce qui peut ensuite modifier le comportement mécanique des composants argileux (roche hôte et bouchons d'argile gonflante). Les interactions sol – atmosphère nous intéressent donc particulièrement ;
- la migration du gaz produit par corrosion peut modifier le comportement mécanique des roches argileuses, car d'éventuels chemins préférentiels d'écoulement peuvent apparaître ou une montée en pression de gaz peut provoquer la fracturation du matériau.

Dans ces deux questions, il faut avant tout traiter des problèmes d'écoulement de deux fluides (l'eau et un gaz) dans des milieux poreux en conditions partiellement saturées. Le couplage existant entre ces écoulements et la mécanique est également à aborder.

Les écoulements de deux fluides non-miscibles au sein de milieux poreux sont régis par les phénomènes capillaires. Nous nous proposons dans un premier temps un rapide rappel des notions fondamentales liées au développement de forces capillaires dans les milieux poreux. Cet exposé mettra en évidence le besoin de disposer de données expérimentales concernant certains paramètres d'écoulement, comme les courbes de rétention ou de perméabilité à l'eau ou au gaz. La section 3 de ce chapitre est donc consacrée à un résumé des méthodes expérimentales permettant de déterminer ces relations. Une synthèse des données et des modèles existants est ensuite présentée, en se focalisant sur l'argile du Callovo-Oxfordien.

Ensuite, nous analysons plus spécifiquement les expériences à notre disposition dans les deux domaines qui nous intéressent, à savoir les interactions entre le sol et l'air ambiant et la migration du gaz dans les roches argileuses. Dans la section 4 est présentée une synthèse des

essais en laboratoire et in-situ liés aux questions d’interactions entre les roches argileuses et l’atmosphère. Les méthodes de modélisation de tels problèmes sont exposées, en particulier pour le choix des conditions limites à appliquer en paroi des matériaux. La section 5 est consacrée aux problèmes de migration du gaz dans les roches argileuses. Sur base d’observations expérimentales en laboratoire puis in-situ, les différents mécanismes de transfert du gaz dans les roches peu perméables sont mis en évidence. Le couplage entre écoulements et comportement mécanique est analysé au travers de certains essais. Une synthèse de ces mécanismes complexes est proposée, en vue de la modélisation de tels phénomènes. Les différentes techniques de modélisation de ces problèmes sont également présentées.

2. Notions de capillarité dans les milieux poreux

Les problèmes de migration du gaz dans les roches argileuses ou de désaturation de la roche en paroi de galeries sont avant tout des problèmes d’écoulement de deux fluides (l’eau et un gaz) dans des milieux poreux en conditions partiellement saturées. Lorsque deux fluides non-miscibles sont en contact, une interface se crée entre ceux-ci au sein de laquelle s’exercent des tensions superficielles. Ces tensions résultent de la différence des forces intermoléculaires agissant sur des particules se trouvant soit dans le fluide soit à l’interface (Figure 2-3). En effet, pour une particule au sein du fluide, l’ensemble des forces agissant sur la molécule s’équilibrent au contraire d’une particule à l’interface. Des tensions superficielles σ_{GL} se créent alors à l’interface entre la phase liquide et la phase gazeuse pour rétablir l’équilibre.

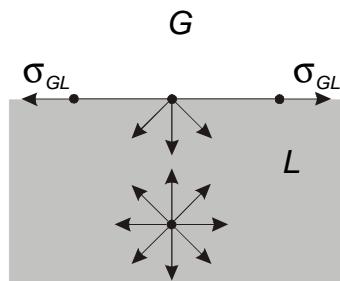


Figure 2-3 : Forces intermoléculaires sur une particule d'eau

Ces tensions superficielles à l’interface entre deux phases permettent d’expliquer le phénomène de capillarité qui est observé dans un tube capillaire plongé dans l’eau. On observe en effet dans le tube une remontée capillaire d’autant plus importante que le rayon du tube est faible (Figure 2-4). La loi de Jurin exprimant l’équilibre vertical fournit la hauteur d’eau h dans le tube de rayon r :

$$p_c = p_g - p_w = \rho_w gh = \frac{2\sigma_{GL} \cos \theta}{r} \quad (2-1)$$

où p_c est la pression capillaire (ou succion) égale à la différence entre les pressions de gaz et d’eau à l’interface liquide – gaz, ρ_w est la masse volumique de l’eau, g est la constante de gravité et θ est l’angle de contact dans le ménisque.

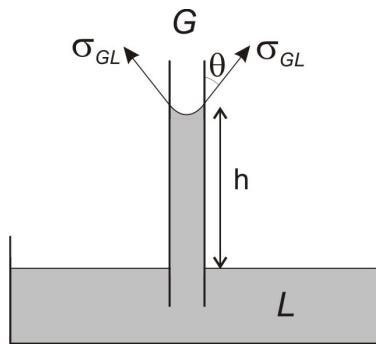


Figure 2-4 : Modèle physique du phénomène capillaire

Ce concept de capillarité peut être transposé aux sols granulaires partiellement saturés. Suivant la pression capillaire et le rayon des pores, il se forme des ménisques d'eau dans les plus petits pores du squelette solide, aux contacts entre les grains (Figure 2-5 (a)). Plus le sol se désature, plus les ménisques deviennent petits avec un faible rayon de courbure qui engendre une forte valeur de la pression capillaire. Dans les sols argileux, la notion de pression capillaire perd de son sens vu la structure en feuillets de tels matériaux fins (Figure 2-5 (b)). Les molécules d'eau subissent alors des interactions physico-chimiques exercées par les minéraux argileux et modifient l'état de l'eau en conditions partiellement saturées. Dans de tels matériaux fins, même si des ménisques ne sont pas clairement identifiables entre les plaquettes argileuses, la succion est définie comme la différence entre la pression de gaz et la pression d'eau. L'extension de la notion de succion pour les matériaux argileux nous permettra de caractériser le comportement hydro-mécanique des sols et des roches partiellement saturés.



Figure 2-5 : Représentation d'un milieu poreux partiellement saturé – (a) Sol granulaire et (b) sol fin

3. Analyse des écoulements multiphasiques dans les milieux poreux

3.1 Introduction

Le développement de forces capillaires au sein des milieux poreux saturés par deux fluides (eau et gaz) influence les écoulements multiphasiques. Afin de caractériser ces écoulements, il est intéressant de connaître la relation entre la pression capillaire et la quantité relative des fluides dans les pores. Le plus souvent, cette relation exprime la pression capillaire comme une fonction du degré de saturation en eau ou de sa teneur massique en eau via la **courbe de rétention** du matériau. Connaître avec précision cette relation pour les différents matériaux étudiés est un enjeu important en vue de la reproduction du comportement hydro-mécanique des sols non-saturés.

D'autre part, les écoulements de ces fluides (eau, gaz) dans les milieux poreux sont généralement analysés dans une première approche à partir d'une loi de Darcy généralisée aux saturations partielles. Cette relation fournit la vitesse d'écoulement q_i de la phase i (liquide ou gazeuse)¹ :

$$\underline{q}_i = -\frac{\underline{K}_i(S_{r,w})}{\mu_i} \left[\underline{\text{grad}}(p_i) + g \rho_i \underline{\text{grad}}(y) \right] \quad (2-2)$$

où K_i est la perméabilité qui dépend du degré de saturation en eau $S_{r,w}$, μ_i est la viscosité dynamique, p_i est la pression, ρ_i est la masse volumique et $k_{r,i}$ est la perméabilité relative. Tous ces paramètres sont relatifs à la phase i , quelle soit liquide ou gazeuse.

Les transferts de fluides en conditions partiellement saturées sont contrôlés par des paramètres d'écoulement tels que les **perméabilités des phases liquide** K_w et **gazeuse** K_g . Ces perméabilités dépendent du milieu poreux envisagé, mais également du degré de saturation en eau. Disposer de données expérimentales nous permettant de définir l'évolution de la perméabilité en fonction du degré de saturation pour différents types de roches est dès lors une question importante dans l'optique de la simulation des écoulements en conditions non-saturées.

D'autre part, le comportement mécanique des milieux granulaires partiellement saturés est également influencé par la présence de ces forces capillaires entre les grains. Ces forces ajoutent une résistance supplémentaire au milieu poreux par rapport au milieu saturé. De nombreuses recherches ont été menées dans ce domaine et plusieurs modèles de comportement ont été proposés en vue de reproduire les observations expérimentales. Dans le cadre de cette thèse, nous ne nous focaliserons pas sur ces modèles de comportement mécanique, mais nous concentrerons plutôt notre attention sur les modèles d'écoulement.

En conclusion, trois relations importantes doivent être déterminées en vue de l'analyse des écoulements dans les milieux poreux en conditions partiellement saturées :

- la courbe de rétention liant la pression capillaire au degré de saturation en eau ;
- l'évolution de la perméabilité de la phase liquide avec le degré de saturation en eau ;
- l'évolution de la perméabilité de la phase gazeuse avec le degré de saturation en eau ;

De nombreuses données expérimentales existent à ce sujet pour des roches hôtes envisagées pour l'enfouissement de déchets, mais peu de synthèses de ces différents travaux ont été réalisées jusqu'à présent. Dans le cadre de ce travail, nous proposons de réaliser un résumé des méthodes expérimentales permettant la détermination de ces trois relations. Ensuite, une synthèse des données expérimentales existantes pour l'argilite du Callovo-Oxfordien est réalisée. Cette synthèse n'est présentée que pour l'argilite du Callovo-Oxfordien, car c'est la roche hôte la plus étudiée dans ce document. Finalement, les différents modèles permettant de reproduire ces données expérimentales sont développés.

¹ En plus de l'écoulement par advection de chacune des phases, de la diffusion des composants au sein de chaque phase assure le transport des fluides. Ce mode de transport ne fait cependant pas l'objet de cette section.

3.2 Courbe de rétention

3.2.1 Méthodes expérimentales

Parmi les données nécessaires à la description des écoulements biphasiques en milieu poreux, les courbes de rétention sont essentielles. Elles conditionnent la distribution des fluides au sein du matériau en reliant le degré de saturation à la pression capillaire.

Le principe général d'obtention d'un point de la courbe de rétention est le suivant : un échantillon dont on connaît l'état initial (saturé / sec / h_r connue) est placé dans une enceinte maintenue à une température et à une humidité relative données. Le lien entre humidité relative h_r et la pression capillaire (ou la succion) p_c est donné par la loi de Kelvin :

$$h_r = \exp\left(\frac{-p_c M_v}{RT \rho_w}\right) \quad (2-3)$$

avec M_v la masse molaire de la vapeur d'eau ($=0.018 \text{ kg mol}^{-1}$), R la constante universelle des gaz parfaits ($=8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$) et T la température absolue en Kelvin.

L'échantillon est alors pesé à intervalles réguliers jusqu'à ce que sa masse se stabilise, ce qui permet de déterminer le degré de saturation en eau (ou la teneur massique en eau) en connaissant la masse de l'échantillon sec :

$$S_{r,w} = \frac{V_w}{V_v} = \frac{M - M_{sec}}{M_{sat} - M_{sec}} \quad (2-4)$$

où V_w est le volume d'eau, V_v est le volume poreux, M est la masse stabilisée de l'échantillon soumis à une humidité relative donnée, M_{sat} est la masse de l'échantillon saturé en eau et M_{sec} est la masse de l'échantillon sec. Cette formule est valable pour autant que la variation de volume de l'échantillon est négligeable durant son séchage ou sa resaturation. Nous supposerons dans la suite de ce document que cette hypothèse est vérifiée, même s'il sera sans doute nécessaire de la discuter.

Le temps nécessaire pour équilibrer les échanges hydriques entre l'échantillon et l'air ambiant peut être assez long et dépend entre autres de la dimension de l'échantillon, de la perméabilité du matériau et de l'humidité relative imposée. Les méthodes expérimentales diffèrent dans la manière d'imposer l'humidité relative ou la pression capillaire désirée dans la chambre fermée dans laquelle est déposé l'échantillon :

- *les solutions salines* ;

On impose une humidité relative constante à l'aide de solutions salines saturées dont les concentrations sont connues. Les transferts d'eau s'effectuent alors sous phase vapeur jusqu'à l'équilibre, ce qui est assez long. Des tables permettent de connaître l'humidité relative (et la pression capillaire) imposée grâce à différentes solutions salines saturées (Delage et al., 1998). Cette technique permet d'imposer des pressions capillaires très élevées, jusqu'à quelques centaines de MPa.

- *les générateurs d'humidité relative* ;

Un air saturé en vapeur d'eau est mélangé avec de l'air sec dans une certaine proportion selon l'humidité relative à imposer. Ce mélange air sec – vapeur d'eau est envoyé dans une enceinte fermée où se situe l'échantillon (Tada & Watanade, 2005).

Les transferts d'eau s'effectuent alors sous phase vapeur jusqu'à l'équilibre, ce qui est assez long.

- *la méthode de surpression d'air* ;

Cette méthode repose sur le principe de la translation d'axe. Elle consiste à imposer une pression d'air élevée à un échantillon, tandis que la pression d'eau reste à la pression atmosphérique. L'échantillon est dès lors soumis à une pression capillaire donnée (Richards, 1941). Une cellule de Richards permet une telle opération (Figure 2-6). Cette méthode est limitée à des succions inférieures à 1500 kPa pour des problèmes de résistance de l'équipement d'essai.

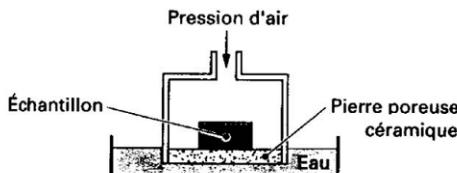


Figure 2-6 : Cellule de Richards (d'après Richards, 1941)

- *la méthode osmotique* ;

Elle consiste à mettre en contact, au travers d'une membrane semi-perméable, d'un côté l'eau de l'échantillon et de l'autre côté, une solution aqueuse de molécules organiques (PEG – polyéthylène-glycol). L'échantillon, initialement saturé en eau est ainsi soumis à une pression osmotique, l'eau traversant la membrane semi-perméable, en direction du PEG (Figure 2-7). L'échantillon est ainsi progressivement désaturé jusqu'à la valeur de la pression capillaire imposée par la concentration de la solution aqueuse du PEG (Delage & Cui, 2001).

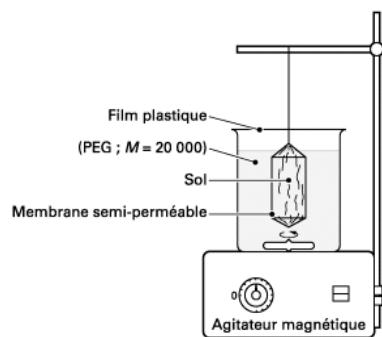


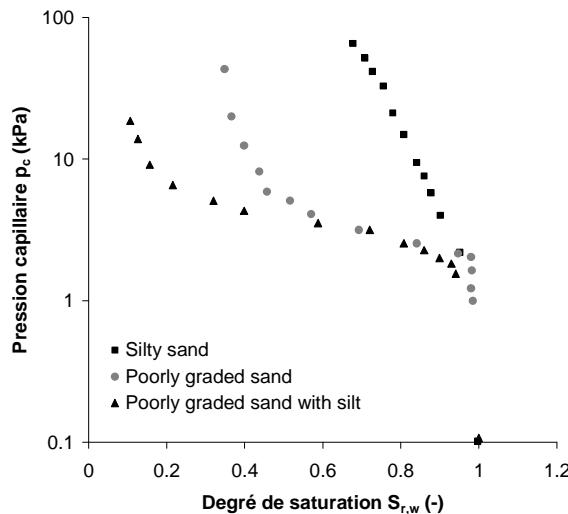
Figure 2-7 : Mise en œuvre de la technique osmotique (Delage & Cui, 2001)

3.2.2 Modèles existants pour la courbe de rétention

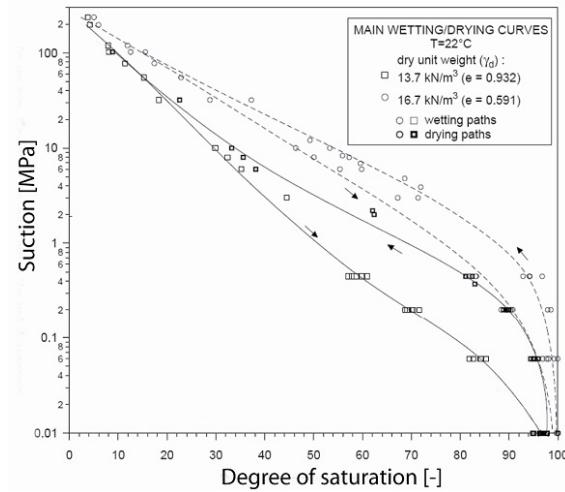
Les données expérimentales laissent généralement apparaître un comportement de rétention du milieu poreux qui est caractérisé par :

- une **pression d'entrée d'air**, qui est la pression capillaire à partir de laquelle le sol se désature lors d'un chemin de séchage (Figure 2-8 (a)). Ce seuil correspond à la création d'un chemin macroscopique continu à travers l'échantillon pour le gaz;
- une **saturation résiduelle**, qui est la limite inférieure de saturation atteinte par le sol lors d'un chemin de séchage, et ce quelle que soit la succion imposée (Figure 2-8 (a)). On interprète ce seuil comme le moment où l'eau n'est plus présente que dans un état « pendulaire », c'est-à-dire non continu. En dessous de ce seuil, l'eau ne peut s'échapper que par évaporation et diffusion de la vapeur d'eau;

- un **effet d'hystérésis** selon le chemin de sollicitation hydrique suivi (séchage et réimbibition en eau) (Figure 2-8 (b));
- un **effet de la déformation** du sol sur le comportement de rétention, laissant apparaître des degrés de saturation plus faibles pour un sol présentant une densité plus faible (Figure 2-8 (b)).



(a)



(b)

Figure 2-8 : Données expérimentales pour la courbe de rétention (a) de trois sols sableux différents (Clayton, 1996 et d'après François, 2008) et (b) de l'argile de Boom mettant en évidence le phénomène d'hystérésis et l'influence de la densité du matériau (François, 2008 et d'après Romero, 1999)

La présence d'une saturation résiduelle lors d'un chemin de séchage implique que l'on exprime souvent les résultats en termes de saturation effective, qui correspond au degré de saturation normé :

$$S_{r,we} = \begin{cases} \frac{S_{r,w} - S_{res,w}}{1 - S_{res,w}} & \text{si } S_{r,w} > S_{res,w} \\ 0 & \text{si } S_{r,w} \leq S_{res,w} \end{cases} \quad (2-5)$$

où $S_{r,we}$ est le degré de saturation effectif du sol, $S_{res,w}$ est le degré de saturation résiduel en eau.

Par symétrie, lors d'un chemin d'imbibition en eau, on peut définir le degré de saturation résiduelle en gaz $S_{res,g}$ comme la saturation en liquide telle que la phase gazeuse soit immobilisée. L'air est alors piégé sous forme de bulles et n'a plus de continuité macroscopique. Il ne peut alors s'échapper que par dissolution et diffusion du gaz dissous au sein de la phase liquide.

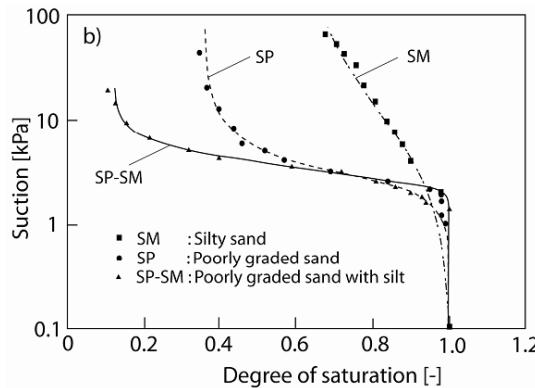
Les différentes mesures obtenues à partir d'expériences peuvent être décrites par une relation continue liant la pression capillaire et le degré de saturation effectif (ou la teneur en eau). Cette courbe est appelée la courbe de rétention du matériau et nous servira de modèle du comportement de rétention du milieu poreux. Différentes relations ont été proposées dans la littérature :

- la relation de van Genuchten (1980) ;

$$S_{r,we} = \left(1 + \left(\frac{p_c}{P_r} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}-1} \quad (2-6)$$

où n est un coefficient contrôlant la forme de la courbe et P_r est une pression d'entrée d'air.

Cette fonction est assez répandue dans la littérature. Elle présente l'avantage que sa dérivée s'annule pour une pression capillaire nulle, ce qui permet d'assurer une continuité dans la dérivée des fonctions entre les états saturé et partiellement saturé. Cependant, une désaturation est observée dès qu'une succion est appliquée. Le paramètre P_r ne correspond donc pas exactement au concept de pression d'entrée d'air. Néanmoins une telle désaturation est efficace du point de vue de la convergence numérique. Un fittage des données expérimentales de Clayton sur trois sables est présenté à la Figure 2-9.



- la relation de Vauclin *et al.* (1979) ;

$$S_{r,we} = \begin{cases} \frac{a}{a + (p_c - P_r)^b} & \text{si } p_c \geq P_r \\ 1 & \text{si } p_c < P_r \end{cases} \quad (2-7)$$

où a et b sont des paramètres et P_r la pression d'entrée d'air.

Il est donc possible de prendre en compte la présence d'une pression d'entrée d'air, mais les relations ne sont dès lors pas continument dérivables à la transition entre les états saturé et partiellement saturé. Un fittage des données expérimentales de Clayton sur trois sables est présenté à la Figure 2-10.

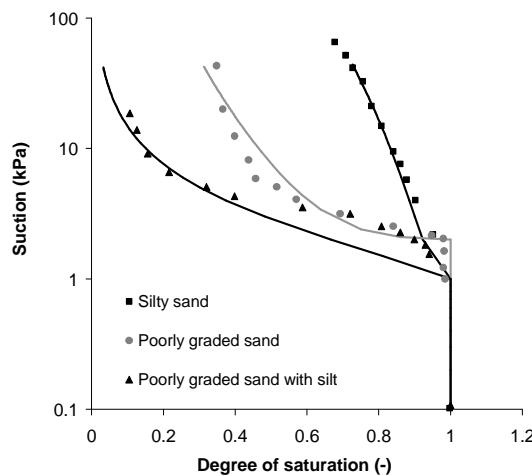


Figure 2-10 : Fittage d'une courbe de rétention de Vachaud & Vauclin à partir de données expérimentales sur trois sols sableux (données de Clayton, 1996)

- la relation de Brooks & Corey (1966) ;

$$S_{r,we} = \begin{cases} \left(\frac{P_r}{p_c} \right)^a & \text{si } p_c \geq P_r \\ 1 & \text{si } p_c < P_r \end{cases} \quad (2-8)$$

où P_r est la pression d'entrée d'air et a un paramètre.

Cette fonction permet de prendre en compte l'existence d'une pression d'entrée d'air à partir de laquelle le sol commence à se désaturer. Mais la courbe n'est pas continument dérivable à la transition entre les états saturé et non saturé, ce qui peut provoquer quelques soucis numériques. D'autre part, le paramètre P_r est une vraie pression d'entrée d'air, car l'échantillon reste saturé lorsque la pression capillaire est inférieure à cette valeur. Un fittage des données expérimentales de Clayton sur trois sables est présentée à la Figure 2-11.

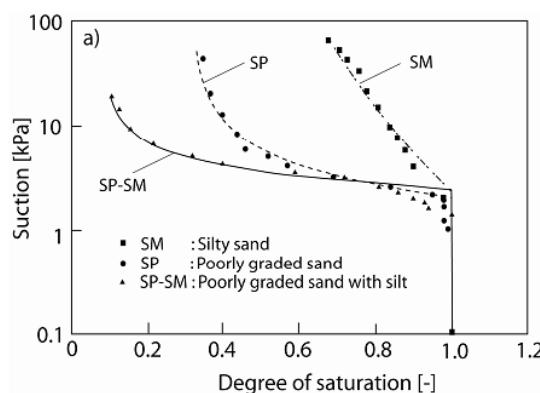


Figure 2-11 : Fittage d'une courbe de rétention de Brooks & Corey à partir de données expérimentales sur trois sols sableux (données de Clayton, 1996 ; François, 2008)

3.2.3 Données expérimentales pour l'argilite du Callovo-Oxfordien

De nombreux travaux expérimentaux ont été menés en vue de déterminer des points de la courbe de rétention de l'argilite du Callovo-Oxfordien. Nous nous proposons dans cette section de réaliser une synthèse de ces données et de mettre en évidence les différents choix expérimentaux qui sont pris par les expérimentateurs. Cette synthèse prend en compte les résultats d'études récentes réalisées dans le cadre du Groupement de Laboratoires « Gaz » coordonné par l'Andra (Andra, 2009). L'ensemble des études est présenté au Tableau 2-1, où sont mis en évidence :

- la méthode d'imposition de l'humidité relative à l'échantillon ;
- l'éventuel mesure du gonflement de l'échantillon pendant sa resaturation, qui devrait être pris en compte dans le calcul du degré de saturation ;
- le chemin de sollicitations hydrique suivi (mouillage ou séchage) ;
- les dimensions de l'échantillon testé ;
- le nombre de mesures réalisées.

Les différents résultats expérimentaux sont présentés aux figures ci-dessous sous différente forme :

- le degré de saturation en eau en fonction de l'humidité relative (Figure 2-12 (a));
- le degré de saturation en eau en fonction de la pression capillaire (Figure 2-12 (b));

On constate le nombre important de données expérimentales à notre disposition. Cependant, peu d'études permettent de déterminer les caractéristiques de rétention de l'argilite dans le domaine quasi-saturé, vu les difficultés expérimentales à imposer de faibles pressions capillaires. La Figure 2-13 reprend ainsi les données mesurées pour des pressions capillaires inférieures à 10 MPa, qui est le domaine qui nous intéressera le plus dans nos applications en lien avec le stockage de déchets radioactifs.

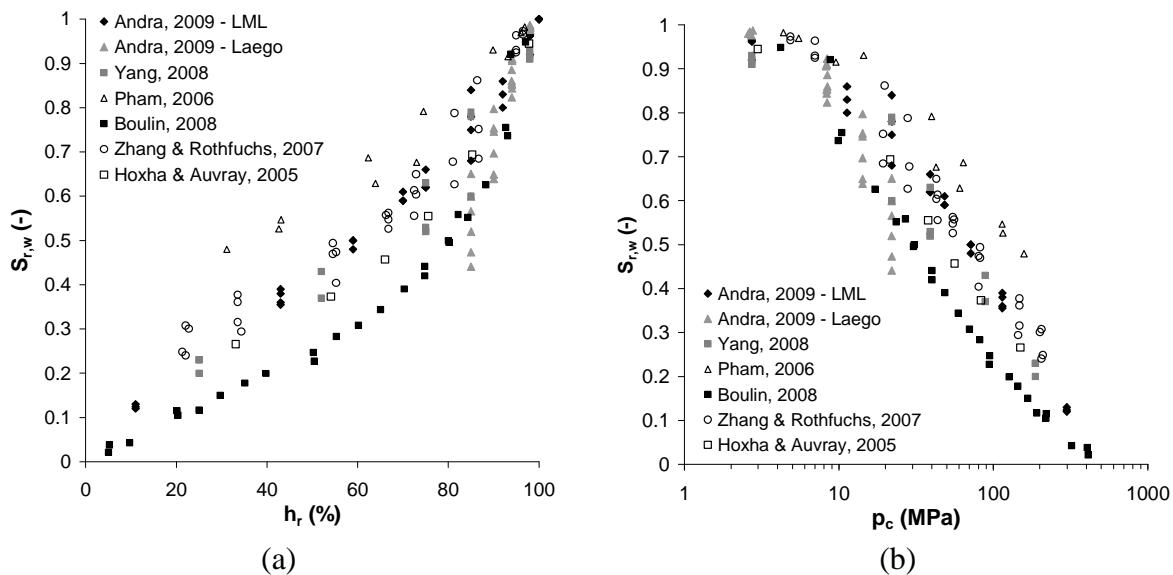


Figure 2-12 : Données expérimentales pour l'argilite du Callovo-Oxfordien – (a) Degré de saturation en eau en fonction de l'humidité relative et (b) degré de saturation en eau en fonction de la pression capillaire

Référence	Méthodes h_r	Gonflement mesuré	Chemin suivi	Dimensions échantillons D-H	Nbre mesures
Andra, 2009 - LML	Solutions salines	En partie	Séchage – Mouillage	20 – 10 mm	30
Andra, 2009 - Laego	Solutions salines	Non	Séchage – Mouillage	38 – 40 mm	25
Hoxha & Auvray, 2005	Solutions salines	Non	?	?	6
Pham, 2006	Solutions salines	Oui	Séchage – Mouillage	Plaque mince : 100 – 9 mm Cylindre creux : 30 / 9 – 100 mm	10
Zhang & Rothfuchs, 2007	Solutions salines	Oui	Séchage – Mouillage	?	31
Boulin, 2008 ; Boulin et al., 2008b	Solutions salines ($h_r > 95\%$) Générateur h_r ($5\% < h_r < 95\%$)	Non	Mouillage (état initial sec)	80 – 2 mm	26
Yang, 2008	Solutions salines	Non	Séchage – Mouillage	40 - 50 / 65 mm	16

Tableau 2-1 : Synthèse des essais réalisés sur l'argilite du Callovo-Oxfordien pour déterminer la courbe de rétention

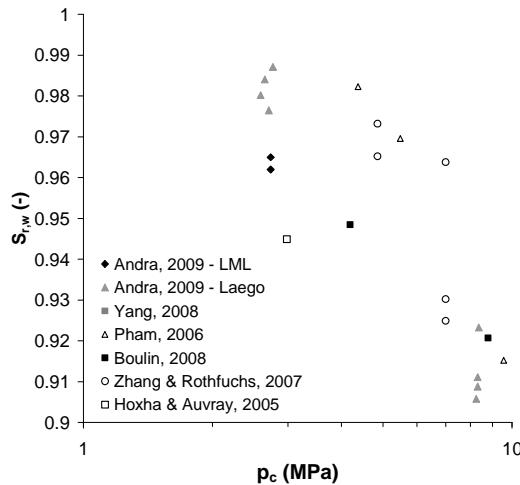


Figure 2-13 : Données expérimentales dans le domaine quasi-saturé pour l'argilite du Callovo-Oxfordien – Degré de saturation en eau en fonction de la pression capillaire

La dispersion des résultats expérimentaux peut s'expliquer entre autres par un comportement d'hystérésis généralement observé sur les courbes de rétention des sols et roches selon le chemin de sollicitation hydrique suivi. On observe ainsi généralement pour une même pression capillaire un degré de saturation plus important lors du séchage de l'échantillon que lors de sa réimbibition en eau. La Figure 2-14 distingue les résultats obtenus selon le chemin hydrique suivi. On constate une distribution des résultats mettant en évidence une tendance d'hystérésis de la courbe de rétention de l'argilite du Callovo-Oxfordien, avec pour une même pression capillaire des degrés de saturation plus élevés lors de chemins de séchage.

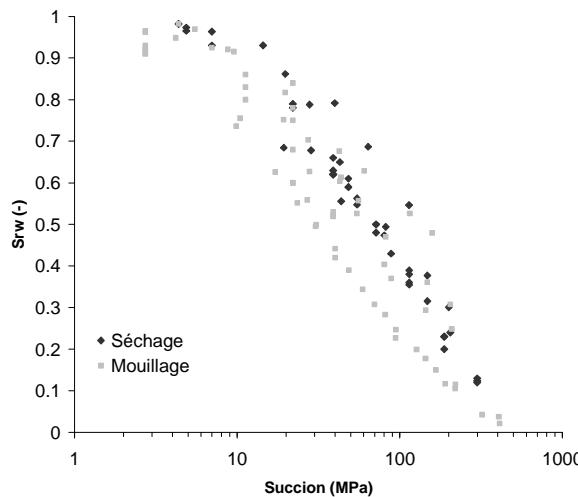


Figure 2-14 : Données expérimentales pour l'argilite du Callovo-Oxfordien – Mise en évidence du phénomène d'hystérésis sur la courbe de rétention

L'essentiel des données entre la pression capillaire et la saturation en eau pour l'argilite ont été acquises à volume libre. Des essais complémentaires sont nécessaires pour bien comprendre les effets du confinement sur les courbes de rétention.

3.2.4 Modèle proposé pour l'argilite du Callovo-Oxfordien

En vue de modéliser la courbe de rétention de l'argilite du Callovo-Oxfordien, les différentes relations présentées dans la section 3.2.2 de ce chapitre ont été calibrées à partir des données

expérimentales. A la Figure 2-15 est présentée la comparaison entre trois modèles de courbes de rétention et les données expérimentales existantes. Ces relations sont :

- relation proposée dans le référentiel Andra (Andra, 2005), à partir de la relation de van Genuchten :

$$S_{r,we} = S_{res,w} + (1 - S_{res,w}) \left(1 + \left(\frac{p_c}{P_r} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}-1} \quad (2-9)$$

avec $n = 1.49$, $P_r = 15$ MPa, $S_{res,w} = 0$ et p_c la pression capillaire dans les mêmes unités que P_r .

- relation proposée dans le référentiel Andra (Andra, 2005), à partir de la relation de Vauclin:

$$S_{r,w} = S_{res,w} + (1 - S_{res,w}) \frac{a}{a + (100p_c)^b} \quad (2-10)$$

avec $a = 2842$, $b = 0.906$, $S_{res,w} = 0$ et p_c la pression capillaire dans les mêmes unités que P_r .

- relation proposée par Homand et al. (2004) à partir de la relation de Vauclin:

$$S_{r,we} = S_{res,w} + (1 - S_{res,w}) \frac{a}{a + (100p_c)^b} \quad (2-11)$$

avec $a = 13929.1$, $b = 1.038$, $S_{res,w} = 0$ et p_c la pression capillaire dans les mêmes unités que P_r .

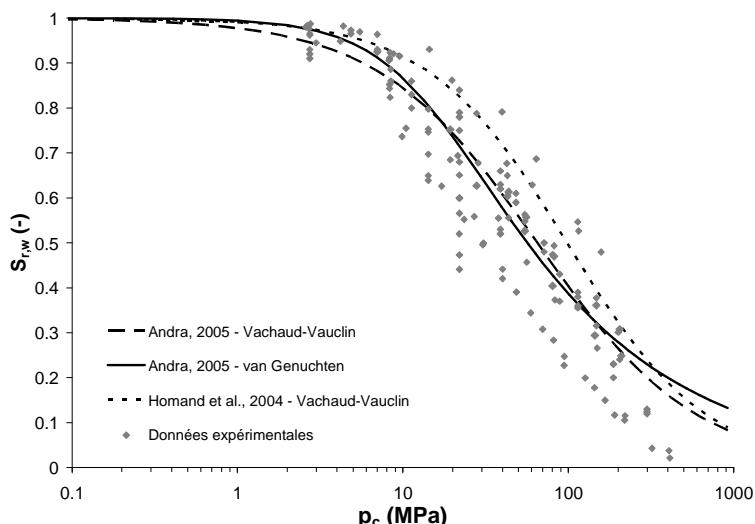


Figure 2-15 : Comparaison entre modèles et données expérimentales pour la courbe de rétention de l'argile Callovo-Oxfordien

On constate que les deux relations proposées dans le référentiel Andra 2005 reproduisent de façon satisfaisante le comportement global de rétention observé expérimentalement, en particulier pour des succions inférieures à 100 MPa ; tandis que la courbe de proposée par Homand et al. (2004) a plutôt tendance à surestimer le degré de saturation, mais peut-être parce que sa courbe est uniquement basée sur des donnée sur un chemin de séchage. Il est à noter que les pressions capillaires rencontrées autour des alvéoles de stockage de déchets radioactifs ne dépassent probablement pas les 100 MPa, ce qui confirme la pertinence du choix de ces deux premières relations pour les modélisations de prédition du comportement hydro-mécanique de l'argilite autour de ces ouvrages.

De plus, pour les trois relations proposées, on constate une dispersion des données expérimentales d'environ 20 % autour des courbes de rétention pour des pressions capillaires comprises entre 5 et 100 MPa. Une telle incertitude sur la représentativité de nos modèles devra être prise en compte lors de l'analyse des prédictions obtenues des simulations hydro-mécaniques.

3.3 **Perméabilité à l'eau**

3.3.1 **Méthodes expérimentales**

La description des écoulements biphasiques eau – gaz dans un milieu poreux partiellement saturé par une loi de Darcy généralisée conduit à introduire une notion de perméabilité effective à l'eau variant avec le degré de saturation. L'obtention de données expérimentales à ce sujet est dès lors importante.

En conditions saturées, la méthode du « pulse test » est généralement utilisée pour déterminer la perméabilité à l'eau d'échantillons argileux. Cette méthode consiste à analyser en régime transitoire la réaction en aval d'un échantillon saturé suite à une augmentation brusque de la pression en amont de l'échantillon (Brace et al., 1968).

En conditions non-saturées, la détermination des perméabilités à l'eau est plus complexe. En effet, tout apport d'eau dans l'échantillon modifie l'état de saturation. La perméabilité à l'eau peut cependant être évaluée indirectement par l'analyse de la cinétique du séchage d'échantillons soumis à des variations d'humidité relative. La cinétique de la perte de masse entre deux états d'équilibre fournit un coefficient de diffusivité hydrique linéarisé. A partir de la courbe de rétention, il est ensuite possible de remonter à la perméabilité à l'eau (Fredlund & Rahardjo, 1993).

Une nouvelle méthode directe de mesure de la perméabilité à l'eau en conditions partiellement saturées est développée actuellement par le Laboratoire de Mécanique des Solides (Ecole Polytechnique) dans le cadre du Groupement de Laboratoires « Gaz » coordonné par l'Andra. Elle consiste à imposer un gradient d'humidité aux deux faces d'un échantillon cylindrique peu élancé de façon à obtenir un flux stationnaire permettant une mesure directe de la perméabilité (Andra, 2009). Les premiers résultats expérimentaux sur l'argilite du Callovo-Oxfordien n'étant pas encore finalisés, ils ne sont pas présentés dans ce document.

3.3.2 Modèles existants pour la perméabilité à l'eau

Afin de modéliser l'évolution de la perméabilité avec le degré de saturation, il est courant d'exprimer la perméabilité à l'eau comme le produit d'une perméabilité en conditions saturées et d'une perméabilité relative fonction du degré de saturation :

$$K_w(S_{r,w}) = K_w^{sat} k_{r,w} \quad (2-12)$$

Un certain nombre d'auteurs ont proposé des modèles de perméabilité relative à l'eau basés sur l'interprétation de la courbe de rétention en terme de distribution de tailles de pores cylindriques. Van Genuchten (1980) obtient l'expression analytique suivante :

$$k_{r,w} = \sqrt{S_{r,we}} \left(1 - \left(1 - S_{r,we}^{1/m} \right)^m \right)^2 \quad (2-13)$$

avec $m = 1 - \frac{1}{n}$ et n un paramètre identique à celui de la courbe de rétention de van Genuchten.

On peut également citer le modèle de Brooks & Corey (1966) :

$$k_{r,w} = \left(S_{r,we} \right)^{3+\frac{2}{a}} \quad (2-14)$$

avec a un paramètre identique à celui de la courbe de rétention de Brooks & Corey.

Dans le cas du sable mal classé (SP poorly graded sand) pour lequel des courbes de rétention de van Genuchten et Brooks & Corey ont déjà été calibrées (Figure 2-9 et Figure 2-11), nous obtenons les courbes de perméabilité relative à l'eau suivantes à partir des paramètres des courbes de rétention (Figure 2-16) :

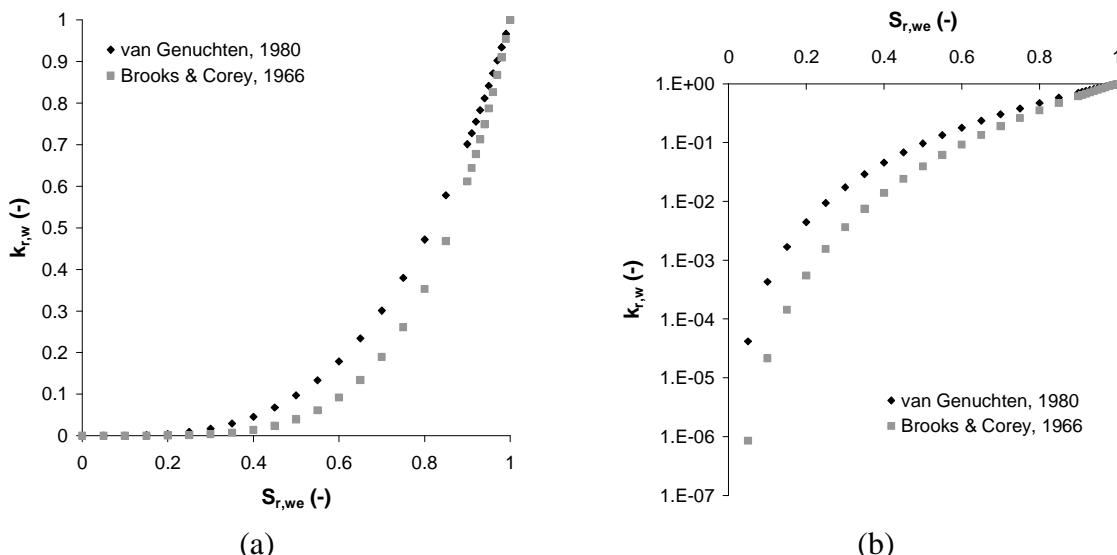


Figure 2-16 : Courbes de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten (1980) et de Brooks & Corey (1996) pour sable mal classé (SP poorly graded sand) pour lequel les coefficients relatifs aux courbes de rétention respectives ont été préalablement calibrées sur base des données expérimentales de Clayton, 1996 (voir Figure 2-9 et Figure 2-11)

3.3.3 Données expérimentales pour l'argilite du Callovo-Oxfordien

La détermination de la perméabilité à l'eau de l'argilite du Callovo-Oxfordien et de son évolution avec le degré de saturation reste assez classique. Dans le cadre de ce travail, nous ne détaillerons pas les différents choix expérimentaux qui ont été réalisés dans les différentes études, mais nous nous contenterons de répertorier les études à ce sujet et leurs résultats.

La perméabilité à l'eau d'échantillons saturés d'argilite du Callovo-Oxfordien a été mesurée à de nombreuses reprises lors d'essais « pulse test » (Homand et al. 2004 ; Koriche, 2004 ; Escoffier, 2002 ; Escoffier et al., 2005 ; Laego, 2005 ; Heitz & Hicher, 2002).

Quant à la perméabilité à l'eau en conditions partiellement saturées, elle a été déterminée sur des échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien à partir de la cinétique d'essais de séchage via un coefficient de diffusivité linéarisé (Pham, 2006 ; Pham et al., 2007 ; Malinsky, 2009 ; Semete et al., 2008 ; Boulin, 2008; Boulin et al., 2008b ; Hoxha & Auvray, 2005 ; Homand et al., 2004 ; De Greef et al., 2004).

D'autre part, l'analyse des essais réalisés par le Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique lors de cycles complets d'humidité (séchage puis réimbibition) suggère que la perméabilité à l'eau peut être considérée comme une fonction univoque du degré de saturation (Pham et al., 2007 ; Malinsky, 2009). Aucun phénomène d'hystéresis n'est donc observé, alors que c'était le cas sur la courbe de rétention.

La Figure 2-17 (a) présente les différents résultats expérimentaux de perméabilité à l'eau en fonction de l'humidité relative. La Figure 2-17 (b) montre l'évolution de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation. C'est cette dernière relation qui est généralement utilisée dans nos modèles. Sur ces figures, la plupart des résultats en conditions saturées ne sont pas représentées, afin de ne pas surcharger les figures. Ils seront présentés spécifiquement à la Figure 2-18.

Dans la plupart des données expérimentales à notre disposition (Pham, 2006 ; Semete et al., 2008 ; Boulin, 2008 ; Hoxha & Auvray, 2005), l'humidité relative à laquelle l'échantillon est soumis est connue, mais pas le degré de saturation correspondant. Afin d'estimer le degré de saturation pour une humidité relative donnée, nous avons utilisé la courbe de rétention proposée par l'Andra dans son référentiel 2005 et exposée précédemment :

$$S_{r,we} = \left(1 + \left(\frac{p_c}{P_r} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}-1} \quad (2-15)$$

avec $n = 1.49$, $P_r = 15$ MPa et p_c la pression capillaire dans les mêmes unités que P_r . Il est néanmoins nécessaire de rappeler la dispersion des résultats précédemment observée sur les essais de détermination de la courbe de rétention, ce qui rend plus incertaine l'interprétation des courbes de perméabilité relative à l'eau.

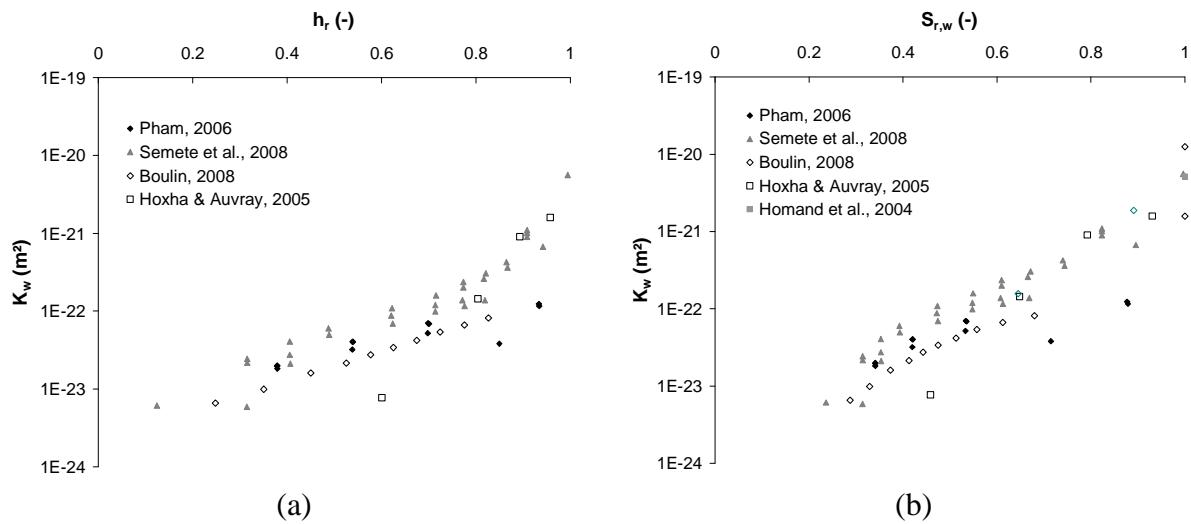


Figure 2-17 : Données expérimentales pour l'argile du Callovo-Oxfordien – Perméabilité à l'eau en fonction (a) de l'humidité relative et (b) du degré de saturation

La dispersion des résultats expérimentaux est relativement faible. Cependant, la perméabilité des échantillons saturés varie de deux ordres de grandeur selon les échantillons testés. L'existence d'une anisotropie de la perméabilité peut certainement expliquer cette dispersion expérimentale. La perméabilité dans une direction perpendiculaire à la stratification est en effet généralement plus faible que la perméabilité parallèle à la stratification. La Figure 2-18 montre ainsi la perméabilité à l'eau d'échantillons saturés d'argile selon la direction de l'échantillon par rapport au plan de stratification.

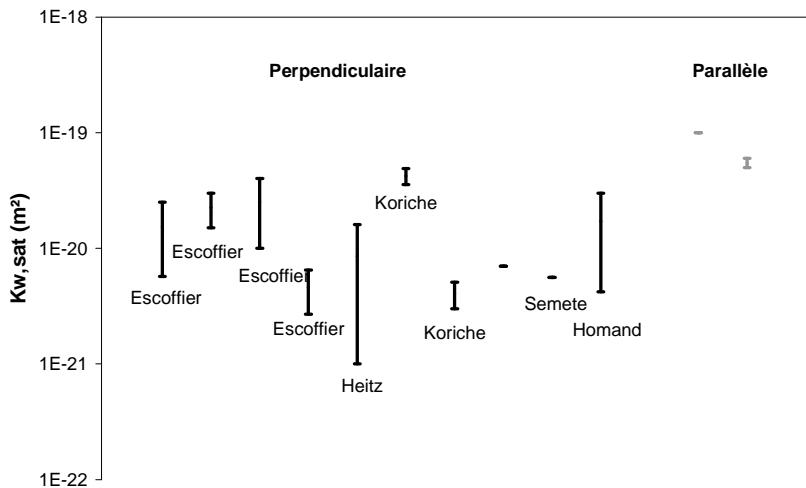


Figure 2-18 : Perméabilité à l'eau d'échantillons saturés d'argile du Callovo-Oxfordien (d'après Escoffier, 2002 ; Koriche, 2004 ; Semete et al., 2008 ; Heitz, 2002 ; Homand et al., 2004)

D'autre part, il faut noter que très peu de mesures ont été réalisées dans le domaine des très faibles saturations ($S_{r,w} < 0.2$), où la dispersion des mesures aurait été certainement importante vu les faibles perméabilités à détecter. Cependant, vu les saturations rencontrées autour des alvéoles de stockage de déchets, le manque de données dans ce domaine des saturations n'est pas préjudiciable.

3.3.4 Modèle proposé pour l'argile du Callovo-Oxfordien

Plusieurs relations ont été proposées pour modéliser l'évolution de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation de l'argile du Callovo-Oxfordien. Ces relations se basent sur les résultats expérimentaux présentés à la Figure 2-9, mais ne prennent généralement pas en compte une éventuelle anisotropie de la perméabilité. L'expression la plus souvent utilisée par l'Andra pour la perméabilité relative est celle de van Genuchten (1980), avec les paramètres tirés de la courbe de rétention (équation 2-9):

$$K_w = K_w^{sat} k_{r,w} = K_w^{sat} \sqrt{S_{r,we}} \left(1 - \left(1 - S_{r,we}^{\frac{1}{m}} \right) \right)^2 \quad (2-16)$$

avec $m = 1 - \frac{1}{n}$ et $n = 1.49$ (identique au paramètre n de la courbe de rétention de van Genuchten) et $K_w^{sat} = 4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$.

La Figure 2-19 présente une comparaison entre données expérimentales et la courbe de perméabilité à l'eau proposée par van Genuchten. La courbe reproduit avec une bonne précision les données dans le domaine des saturations comprises entre 0.3 et 0.7, mais surestime quelque peu la perméabilité dans la zone quasi-saturée. Or c'est dans ce domaine de saturation (0.9 – 1) que se trouvera la roche autour des alvéoles de stockage.

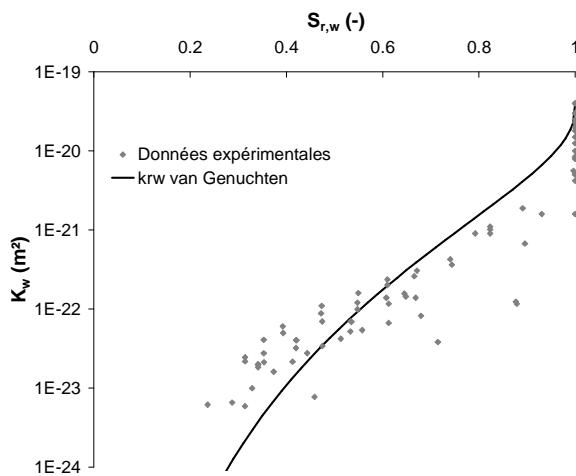


Figure 2-19 : Comparaison entre modèle et données expérimentales pour l'évolution de la perméabilité à l'eau de l'argile du Callovo-Oxfordien avec le degré de saturation

3.4 Perméabilité au gaz

3.4.1 Méthodes expérimentales

La description des écoulements biphasiques eau – gaz dans un milieu poreux partiellement saturé par une loi de Darcy généralisée conduit à introduire une notion de perméabilité effective au gaz variant avec le degré de saturation. L'objectif principal de la thèse étant la modélisation des transferts de gaz, l'obtention de ce paramètre est dès lors importante.

Le plus souvent, la méthode utilisée consiste à effectuer des injections de gaz à faible gradient dans un échantillon préalablement amené au degré de saturation voulu. La détermination de la

perméabilité au gaz peut avoir lieu lors de la phase transitoire ou lors de l'installation du régime permanent. Dans le régime permanent, la perméabilité au gaz est calculée à partir du débit d'injection ou du débit de sortie et en supposant un écoulement de Darcy. En phase transitoire, la perméabilité au gaz est déterminée à partir de l'enregistrement de l'évolution des différences de pression entre un réservoir d'injection et un réservoir de sortie (Figure 2-20) et grâce à des méthodes inverses par méthodes numériques (Skoczyłas & Henry, 1995) ou des solutions analytiques simplifiées (Brace et al., 1968 ; Dana & Skoczyłas, 2002 pour les développements mathématiques complets).

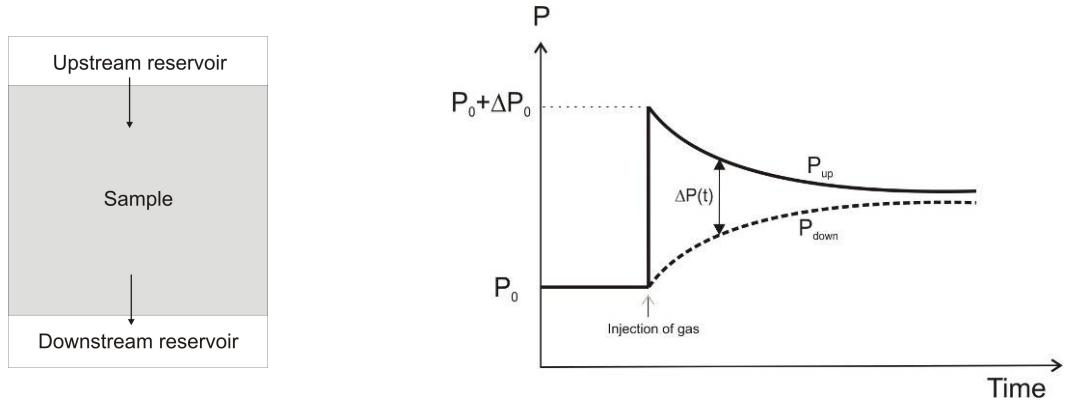


Figure 2-20 : Mesure de perméabilité au gaz par un pulse test en transitoire (d'après Billiotte et al., 2008)

3.4.2 Modèles existants pour la perméabilité au gaz

Afin de modéliser l'évolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation, il est courant d'exprimer la perméabilité au gaz comme le produit d'une perméabilité intrinsèque en conditions saturées et d'une perméabilité relative au gaz $k_{r,g}$ fonction du degré de saturation. On considère généralement que la perméabilité intrinsèque correspond à la perméabilité à l'eau en conditions saturées et à la perméabilité au gaz en conditions sèches :

$$K_g(S_{r,w}) = K_{int} k_{r,g} = K_g^{sec} k_{r,g} = K_w^{sat} k_{r,g} \quad (2-17)$$

Un certain nombre d'auteurs ont proposé des relations pour la perméabilité relative au gaz. A partir de la courbe de rétention de van Genuchten (1980) interprétée en terme de distribution de la taille des pores, la perméabilité au gaz peut être formulée de la façon suivante (Mualem, 1976):

$$k_{r,g} = \sqrt{1 - S_{r,we}} \left(1 - S_{r,we}^{\frac{1}{m}} \right)^{2m} \quad (2-18)$$

avec $m = 1 - \frac{1}{n}$ et n un paramètre identique à celui utilisé dans la courbe de rétention de van Genuchten.

D'autre part, une loi polynomiale, généralement cubique, est également régulièrement utilisée pour reproduire l'évolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation :

$$k_{r,g} = (1 - S_{r,we})^3 \quad (2-19)$$

3.4.3 Données expérimentales pour l'argilite du Callovo-Oxfordien

Plusieurs études expérimentales à propos de la perméabilité au gaz ont été menées sur des échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien. Elles sont synthétisées au Tableau 2-2. Cette synthèse prend également en compte les résultats d'études récentes réalisées dans le cadre du Groupement de Laboratoires « Gaz » coordonné par l'Andra (Andra, 2009). Le tableau reprend :

- le gradient de pression de gaz imposé à l'échantillon ;
- le confinement imposé à l'échantillon, et qui peut éventuellement influencer la mesure de la perméabilité au gaz ;
- le gaz utilisé ;
- la méthode utilisée, à savoir la mesure de la perméabilité lors du régime permanent ou transitoire ;
- les dimensions de l'échantillon testé ;
- le nombre de mesures disponibles.

L'effet du confinement sur la perméabilité au gaz a été étudié par Zhang & Rothfuchs (2004) sur des échantillons secs d'argilite du Callovo-Oxfordien. Ils montrent une tendance à la réduction de la perméabilité avec l'augmentation du confinement (Figure 2-21), vu la diminution de l'endommagement ou la fermeture des pores de l'argilite. Néanmoins, cette diminution de la perméabilité avec le confinement semble être importante pour les confinements inférieurs à 4 MPa, mais s'atténue ensuite lorsque le confinement augmente.

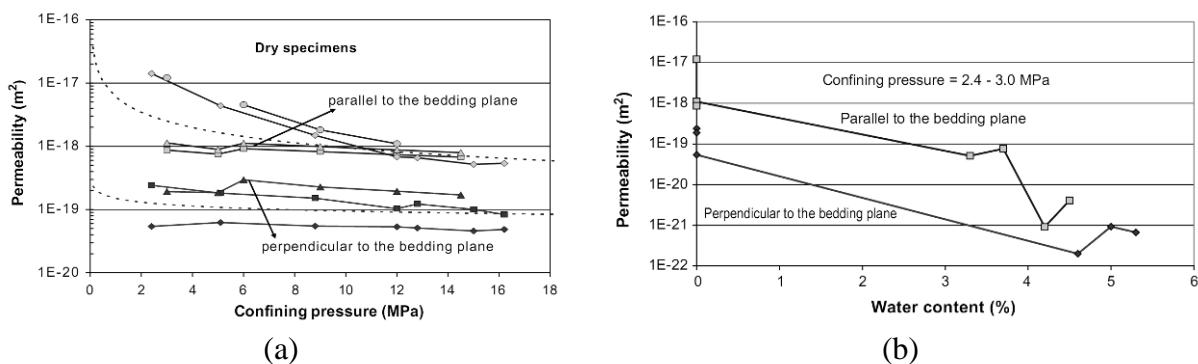


Figure 2-21 : Permeabilité au gaz de l'argilite du Callovo-Oxfordien (a) en fonction du confinement pour des échantillons secs et (b) en fonction de la teneur en eau pour un confinement de 2.4 à 3 MPa (Zhang & Rothfuchs, 2004)

Les résultats expérimentaux concernant l'évolution de la perméabilité au gaz avec l'humidité relative ou le degré de saturation sont présentés à la Figure 2-22. Les études menées par le BGS et le RWTH dans le cadre des travaux du Groupement de Laboratoires « Gaz » de l'Andra ne sont pas suffisamment avancés que pour être intégrés dans ces figures.

Dans toute une série de données expérimentales (Boulin, 2008 ; Yang, 2008 ; Andra, 2009 – LML), seule l'humidité relative initiale des échantillons est connue, mais le degré de saturation n'est pas disponible. Dans ce cas, le degré de saturation est déterminé à partir de la courbe de rétention de van Genuchten avec les paramètres proposés dans le référentiel Andra (2005) pour l'argilite du Callovo-Oxfordien et exposée précédemment:

$$S_{r,we} = \left(1 + \left(\frac{p_c}{P_r} \right)^{\frac{1}{1-m}} \right)^m \quad (2-20)$$

avec $m = 1 - \frac{1}{n}$ et $n = 1.49$, $P_r = 15$ MPa et p_c la pression capillaire dans les mêmes unités que P_r . Il est néanmoins nécessaire de rappeler la dispersion des résultats précédemment observée sur les essais de détermination de la courbe de rétention, ce qui rend plus incertaine l'interprétation des courbes de perméabilité relative à l'eau.

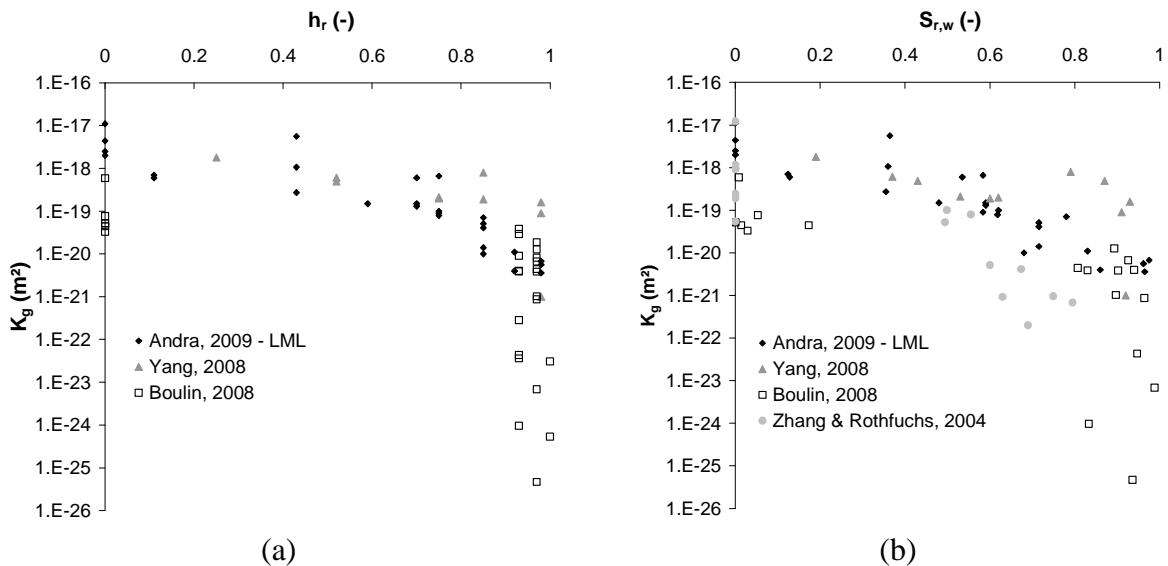


Figure 2-22 : Données expérimentales pour l'argile du Callovo-Oxfordien – Perméabilité au gaz en fonction (a) de l'humidité relative et (b) du degré de saturation

Les résultats à la Figure 2-22 sont présentés indépendamment de la direction de mesure de la perméabilité. Or Zhang & Rothfuchs (2004) ont mis en évidence une anisotropie de la perméabilité au gaz (Figure 2-21). Cette anisotropie semble être du même ordre de grandeur que la perméabilité à l'eau (la perméabilité parallèle au plan de stratification est environ un ordre de grandeur plus importante que la perméabilité perpendiculaire). Davy et al. (2007) et Boulin (2008) confirment en partie ces observations, mais ils signalent que l'anisotropie de la perméabilité au gaz est plus importante dans le domaine des faibles saturations.

La notion de perméabilité intrinsèque du matériau doit être remise en question suite à l'analyse de ces données expérimentales. La Figure 2-23 compare la perméabilité à l'eau d'échantillons saturés avec la perméabilité au gaz d'échantillons secs d'argile du Callovo-Oxfordien. Si le concept de perméabilité intrinsèque du matériau était correct, ces deux perméabilités seraient équivalentes :

$$K_{int} = K_g^{sec} = K_w^{sat} \quad (2-21)$$

Or les résultats de la Figure 2-23 montrent que la perméabilité au gaz d'échantillons secs est environ deux ordres de grandeur plus importante que la perméabilité à l'eau d'échantillons saturés. L'existence d'une perméabilité intrinsèque pour l'argile du Callovo-Oxfordien est donc à remettre en question pour le développement de nos modèles d'écoulement de fluides.

Référence	Gaz utilisé	Gradient de pression	Confinement	Stationnaire / Transitoire	Dimensions D-H	Nbre mesures
Andra, 2009 - LML	Argon	1.8 MPa	5 MPa	Stationnaire	37 – 10 mm	25
Andra, 2009 - BGS	Hélium	7 MPa	12.5 MPa	Transitoire et stationnaire	54 – 54 mm	-
Andra, 2009 - RWTH	Hélium	?	40 MPa	?	?	?
Zhang & Rothfuchs, 2004	Azote	1.9 MPa	2 – 16 MPa	Stationnaire	40 - 80 mm	17
Boulin, 2008 ; Boulin et al., 2008b	Hélium	0.2 – 2.5 MPa	9 MPa	Stationnaire	?	28
Yang, 2008	Argon	2.5 MPa	5 MPa	Transitoire	40 - 50 / 65 mm	10

Tableau 2-2 : Synthèse des essais réalisés sur l'argilite du Callovo-Oxfordien pour déterminer la perméabilité au gaz

Selon Malinsky (2009), la notion de perméabilité intrinsèque peut être remise en cause dans les matériaux argileux, car les interactions entre le fluide et le milieu poreux sont susceptibles dans ce cas de modifier la microstructure. En effet, les roches argileuses sont très sensibles à l'action de l'eau et à sa composition. Il a par exemple été montré dans le cas d'une bentonite compactée que la perméabilité au gaz est beaucoup plus importante que la perméabilité à l'eau en raison des modifications de la microstructure liées au retrait et au gonflement de la phase argileuse (Lloret & Villar, 2007).

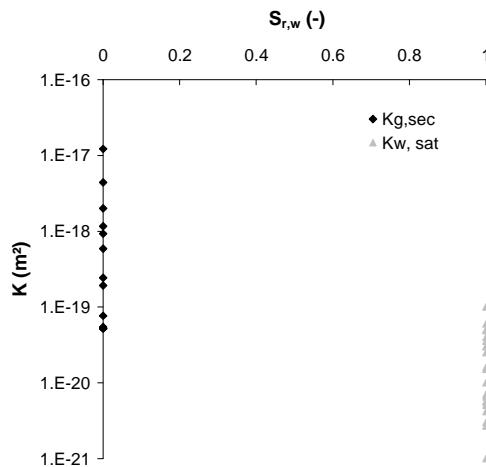


Figure 2-23 : Comparaison entre perméabilité à l'eau en conditions saturées et perméabilité au gaz en conditions sèches de l'argile du Callovo-Oxfordien

3.4.4 Modèle proposé pour l'argile du Callovo-Oxfordien

Plusieurs relations ont été proposées pour modéliser l'évolution de la perméabilité relative au gaz de l'argile du Callovo-Oxfordien avec le degré de saturation.

A partir de la formule de Mualem (1976), il est possible de prédire l'évolution de la perméabilité au gaz à partir du coefficient m déduit de la courbe de rétention de van Genuchten de l'argile du Callovo-Oxfordien :

$$k_{r,g} = \sqrt{1 - S_{r,we}} \left(1 - S_{r,we}^{\frac{1}{m}} \right)^{2m} \quad (2-22)$$

On prendra donc $m = 1 - \frac{1}{n}$ et $n = 1.49$ (relation 2-9).

La loi cubique est également généralement utilisée et ne demande pas de calibration de paramètres :

$$k_{r,g} = (1 - S_{r,we})^3 \quad (2-23)$$

La Figure 2-24 compare les données expérimentales et ces deux relations. Deux valeurs de perméabilité au gaz en conditions sèches ont été testées, car il a été montré dans la section précédente que le concept de perméabilité intrinsèque n'était sans doute pas applicable à l'argile du Callovo-Oxfordien. On testera donc la relation suivante :

$$K_g(S_{r,w}) = K_g^{sec} k_{r,g} \quad (2-24)$$

avec $K_g^{sec} = 4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ et $K_g^{sec} = 2.75 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$. La première valeur est identique à la perméabilité à l'eau en conditions saturées proposée par l'Andra (équation 2-16). Les valeurs de perméabilité au gaz sont alors sous-estimées (Figure 2-24 (a)). La seconde valeur permet une meilleure calibration des données expérimentales (Figure 2-24 (b)).

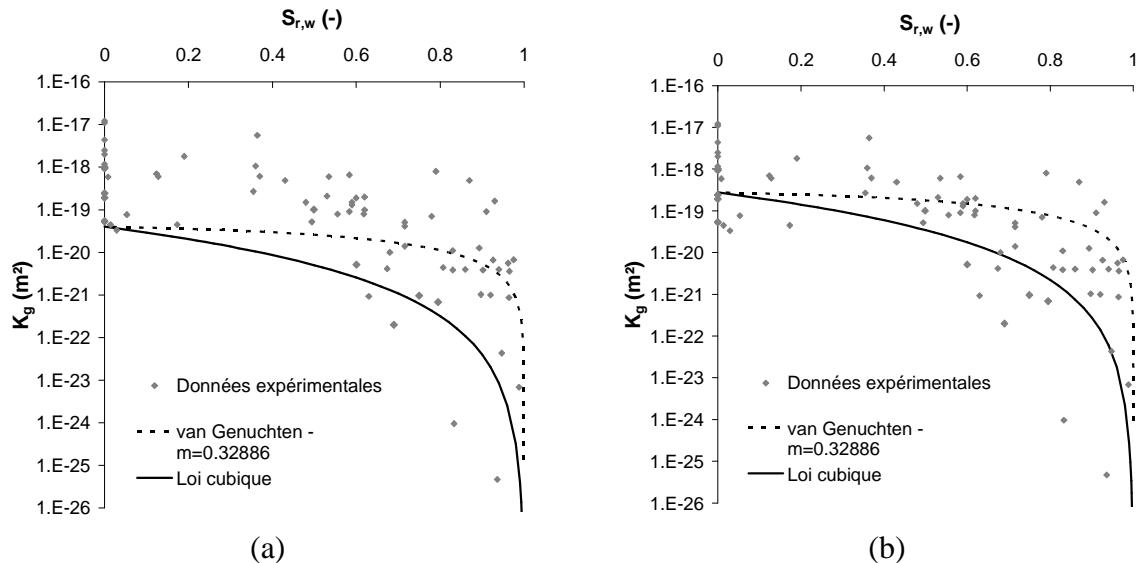


Figure 2-24 : Données expérimentales pour l'argile du Callovo-Oxfordien – Perméabilité au gaz en fonction du degré de saturation avec (a) $K_g^{sec} = 4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ et (b) $K_g^{sec} = 2.75 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$

3.4.5 Effet Klinkenberg

Les observations expérimentales montrent que d'autres facteurs que le degré de saturation influencent la perméabilité au gaz des roches argileuses. Certains de ces phénomènes sont spécifiques aux écoulements gazeux et ne sont donc pas observés avec les écoulements d'eau. L'analyse des essais en laboratoire montre par exemple que la mesure de la perméabilité au gaz d'un échantillon argileux partiellement saturé dépend de la pression moyenne de gaz. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet Klinkenberg (Klinkenberg, 1941). Il s'agit en fait d'un mécanisme de glissement des particules gazeuses sur les pores du matériau, qui a pour effet de diminuer la perméabilité de la phase gazeuse. Il est d'autant plus important que :

- la taille des pores du matériau testé est faible, ce qui est le cas des roches argileuses ;
- la pression de gaz injectée pour mesurer la perméabilité est faible, car la probabilité d'interaction entre les particules gazeuses et les pores augmente alors.

Boulin (2008) et Boulin et al. (2008b) ont quantifié expérimentalement cette modification de la perméabilité au gaz de l'argile du Callovo-Oxfordien avec la pression d'injection (Figure 2-25). Ces résultats expérimentaux montrent que le degré de variation de la perméabilité au gaz demeure néanmoins faible et reste dans la plupart des cas complètement intégré dans la dispersion naturelle du matériau.

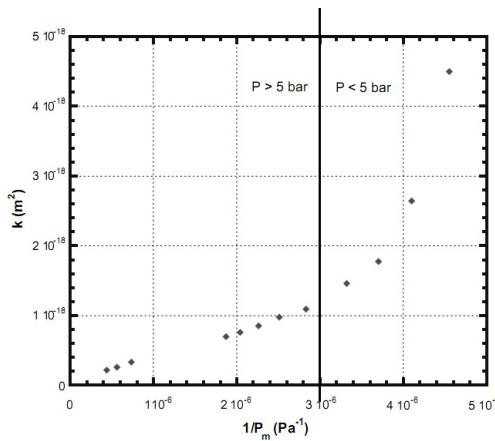


Figure 2-25 : Evolution de la perméabilité au gaz avec la pression moyenne de gaz sur des échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien – Mise en évidence de l'effet Klinkenberg (Boulin et al., 2008b)

Ce phénomène peut être modélisé au travers d'une perméabilité au gaz apparente $K_{g,app}$, qui est inversement proportionnelle à la pression de gaz p_g via le coefficient de Klinkenberg b :

$$K_{g,app} = K_g \left(1 + \frac{b}{p_g} \right) \quad (2-25)$$

Ce coefficient de Klinkenberg a été estimé par le Laboratoire de Mécanique de Lille à 140 kPa pour un échantillon d'argilite sec (Andra, 2009), tandis que Boulin (2008) a trouvé des valeurs plus importantes d'environ 1 MPa sur le même matériau. Les différences peuvent s'expliquer entre autres par des confinements différents des échantillons (9 MPa pour le LML – 5 MPa pour Boulin, 2008). Néanmoins, des études expérimentales complémentaires sont menées actuellement par le Groupement de Laboratoires « Gaz » de l'Andra afin de mieux comprendre ce phénomène, en particulier pour de faibles pressions moyennes.

3.5 Conclusions

Les écoulements multiphasiques d'eau et de gaz dans les milieux poreux sont contrôlés par les forces capillaires. Afin d'analyser ces écoulements, il est nécessaire de disposer de données expérimentales pour trois relations influençant les transferts et qui s'expriment en fonction des pressions capillaires :

- la courbe de rétention ;
- l'évolution de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation ;
- l'évolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation.

Ces trois relations dépendent du matériau envisagé. Dans cette section ont été présentées les données expérimentales existantes pour l'argilite du Callovo-Oxfordien, qui est une roche envisagée pour l'enfouissement de déchets radioactifs. Les différents modèles pour représenter ces relations précédemment proposés sont présentés et comparés avec les données expérimentales. Cette comparaison montre que les courbes de perméabilité relative au gaz précédemment utilisées ne reproduisent pas toujours bien l'évolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation. D'autre part, il est apparu que la notion de perméabilité intrinsèque de ce matériau doit être remise en question, car la perméabilité à l'eau d'un échantillon saturé et la perméabilité au gaz d'un échantillon sec diffèrent d'un à deux ordres de grandeur. Il est dès lors préférable de définir une perméabilité au gaz indépendamment de la perméabilité à l'eau. Finalement, nous avons montré qu'il existe peu de données

expérimentales sur ces trois relations dans la zone quasi-saturée. Or les variations de la perméabilité au gaz sont importantes dans le domaine des fortes saturations. Il faudra voir comment les résultats des modélisations sont influencés par les incertitudes expérimentales actuelles.

Les résultats synthétisés dans cette section seront utilisés pour tous les problèmes d'écoulements multiphasiques dans l'argile du Callovo-Oxfordien. En particulier, les deux applications qui nous intéressent (la désaturation en paroi de galeries et la migration du gaz produit par corrosion) abordent ces questions. Dans la suite de ce chapitre, nous allons étudier plus spécifiquement les mécanismes de transfert qui se développent dans chacune des applications étudiées.

4. Interprétation des interactions entre les roches argileuses et l'atmosphère à partir d'observations expérimentales

4.1 Introduction

La ventilation permanente des ouvrages souterrains lors des phases opératoires et de maintenance influence la désaturation des roches argileuses en paroi de cavité. En effet, il est nécessaire d'assurer un équilibre thermodynamique entre l'air ambiant et le milieu poreux. Dès lors, des transferts sous forme de vapeur d'eau prennent place de la roche vers l'air ambiant. Ces échanges gazeux en paroi de cavité sont à étudier avec précision, car ils modifient l'état de saturation de la roche en paroi de galeries. Les conditions hydrauliques en paroi influencent la cinétique de resaturation des barrières ouvragées constituées de bouchons d'argile gonflante. Une resaturation trop lente pourrait empêcher le gonflement attendu de ces bouchons d'argile et donc entraver le confinement des ouvrages. D'autre part, l'étendue de la zone endommagée qui se développe autour des galeries suite à l'excavation est influencée par les conditions hydrauliques autour des parois (Figure 2-26). Or la caractérisation des écoulements de fluides (eau, gaz) autour des alvéoles est essentielle pour s'assurer de la faisabilité des solutions envisagées pour l'enfouissement des déchets dans des couches géologiques profondes. Les interactions entre les roches argileuses et l'atmosphère sont donc une question importante à aborder dans ce document étudiant les transferts de gaz dans les matériaux argileux.

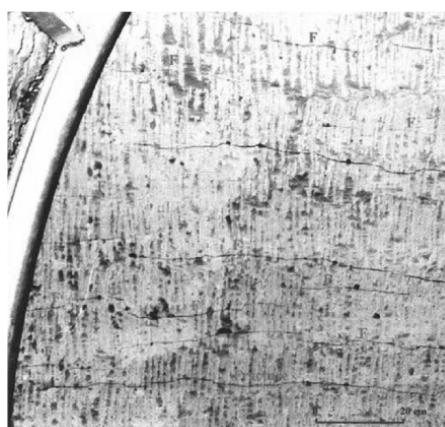


Figure 2-26 : Fractures de dessiccation dans la zone endommagée d'une cavité construite dans l'argile de Tournemire (roche envisagée pour l'enfouissement de déchets radioactifs) (d'après IRSN)

Les transferts de fluides (comme la vapeur d'eau) dans les roches argileuses sont des écoulements gazeux principalement gouvernés par les forces capillaires. Certains paramètres exposés à la section 3 comme la courbe de rétention sont nécessaires à une bonne caractérisation de tels échanges. Cependant, même si les écoulements multiphasiques de fluides sont indispensables pour expliquer comment la vapeur d'eau est conduite en paroi de galeries, il est également important d'étudier comment les échanges entre les roches argileuses et l'atmosphère se déroulent.

Des expériences permettant de caractériser les interactions entre un milieu poreux et l'air ambiant ont déjà été menées dans différents laboratoires de géomécanique. Elles sont synthétisées dans cette section. Ensuite, des expériences in-situ réalisées dans les laboratoires souterrains de recherches sont présentées. Sur base de cet ensemble d'observations expérimentales, un ensemble de facteurs influençant les échanges entre un matériau argileux et l'air ambiant est proposé. Les différentes options numériques existantes pour simuler de tels échanges sont finalement présentées.

4.2 Cinétique de désaturation

4.2.1 Observations sur essais en laboratoire

Les interactions entre un milieu poreux et l'atmosphère qui l'entoure sont généralement étudiées par la cinétique de perte de masse d'un échantillon soumis à une humidité relative donnée. Pour cela, un échantillon poreux est placé dans une chambre hermétique dont l'humidité relative est contrôlée par des solutions salines (Figure 2-27). L'échantillon est posé sur une balance haute précision, ce qui permet d'enregistrer l'évolution de la masse.

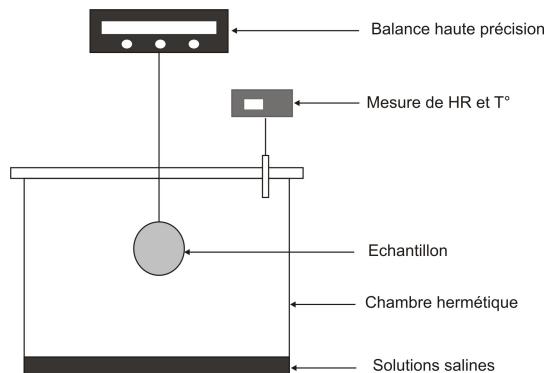


Figure 2-27 : Schéma du dispositif expérimental pour des essais de séchage d'un échantillon poreux

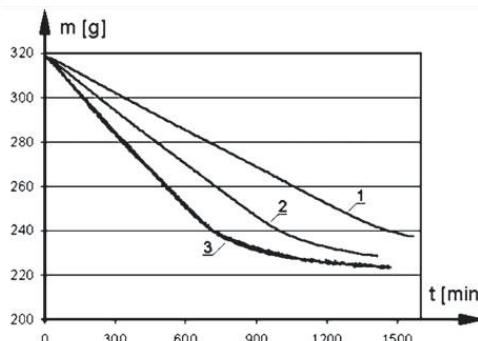


Figure 2-28 : Cinétique de perte de masse de trois échantillons de kaolin soumis à des humidités relatives respectives de 20, 15 et 10% (Musielak & Banaszak, 2007)

La Figure 2-28 fournit un exemple de cinétique de perte de masse de trois échantillons de kaolin soumis à des humidités relatives diverses. Des essais de ce type sont disponibles sur des matériaux cimentaires (Baroghel-Bouny et al., 2001), mais aussi sur des roches argileuses envisagées pour le stockage de déchets radioactifs. Ainsi, plusieurs expériences de ce type ont été menées sur l'argilite du Callovo-Oxfordien (Homand et al., 2004 ; Giraud et al., 2007 ; Andra, 2009). Les échantillons d'argilite sont dans ce cas soumis à des paliers d'humidité relative décroissante, puis croissante. Ceci permet de mettre en évidence un phénomène d'hystéresis dans les cycles de désaturation – resaturation de l'argilite du Callovo-Oxfordien.

Dans ces premiers essais, l'humidité relative est contrôlée par des solutions salines. On ne reproduit donc pas exactement les conditions de la ventilation permanente des galeries, car l'air ne circule pas autour des échantillons. D'autres dispositifs sont alors utilisés pour reproduire de telles conditions, dans lesquels de l'air dont l'humidité relative et la température sont contrôlées par générateur d'humidité est envoyé à une vitesse donnée. Des essais de ce type ont été réalisés sur l'argile à Opalinus (Floría et al., 2002). La particularité de ces essais est la dimension relativement importante des échantillons ($H=28$ cm ; $D=10.1$ cm), contrairement aux essais sur l'argilite du Callovo-Oxfordien pour lesquels la hauteur des échantillons était de 2 cm et le diamètre d'environ 2.5 cm. Dès lors, le temps nécessaire à la stabilisation de la masse de l'échantillon est plus importante (140 jours dans ce cas). Trois échantillons ont ainsi été soumis aux mêmes conditions de désaturation, c'est-à-dire un air présentant une humidité initiale de 30%, une température de 30°C et circulant à une vitesse de 50 cm/s (Figure 2-29). Un premier échantillon a été extrait de la chambre après 21 jours, un deuxième après 99 jours, le dernier après stabilisation de la masse (142 jours). Ces échantillons ont ensuite été coupés verticalement et des profils de teneur en eau le long de l'axe ont été déterminés pour les trois temps (Figure 2-30). On constate qu'en début de désaturation, la teneur en eau n'est diminuée qu'à proximité de la paroi, tandis qu'elle reste constante au centre de l'échantillon. Après 142 jours et quasi-stabilisation de la masse, la teneur en eau s'homogénéise dans l'échantillon.

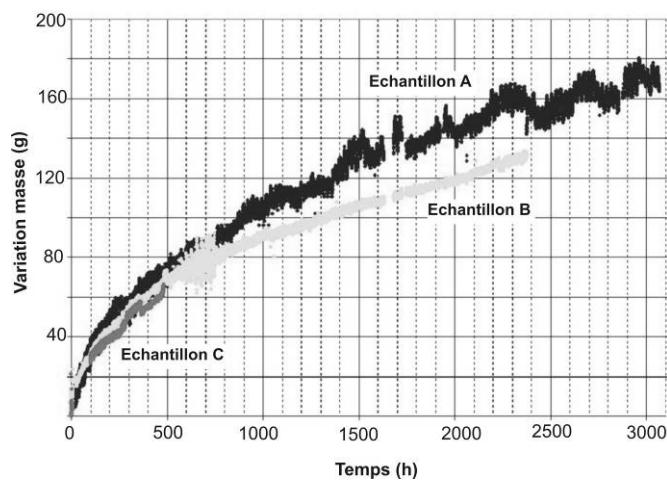


Figure 2-29 : Cinétique de perte de masse de trois échantillons d'argile à Opalinus soumis à une température de 30°C, une humidité relative de 30% et une vitesse de l'air de 50 cm/s (d'après Floría et al., 2002)

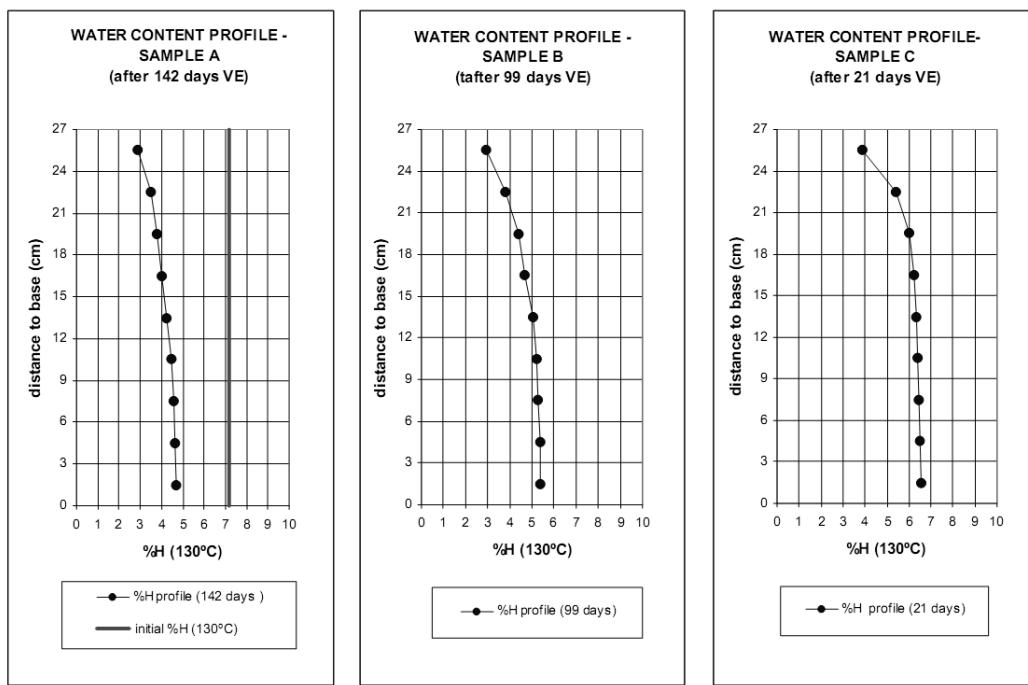


Figure 2-30 : Profils verticaux de la teneur en eau pour les trois échantillons d'argile à Opalinus (Floría et al., 2002)

La cinétique de désaturation d'un matériau poreux est également déterminée dans la plupart des expériences conduisant à l'obtention de données sur la courbe de rétention. En effet, dans de telles expériences, les échantillons sont soumis à différentes humidités relatives, le plus souvent via des solutions salines, jusqu'à stabilisation de la masse de l'échantillon. De là, il est possible d'obtenir une relation entre l'humidité relative et le degré de saturation (voir section 3 de ce chapitre). Dès lors, il est possible d'obtenir de nombreuses données sur la cinétique de désaturation de l'argilite du Callovo-Oxfordien dans les essais répertoriés au Tableau 2-1. Cependant, dans plusieurs de ces mesures, la cinétique n'est pas toujours suivie avec précision, car c'est avant tout la masse à l'équilibre qui est recherchée. D'autre part, ces dispositifs ne sont généralement pas munis de balance permettant une mesure de la masse en cours de séchage, si bien qu'il est nécessaire de sortir l'échantillon de la chambre hermétique pour le peser. Ceci peut dès lors modifier les interactions entre l'échantillon et l'air ambiant.

La détermination de tels profils telle que réalisée par Floría et al. (2002) est particulièrement intéressante, car elle nous fournit des informations supplémentaires sur les mécanismes de désaturation. Cela nous permettra de comprendre comment les transferts sous forme d'eau liquide ou de vapeur d'eau se déroulent au sein de l'échantillon et de valider d'éventuels modèles d'écoulements qui seront utilisés pour la simulation numérique de tels problèmes. D'autres méthodes permettent l'obtention des profils d'humidité d'échantillons soumis à une désaturation sans devoir interrompre le séchage. Ketelaars (1992) a ainsi développé une méthode basée sur une radiographie à balayage électronique d'échantillons d'argile afin d'obtenir des profils de teneur en eau en cours de désaturation (Figure 2-31).

A partir d'un tomographe à rayons X, Léonard (2003) détermine également des profils de teneur en eau d'échantillons de boues d'épuration soumis à un séchage convectif (Figure 2-32). Cependant, cette dernière méthode nécessite de retirer l'échantillon du micro-sécheur pour réaliser la tomographie en cours de séchage.

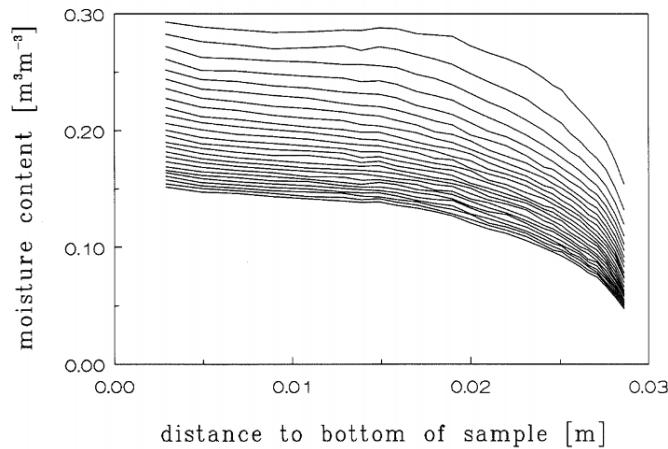


Figure 2-31 : Profils de teneur en eau déterminés par radiographie à balayage électronique toutes les 1278 s sur une argile soumise à une température de 21°C (premier profil pour $t = 1896$ s) (Ketelaars, 1992)

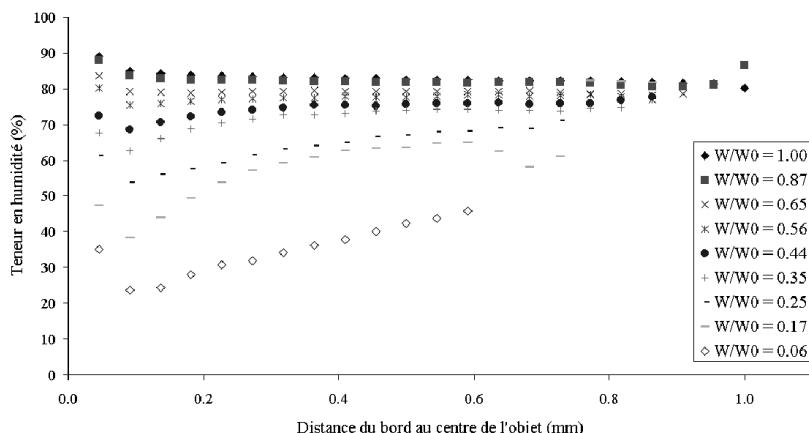


Figure 2-32 : Profils d'humidité relative déterminée par tomographie à rayons X au sein d'un échantillon de boue d'épuration pour différents temps de séchage correspondant à des teneurs en eau normalisées w/w_0 différentes (Léonard, 2003)

Il faut également noter la chambre environnementale développée au Cermes (Ta, 2009). Cette chambre d'un volume d'environ un mètre cube permet d'étudier le comportement à l'interface entre une argile compactée et l'atmosphère. Cette expérience est largement instrumentée et permet un suivi très large de paramètres du sol (suction, teneur en eau, température, gonflement en surface), mais aussi de l'air (vitesse, humidité relative, température). De telles expériences à plus grande échelle sont très intéressantes, car elles sont fortement instrumentées, ce qui permet de suivre et comprendre les couplages thermo-hydro-mécaniques qui se déroulent dans des échantillons de taille importante. De tels résultats peuvent être utilisés pour calibrer des modèles d'échanges entre le sol et l'atmosphère.

4.2.2 Observations in-situ

Quelques expériences in-situ ont été réalisées dans les laboratoires souterrains de recherches construits en vue de l'enfouissement de déchets radioactifs dans des couches d'argile à grande profondeur. L'expérience de ventilation VE menée dans le laboratoire de Mont-Terri construit dans l'argile à Opalinus a pour but d'améliorer la compréhension des processus de désaturation de l'argile soumise à un flux d'air sec durant plusieurs mois (Mayor et al., 2007). Un tronçon de 10 m de longueur dans une petite galerie de 1.3 m de diamètre a été isolé du reste des tunnels. Cette section et la roche environnante ont été largement instrumentées par de nombreux capteurs mesurant la teneur en eau, la température, les pressions interstitielles,

les déplacements de la roche, ainsi que les conditions de l'air ventilé. L'air circulant dans la galerie est contrôlé en humidité relative, en température et en débit. A titre d'exemple, la Figure 2-33 montre l'évolution de l'humidité relative dans deux capteurs situés à 2 cm de la paroi. Les trois premières phases non représentées sont celles de construction et d'instrumentation de la cavité. Durant la phase 4, l'air injecté présente une humidité relative de 80% ; de 30% dans la phase 5 ; de 1% dans la phase 6 ; de 100% dans la phase 7. La température est maintenue à 15°C et le débit d'air est de 20 à 30 m³/h. Les résultats montrent qu'à la fin de la dernière phase de désaturation (phase 6), l'humidité relative était inférieure à 95% uniquement dans un anneau d'épaisseur de 30 cm. La zone influencée par la ventilation est donc restreinte.

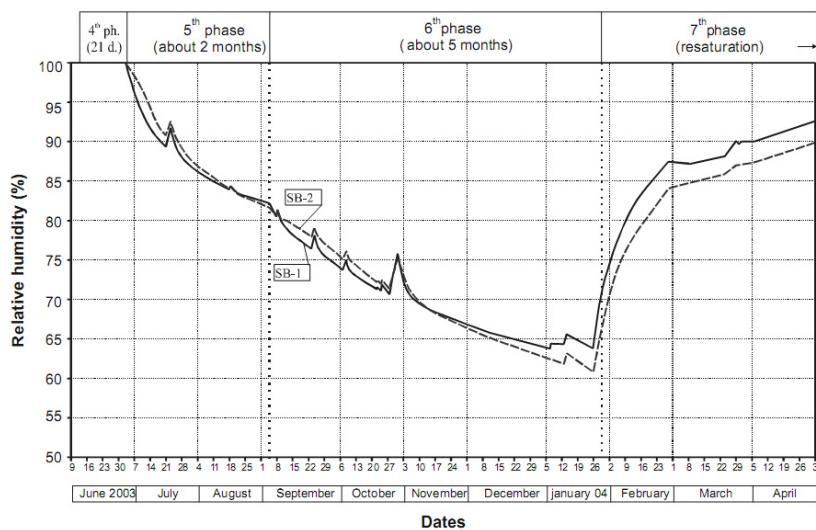


Figure 2-33 : Expérience in-situ VE à Mont-Terri – Evolution de l'humidité relative en fonction du temps (Mayor et al., 2007)

Dans le laboratoire souterrain de Yucca Mountain aux Etats-Unis construit dans du tuff, une expérience a été développée afin d'étudier les effets à la fois de l'évaporation mais aussi du suintement en paroi de galeries (Ghezzehei et al., 2004). Les mesures ont été réalisées dans deux niches creusées perpendiculairement à une galerie principale. L'évolution de la température et de l'humidité relative dans la roche autour des niches et de l'air dans la galerie principale est enregistrée continument. Ces mesures leur permettent de mettre en évidence sous quelles conditions d'humidité relative de l'air circulant dans la galerie principale les phénomènes d'évaporation deviennent plus importants que le suintement (Figure 2-34).

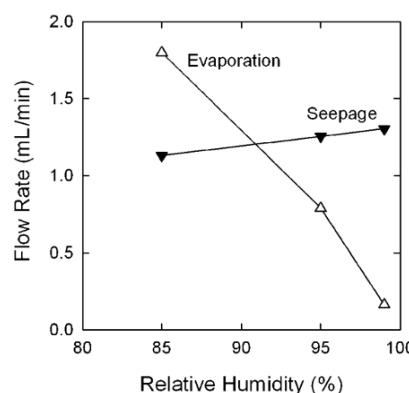


Figure 2-34 : Influence de l'humidité relative de l'air sur les flux d'évaporation et de suintement en paroi d'une niche – Expérience in-situ dans le laboratoire de Yucca Mountain (Ghezzehei et al., 2004)

Finalement, l'expérience SDZ est actuellement en cours dans le laboratoire de Bure en France, construit dans l'argilite du Callovo-Oxfordien. Dans cette expérience, un morceau de galerie est isolé et une ventilation contrôlée y est assurée. Une partie de ce tronçon comporte un revêtement, l'autre partie étant sans revêtement. L'objectif est d'étudier l'évolution de la teneur en eau dans la roche selon la présence ou non de revêtement, mais aussi l'influence de la désaturation sur le développement de la zone endommagée autour de la cavité (ouverture de fractures...). De nombreux forages extensométriques et de mesures de pression et de température ont été mis en place à cette fin en paroi et dans la roche autour de la galerie (Figure 2-35). Cette expérience est toujours en cours et les résultats ne sont pas encore disponibles.

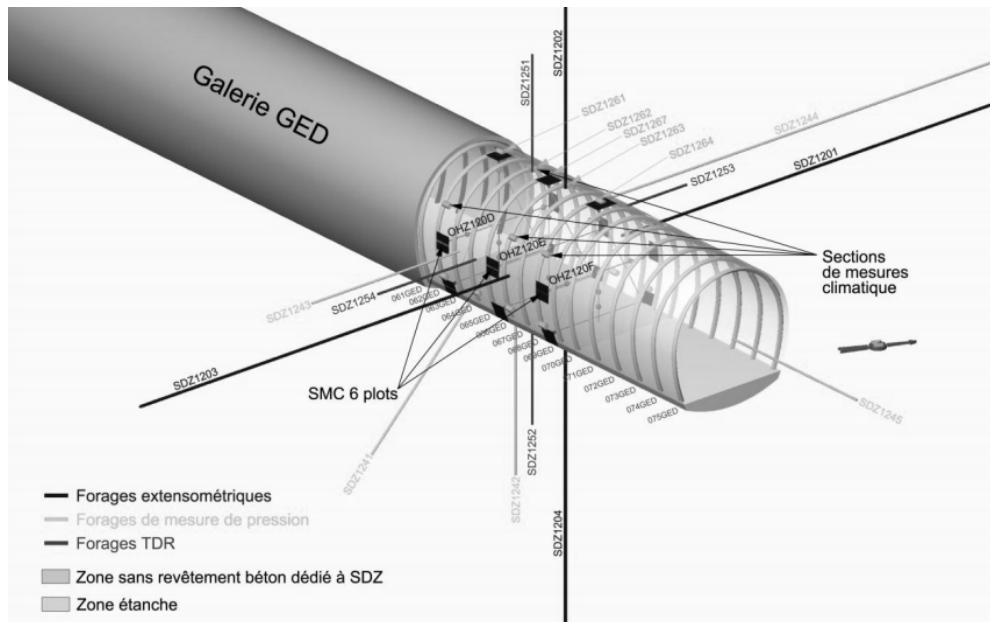


Figure 2-35 : Localisation des forages de mesures dédiés à l'expérimentation SDZ (Cruchaudet et al., 2010)

4.2.3 Modélisation des échanges hydrauliques en paroi de milieu poreux

Nous venons de présenter des expériences étudiant les échanges sous forme de vapeur d'eau entre un milieu poreux et l'air ambiant. Afin de reproduire numériquement de tels échanges, il est nécessaire de disposer de :

- un modèle d'écoulement de fluides au sein du milieu poreux ;
- un modèle d'échange de fluides entre le milieu poreux et l'air ambiant.

Les écoulements au sein du milieu poreux peuvent être :

- des transferts d'eau liquide jusqu'en paroi suivie par de l'évaporation en surface ;
- de l'évaporation au sein de l'échantillon suivie par un transfert de vapeur d'eau jusqu'à la surface.

Il est dès lors nécessaire de disposer d'un modèle d'écoulement prenant en compte la présence de vapeur d'eau au sein du milieu poreux. Généralement, un modèle considérant la présence d'eau et de vapeur d'eau. Les écoulements d'eau et vapeur d'eau peuvent être diffusifs et advectifs. Certains paramètres contrôlant ces écoulements comme la courbe de rétention ou les perméabilités à l'eau et au gaz ont été présentés pour l'argile du Callovo-Oxfordien dans la section 3 de ce chapitre. Il sera nécessaire de quantifier la diffusion de la vapeur d'eau au sein de la phase gazeuse pour caractériser correctement les écoulements au sein de la phase gazeuse.

En plus de ce modèle d'écoulement au sein du milieu poreux, il est nécessaire de reproduire les échanges de vapeur d'eau entre la roche et l'atmosphère. Cela se fait généralement au travers d'une condition limite hydraulique que l'on impose en paroi d'échantillon. Il est donc indispensable de disposer d'une formulation adéquate de cette condition limite hydraulique afin de reproduire au mieux les échanges. Ces conditions limites hydrauliques peuvent être classées en deux catégories.

Dans la première approche, on suppose que l'interaction entre l'atmosphère et la roche est immédiate et totale, si bien qu'il suffit d'imposer en paroi d'échantillon la pression capillaire p_c correspondant à l'humidité relative h_r de l'air qui circule autour du matériau et donnée par la loi de Kelvin:

$$h_r = \exp\left(\frac{-p_c M_v}{RT \rho_w}\right) \quad (2-26)$$

avec M_v la masse molaire de la vapeur d'eau ($=0.018 \text{ kg mol}^{-1}$), R la constante universelle des gaz parfaits ($=8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$), ρ_w la masse volumique de l'eau et T la température absolue en Kelvin.

Cette méthode est largement utilisée dans les codes de calculs en géomécanique pour étudier la désaturation de matériaux. Coussy et al. (1998) et Coussy (2004) fournissent les expressions analytiques de l'évolution de la pression capillaire dans des matériaux soumis à un agent séchant (de l'air) en considérant que l'humidité relative en paroi d'échantillons est instantanément égale à l'humidité relative de l'air. Giraud et al. (2009) modélisent la désaturation d'échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien avec une telle condition limite afin d'en déduire par analyse inverse des courbes de perméabilité relative du matériau. Garitte et al. (2009) réalisent dans le cadre d'un benchmark la modélisation de la désaturation d'échantillons d'argile à Opalinus soumis à un air ventilé présentant une humidité relative de 30% (voir Figure 2-29). Chaque équipe a imposé en surface la pression capillaire donnée par la loi de Kelvin. L'intérêt de ce benchmark résidait principalement dans la détermination du modèle et des paramètres d'écoulement pour l'argile à Opalinus. Ils montrent qu'il est nécessaire d'adapter les courbes de perméabilité relative à l'eau pour reproduire les données expérimentales selon la prise en compte ou non de la diffusion de la vapeur d'eau. Les paramètres d'écoulement de l'argile à Opalinus sont également calibrés sur des profils de teneur en eau réalisés à différents moments de la désaturation (voir Figure 2-30). Hoxha et al. (2004) reproduisent avec cette même condition limite le comportement hydromécanique de l'argilite du Callovo-Oxfordien soumise au creusement d'une galerie et à sa ventilation.

La deuxième méthode considère que les échanges entre l'atmosphère et la roche ne sont pas instantanés. Les résistances à la désaturation ne sont alors pas exclusivement internes, c'est-à-dire que les transferts avec l'atmosphère ne sont pas uniquement limités par les écoulements au sein du matériau nécessaires à amener la vapeur d'eau à la surface du matériau. On considère ainsi que les échanges de vapeur d'eau avec l'extérieur se déroulent dans une couche limite située en surface des échantillons (Key, 1972 ; Kowalski, 2003). Les résistances au transfert peuvent donc être également externes au sein de cette couche limite. On modélise cette résistance externe au travers d'un coefficient de transfert de masse. Ce coefficient de transfert de masse ne dépend que des conditions externes, comme la vitesse, l'humidité relative ou la température de l'air, l'aire exposée au séchage, l'état de la surface de séchage (Nadeau & Puiggali, 1995 ; Geankoplis, 1993).

Le flux de matière peut être exprimé comme le produit de ce coefficient de transfert et d'un potentiel moteur au transfert. Plusieurs formulations de ce flux de vapeur ont été proposées. Elles diffèrent dans l'expression du potentiel moteur. Le coefficient de transfert de masse peut ainsi être multiplié par la différence d'humidité relative entre l'atmosphère et la roche (Anagnostou, 1995), par la différence de pression de vapeur (Zhongxuan et al., 2004), par la différence du potentiel de vapeur (Kowalski, 1997) ou par la différence de densité de la vapeur d'eau (Ben Nasrallah & Pere, 1988). Dans ce dernier cas, le flux de vapeur d'eau \bar{q} entre l'atmosphère et la roche s'écrit:

$$\bar{q} = \alpha (\rho_{v,air} - \rho_{v,roche}) \quad (2-27)$$

avec α le coefficient de transfert de masse, $\rho_{v,air}$ et $\rho_{v,roche}$ la densité de la vapeur d'eau respectivement de l'air ambiant et de la roche.

En conditions isothermes, les différentes expressions du flux de vapeur d'eau donnent des résultats identiques. Les éventuelles différences en conditions anisothermes seront discutées dans la section suivante.

Cette méthode est utilisée par Léonard (2003) et Léonard et al. (2005) pour modéliser la désaturation de boues de station d'épuration sous différentes conditions de séchage. Le coefficient d'échange est alors déterminé à partir des données expérimentales de la perte de masse des échantillons. Le coefficient de transfert de masse semble être identique quelle que soit la température de séchage, mais diminue avec l'humidité relative de l'air. Le coefficient de transfert utilisé reste constant durant toute la désaturation des échantillons, car il ne dépend que des conditions externes qui ne varient pas en cours d'essais. Musielak & Banaszak (2007) analysent la cinétique de désaturation d'échantillons de kaolin présentée à la Figure 2-28 au travers d'un coefficient d'échange déterminé expérimentalement et qui varie avec l'humidité relative de l'air (Figure 2-36). Contrairement à Léonard (2003), ce coefficient d'échange semble dépendre également de la température de l'air ambiant.

Giraud et al. (2007) comparent les deux approches dans le cadre de la désaturation d'échantillons d'argile du Callovo-Oxfordien soumis à des humidités relatives de 75 à 98%. Ils montrent pour cette gamme d'humidité relative, les deux méthodes fournissent des résultats fort similaires. Mais ils soulignent également que la question de cette condition d'évaporation en surface doit a priori être incluse dans une analyse inverse leur permettant de déterminer des courbes de perméabilité relative.

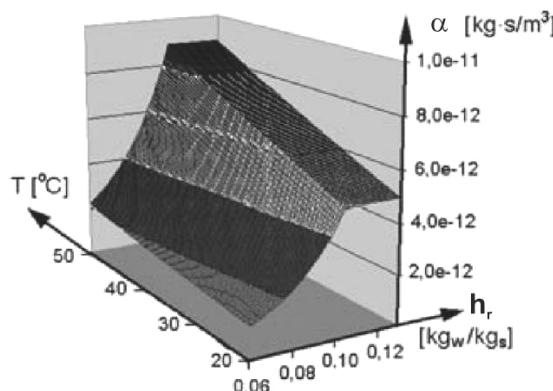


Figure 2-36 : Influence de l'humidité relative de l'air et de la température ambiante sur le coefficient de transfert de masse déterminé lors d'essais de séchage sur des échantillons de kaolin (Musielak & Banaszak, 2007)

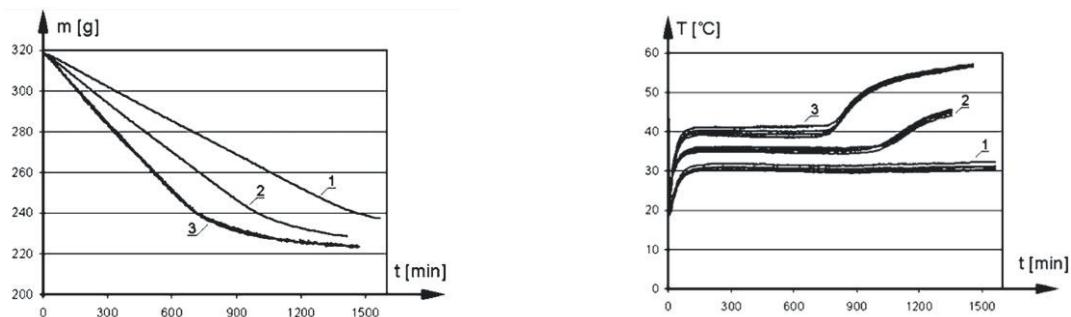
4.3 Analyse du couplage avec les échanges thermiques

4.3.1 Contexte

Les expériences de désaturation menées en géomécanique sont généralement réalisées à température ambiante. Elles sont alors souvent analysées sous l'hypothèse de conditions isothermes (Baggio et al., 1997 ; Coussy, 2004). Cependant, dans certains travaux comme ceux menés sur le séchage de boues d'épuration (Léonard, 2003 ; Léonard et al., 2005), la température de l'agent séchant est beaucoup plus élevée que la température initiale de l'échantillon, de manière à accélérer les processus de séchage. Dans ce cas, des échanges thermiques accompagnent les échanges hydrauliques en paroi d'échantillons. Il est nécessaire d'essayer de comprendre ces mécanismes et de mettre en évidence les éventuels couplages thermo-hydrauliques qui interviennent. D'autre part, même si les expériences à température ambiante sont analysées sous l'hypothèse de conditions isothermes, une diminution initiale de la température en surface de l'échantillon est en théorie inéluctable. Il faut en effet fournir l'énergie nécessaire à la vaporisation de l'eau arrivée en paroi de l'échantillon. Or la température de l'air étant constante et identique à la température initiale de l'échantillon, la seule manière de fournir de l'énergie est d'observer une diminution de la température de l'échantillon. L'évaporation est alors le résultat de deux processus couplés simultanés : des échanges de vapeur d'eau et thermiques. Pour ces raisons, l'analyse des échanges thermiques se déroulant parallèlement aux échanges hydrauliques en paroi d'échantillon est essentielle à la bonne compréhension des mécanismes de désaturation d'un matériau poreux.

4.3.2 Observations expérimentales

Pour analyser les échanges thermiques entre un milieu poreux et l'atmosphère, on bénéficie des résultats expérimentaux de Musielak & Banaszak (2007). Ils ont placé des capteurs de température en paroi d'échantillons de kaolin plongés dans une chambre hermétique à une température de 40, 50 ou 60°C. Ils observent que l'évolution temporelle de la température en surface passe par un palier (Figure 2-37). Cette période est interprétée comme une phase enthalpique lors de laquelle toute l'énergie fournie au matériau poreux par l'air environnant est utilisée pour évaporer l'eau liquide en surface de l'échantillon. Dès lors, aucune augmentation de température n'est observée durant cette période en paroi. Lorsque les résistances internes limitent la quantité d'eau liquide atteignant la paroi, la quantité d'énergie fournie par l'air est plus importante que ce qui est nécessaire pour évaporer l'eau à la surface. La température en surface de l'échantillon augmente donc alors, jusqu'à se stabiliser à la température de l'air. L'équilibre thermique est alors atteint.



4.3.3 Modélisation des échanges thermo-hydrauliques en paroi de milieu poreux

Comme pour la modélisation des échanges hydrauliques, deux approches peuvent être envisagées. Il est tout d'abord possible d'imposer en surface de l'échantillon la température de l'air en supposant un équilibre instantané. Mais il est également possible d'imposer une condition limite thermique prenant en compte la présence d'une couche limite. Au même titre que les échanges de vapeur d'eau \bar{E} , les transferts d'énergie \bar{t} sont alors contrôlés par un coefficient de transfert de chaleur β et ils s'écrivent :

$$\bar{t} = L\bar{q} - \beta(T_{air} - T_{roche}) \quad (2-28)$$

avec T_{air} et T_{roche} la température respectivement de l'air et à la surface de l'échantillon et L la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($=2500 \text{ kJ kg}^{-1}$). Le premier terme est l'énergie nécessaire à la vaporisation de l'eau liquide, tandis que le second terme correspond au flux convectif de chaleur entre l'atmosphère et la roche.

Lors de la période à température constante observée sur le kaolin, il n'y aura pas d'échange de chaleur, car toute l'énergie amenée par convection sera consommée pour la vaporisation de l'eau. Dès lors, les flux de vapeur d'eau seront constants.

De plus, on considère que durant cette phase à flux constants, la couche limite est saturée, car suffisamment approvisionnée en eau liquide depuis le cœur de l'échantillon pour que toute l'énergie soit utilisée pour l'évaporation. La température est alors égale à la température humide, qui est une caractéristique de l'air humide servant d'agent séchant. C'est dès lors dans cette phase qu'il est possible de déterminer les coefficients de transfert de masse et d'énergie sur base des données expérimentales de la cinétique de désaturation. En effet, à partir de l'équation 2-26, le coefficient de transfert de masse devient :

$$\alpha = \frac{\rho_{v,air} - \rho_{v0,roche}(T_{hum})}{\bar{q}_{T_{cst}}} \quad (2-29)$$

avec $\bar{q}_{T_{cst}}$ le flux de vapeur d'eau lors de la période à température constante, $\rho_{v,air}$ la masse volumique de l'air et $\rho_{v0,rock}(T_{hum})$ la masse volumique de la vapeur d'eau saturante calculée à la température humide T_{hum} .

Le coefficient de transfert de chaleur est également obtenu par la même méthode à partir de l'équation 2-27:

$$\beta = \frac{L\bar{q}_{T_{cst}}}{T_{air} - T_{hum}} \quad (2-30)$$

Cette méthode de détermination des coefficients de transfert prenant en compte les couplages thermo-hydrauliques a été appliquée par Léonard (2003) sur les boues de station d'épuration et par Musielak & Banaszak (2007) sur des échantillons de kaolin. Ces considérations largement répandues dans la communauté scientifique du séchage restent cependant peu utilisées en géomécanique. Elles permettent certainement une meilleure compréhension des processus thermo-hydrauliques se déroulant lors de la désaturation des matériaux poreux.

4.4 Analyse du couplage avec le comportement mécanique

Les processus de désaturation des matériaux poreux s'accompagnent souvent de retrait voire de fracturation du matériau. Nous présentons dans cette section un ensemble d'observations expérimentales illustrant ces couplages hydromécaniques.

4.4.1 Evidences de retrait

Lors de la désaturation d'un matériau poreux, un retrait est généralement observé. Il est possible d'estimer expérimentalement des courbes de retrait des matériaux poreux, qui expriment le volume ou l'indice des vides de l'échantillon en fonction de sa teneur en eau (Figure 2-38). Ces courbes montrent généralement une décroissance linéaire de l'indice des vides avec la diminution de la teneur en eau jusqu'à une limite de retrait. Une fois cette limite de retrait atteinte, le volume ne varie plus malgré la désaturation progressive de l'échantillon.

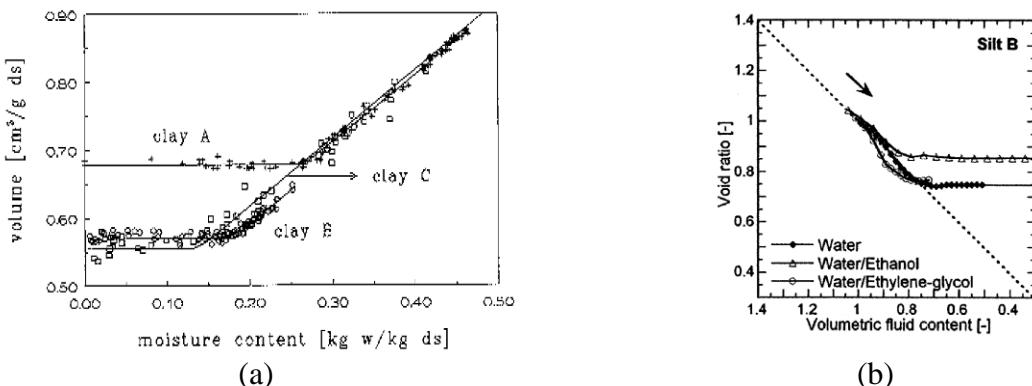


Figure 2-38 : Courbes de retrait (a) sur trois types d'argile (Ketelaars, 1992) et (b) sur le limon de Bioley (Péron, 2008)

Il est intéressant de pouvoir quantifier ce retrait en cours de séchage afin d'obtenir une estimation précise du degré de saturation. Différentes techniques ont été développées dans ce but. Lorsqu'un échantillon est placé dans une chambre hermétique sous solutions salines, il est par exemple possible de sortir à intervalles réguliers l'échantillon de la chambre et de le mesurer avec un pied à coulisse. Cette méthode est entre autres utilisée par le Laboratoire de Mécanique de Lille sur des échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien (Andra, 2009). Mais elle présente le désavantage de perturber les interactions roche – atmosphère lors de chaque mesure de l'échantillon. De plus, cette technique ne fournit pas une image complète du volume de l'échantillon. Léonard (2003) utilise une microtomographie à rayons X sur des échantillons de boues de station d'épuration pour obtenir par analyse d'images une vue 3D de l'échantillon et donc estimer le retrait (Figure 2-39). Ici aussi, il est nécessaire d'interrompre le séchage des échantillons pour évaluer la déformation. Il faut noter que de tels matériaux sont beaucoup plus déformables que les roches argileuses. Dès lors, lors de l'estimation du coefficient de transfert de masse, il est nécessaire de tenir compte de ce retrait. En pratique, dans l'équation 2-26, le flux de vapeur d'eau durant la période à flux constant doit être estimé en prenant en compte l'évolution de la surface externe de l'échantillon.



Figure 2-39 : Tomographie à rayons X d'un échantillon de boue de station d'épuration (a) mouillé et (b) sec (Léonard, 2003)

4.4.2 Evidences de fracturation

Lors du séchage des matériaux poreux, il est également possible d'observer des évidences de fissuration ou de fracturation des matériaux. Péron (2008) a analysé en détails la dessiccation d'échantillons libres ou contraints sur des tranches de limon de Boley. Il observe de la fissuration lorsque l'échantillon est bloqué axialement à sa base (Figure 2-40), alors qu'elle est inexistante ou très limitée lorsque l'échantillon est libre. D'autre part, les déformations semblent fortement irréversibles, surtout lorsque l'échantillon reste dans le domaine quasi saturé. Il relève en outre que les réseaux de fracturation semblent reproductibles d'une expérience à l'autre et que ces différentes fractures semblent espacées d'une distance constante.

Ta (2009) observe également de la fracturation à la surface supérieure d'une cuve d'un mètre cube remplie d'argile de Romainville et soumise à une ventilation continue provoquant la désaturation du matériau (Figure 2-41). Ce phénomène de fracturation est observé ici à une échelle plus importante que sur les tranches de limon de Boley, mais on constate également une certaine régularité dans le développement de ces fractures.

D'autres expériences mettent également en évidence ce comportement de fracturation lors de la désaturation du matériau. L'expérience in-situ SDZ qui a lieu actuellement dans le laboratoire souterrain de Bure en France a pour objectif d'étudier l'évolution de la zone endommagée autour d'une galerie en fonction des conditions de ventilation.

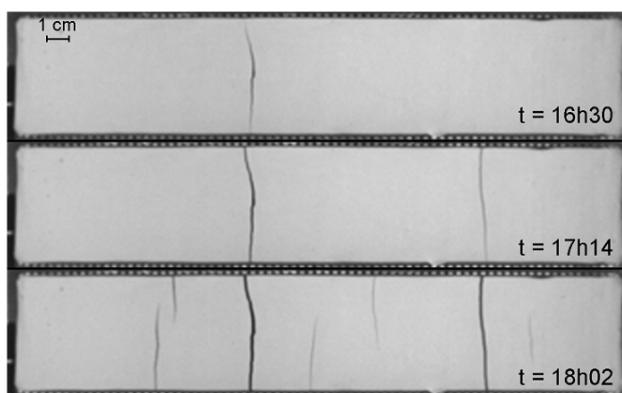


Figure 2-40 : Trois étapes de fracturation lors d'un essai de désaturation à déplacement axial contraint sur des tranches de limon de Boley ($L=30\text{ cm}$ – $l=5\text{ cm}$ – $e=1.2\text{ cm}$) avec une humidité relative et une température contrôlées de respectivement 40% et 18°C (Péron, 2008)

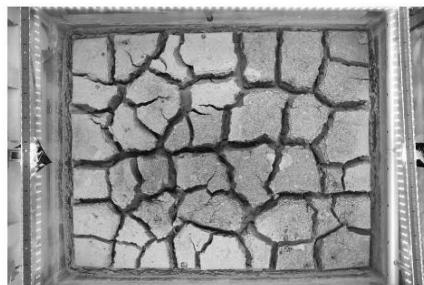


Figure 2-41 : Photographie après 30 jours d'essai de la surface supérieure de la cuve d'argile de Romainville soumise à une ventilation continue (Ta, 2009)

4.4.3 Modélisation du comportement mécanique observé lors de la désaturation

Les processus de retrait et de fracturation sont des mécanismes hydromécaniques fortement couplés. Différents modèles mécaniques pour les milieux partiellement saturés ont été développés afin de reproduire le comportement de matériau soumis à une désaturation. Ce n'est pas l'objet de ce document de se pencher sur les différentes formes de ces modèles mécaniques, car notre attention se porte prioritairement sur les écoulements et leurs éventuels couplages avec la mécanique. Ces modèles mécaniques permettent de reproduire le retrait. Mais pour simuler la fracturation du matériau, il est nécessaire de faire évoluer ces modèles élastiques ou élastoplastiques. Péron (2008) considère que les fissures macroscopiques observées sur les tranches de limon de Boley contraintes axialement se développent car la résistance en traction du matériau est atteinte. La modification du champ de contraintes au sein de l'échantillon est expliquée d'une part par les conditions limites mécaniques (déplacements empêchés à la base de la tranche de sol), mais aussi par les forts gradients d'humidité que l'on retrouve dans l'échantillon et qui provoquent des déformations. En outre, il propose un critère de résistance qui considère une augmentation de la résistance en traction avec la succion.

Néanmoins, pour modéliser de tels phénomènes avec une approche continue telle que supposée dans la méthode des éléments finis, il est nécessaire d'avoir recours à des éléments ou des modèles spécifiques considérant l'endommagement (Kondo et al., 2007), la rupture des matériaux (Dascalu, 2007) ou la localisation des déformations (Sulem, 2010 ; Collin et al., 2009). D'autre part, d'autres approches non continues existent pour traiter de tels problèmes numériquement. La méthode des éléments discrets a ainsi été utilisée par Péron et al. (2009) pour modéliser le développement et l'avancée du réseau de fractures au sein de tranches de limon contraintes mécaniquement (Figure 2-42). L'augmentation de la cohésion de l'échantillon engendrée par le séchage est prise en compte au travers d'une augmentation des forces cohésives entre les grains. Une fissure correspond à la rupture du lien cohésif entre deux grains lorsque les forces de répulsion sont trop importantes. Cette méthode fournit des premiers résultats encourageants, mais est récente et donc toujours en cours de développement (El Youssoufi et al., 2005).

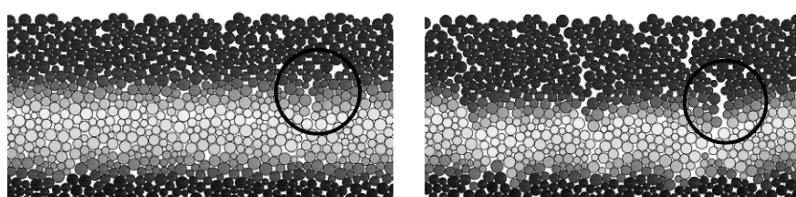


Figure 2-42 : Positions des grains (a) à l'initiation de la fracture et (b) après fracturation d'un échantillon soumis au séchage et contraint mécaniquement (Péron et al., 2009)

4.5 Conclusions

La ventilation permanente des galeries dans le cadre du stockage de déchets radioactifs influence la cinétique de désaturation de la roche en paroi, ce qui peut engendrer une extension de la zone endommagée et des modifications des propriétés d'écoulement. Cette interaction entre la roche et l'atmosphère est étudiée expérimentalement, mais la plupart des expériences se contentent de placer l'échantillon au sein d'une chambre hermétique à une humidité relative donnée sans reproduire la convection de l'air et donc la ventilation permanente. En particulier, aucun résultat de ce type sur des essais en laboratoire n'est actuellement disponible sur l'argile du Callovo-Oxfordien.

Pour modéliser de telles interactions, il est nécessaire tout d'abord de disposer d'un modèle d'écoulement multiphasique au sein du matériau poreux. Les résultats présentés à la section 3 concernant les courbes de rétention et de perméabilité relative de l'argile du Callovo-Oxfordien peuvent dès lors être utilisés pour de telles applications. De plus, pour simuler de tels problèmes, il est nécessaire de représenter au mieux les échanges de vapeur d'eau entre la roche et l'air ambiant. Cela se fait au travers de conditions limites hydrauliques à pression capillaire imposée ou à flux de vapeur d'eau variable. Dans ce deuxième cas, on considère que les échanges de vapeur ont lieu dans une couche limite en paroi d'échantillons et qu'ils sont contrôlés par un coefficient de transfert de masse. Ce coefficient peut être déterminé sur base de la cinétique de perte de masse d'échantillons soumis à une désaturation.

D'autre part, il a été montré qu'il peut être important de prendre en compte les couplages thermo-hydrauliques pour comprendre les transferts en paroi. Dans le contexte du stockage de déchets radioactifs, ces couplages sont d'autant plus importants que les colis vont dégager une grande quantité de chaleur lors de leur placement vu leur grande activité. Cette source d'énergie modifie donc probablement l'évaporation en paroi.

Finalement, les processus de séchage sont également couplés avec le comportement mécanique des matériaux poreux. En effet, lorsqu'un matériau se désature, un retrait est observé. Il serait intéressant d'étudier comment la ventilation des cavités influence la convergence de la galerie. De plus, de la fissuration peut également se développer lorsque la résistance en traction du matériau est atteinte. Modéliser la fracturation d'un échantillon est une tâche complexe, car elle nécessite d'utiliser des théories liées à la rupture ou l'endommagement des matériaux pour reproduire les observations expérimentales.

5. Interprétation des mécanismes de transferts de gaz à partir d'observations expérimentales

5.1 Introduction

La corrosion des composants métalliques des colis de déchets induit une production continue d'hydrogène autour des alvéoles. Des écoulements multiphasiques d'eau et de gaz se produisent donc dans la roche hôte. Ces écoulements sont contrôlés par les forces capillaires. Les concepts et données expérimentales des courbes de rétention et de perméabilité relative présentés à la section 3 de ce chapitre trouvent donc toute leur utilité pour aborder de tels problèmes. Cependant, la migration du gaz dans les roches laisse apparaître certains mécanismes spécifiques qui ne répondent plus aux écoulements multiphasiques. Ces mécanismes sont complexes, car ils semblent dépendre fortement de l'hétérogénéité et de la microstructure des matériaux argileux. Dans cette section, nous présentons une synthèse des expériences permettant la caractérisation des écoulements de gaz dans les roches argileuses.

Tout d'abord, à partir d'observations sur des essais en laboratoire, nous mettrons en évidence les principaux mécanismes de la migration du gaz dans les roches argileuses. Ensuite, à partir d'essais in-situ à des échelles plus importantes, nous verrons sous quelles conditions ces phénomènes sont reproductibles à l'échelle du stockage. De plus, nous verrons comment les couplages hydro-mécaniques influencent les transferts de fluides dans les milieux poreux. Une synthèse des mécanismes fondamentaux gouvernant les écoulements gazeux sera proposée. Cette synthèse sera utile lors du développement de nos modèles constitutifs permettant la modélisation des transferts de gaz dans les milieux peu perméables.

5.2 Observations sur essais en laboratoire

De nombreuses expériences de transfert de gaz ont déjà été réalisées en laboratoire sur des échantillons argileux de petite taille généralement initialement saturés. La majorité de ces tests ont été menés sur des échantillons d'argile gonflante (bentonite MX80, mélange bentonite-sable, argile Fo-Ca...), caractéristique des barrières ouvrageées envisagées dans les sites de stockage. Ces argiles développent de fortes pressions de gonflement lors de la resaturation du matériau. D'autres essais ont également permis d'obtenir des résultats sur des roches argileuses naturelles envisagées comme roches hôtes pour l'enfouissement des colis de déchets : argile de Boom, argilite du Callovo-Oxfordien ou argile à Opalinus. Ces roches présentent des pressions de gonflement plus faibles que celles des bentonites.

Les essais de migration de gaz en laboratoire consistent généralement en l'augmentation de la pression d'injection de gaz (par contrôle de la pression ou du flux d'injection), jusqu'à ce qu'une percée du gaz au travers l'échantillon soit observée. L'interprétation des essais de transfert de gaz est généralement complexe, car les processus ne semblent pas toujours analysables avec une approche des milieux continus. Cependant, certains mécanismes semblent se reproduire lors des différentes expériences, à savoir :

- un transfert de gaz dissous au sein de la phase liquide lorsque les pressions d'injection sont faibles ;
- le développement d'une phase gazeuse et un écoulement diffus et homogène des fluides (eau et gaz) au travers de l'échantillon lorsque la pression d'injection augmente ;
- un écoulement gazeux localisé et discret au-delà d'une certaine pression d'injection ;
- le retour progressif aux propriétés initiales de transfert lorsque l'injection est stoppée, bien que l'échantillon garde la mémoire des chemins d'écoulement précédemment créés pour de futures injections gazeuses (comportement de « sealing »).

Ces quatre mécanismes sont développés ci-dessous à partir d'observations expérimentales. Cependant, les mécanismes d'écoulement du gaz dans les roches argileuses sont complexes et de nombreux facteurs les influencent. Une dernière section sera dès lors consacrée aux conditions expérimentales importantes modifiant la migration du gaz dans les roches argileuses.

5.2.1 Transport du gaz dissous

Considérons une injection de gaz au sommet d'un échantillon cylindrique d'argile. Lorsque les quantités injectées de gaz sont faibles, le gaz est dissous totalement dans la phase liquide. Le gaz dissous migre alors principalement via la diffusion au sein de la phase liquide. Il est possible d'étudier expérimentalement la cinétique de diffusion du gaz, bien que ces essais soient particulièrement lents et les quantités injectées de gaz très faibles. Les dispositifs

expérimentaux envisagés pour ce type d'expériences permettent de maintenir l'échantillon sous pression lithostatique afin de s'assurer du transfert du gaz injecté sous forme dissoute. Grâce à ces tests, il est possible de déterminer un coefficient de diffusion du gaz dissous au sein de la phase liquide. En particulier, les travaux de Volckaert et al. (1995) sur des échantillons d'argiles de Boom, ceux de Rebour et al. (1997) et Boulin (2008) sur l'argilite du Callovo-Oxfordien et ceux de Rübel et al. (2002) sur l'argile à Opalinus ont permis de quantifier le coefficient de diffusion de l'hydrogène ou de l'hélium dissous dans des roches saturées envisagées pour l'enfouissement de déchets radioactifs (Tableau 2-3). Les coefficients de diffusion ainsi mesurés sont des coefficients de diffusion apparents, qui dépendent du gaz testé, mais aussi du milieu poreux. La cinétique de diffusion dépend en effet de la tortuosité du matériau, qui caractérise le chemin que les particules doivent parcourir entre les grains (Figure 2-43), ainsi que du degré de saturation.

Les coefficients de diffusion des gaz dans l'eau sont de l'ordre de $10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ (Fredlund & Rahardjo, 1993) et sont donc réduits d'un à deux ordres de grandeur dans les matériaux argileux saturés (Tableau 2-3). Seuls les résultats expérimentaux de Boulin (2008) ne permettent pas d'obtenir le même ordre de grandeur du coefficient de diffusion dans les roches, mais il signale que la technique expérimentale développée comporte certaines limites et que la cinétique mesurée ne concerne certainement pas uniquement la diffusion du gaz dissous. Les mesures du coefficient de diffusion apparent des gaz dissous dans les roches argileuses restent actuellement trop peu précises. Elles constituent donc un axe important des recherches expérimentales à venir.

Matériau	Références	Gaz	Coefficient de diffusion (m^2/s)
Argile de Boom	Volckaert et al., 1995	H_2	$6.9 \cdot 10^{-11} - 9.8 \cdot 10^{-10}$
Argilite du Callovo-Oxfordien	Rebour et al., 1997	He	$6 \cdot 10^{-11}$
	Boulin, 2008	H_2	$10^{-9} - 10^{-8}$
Argile à Opalinus	Rübel et al., 2002	He	$2.2 \cdot 10^{-11} - 4.8 \cdot 10^{-11}$

Tableau 2-3 : Coefficient de diffusion de gaz dissous dans l'eau pour différents types de roches en conditions saturées

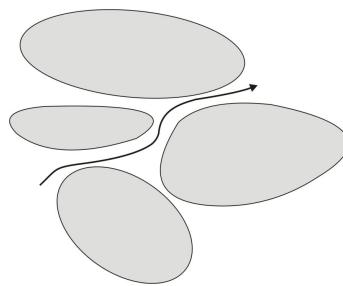


Figure 2-43 : Tortuosité au sein d'un milieu poreux

Tout comme pour l'effet Klinkenberg (section 3.4.5), on constate également une modification du coefficient de diffusion avec la pression d'injection de gaz dans les roches argileuses (Figure 2-44). Ce phénomène est connu sous le nom d'effet Knudsen. Il s'explique par les interactions existantes entre les molécules de gaz et les parois des pores qui sont d'autant plus importantes que :

- le rayon des pores est faible, ce qui est le cas des roches argileuses ;
- la pression d'injection de gaz est faible, car cela augmente la probabilité d'interactions avec la paroi et non avec d'autres molécules.

Dans ces conditions, les molécules de gaz n'interagissent dès lors pas uniquement avec les molécules de l'autre espèce, mais également avec les pores du matériau. Dès lors, la diffusion

au sein de la phase gazeuse diminue. Cet effet a été quantifié sur l'argile du Callovo-Oxfordien (Figure 2-44), mais reste suffisamment limité que pour pouvoir être intégré dans la dispersion du coefficient de diffusion de l'argile (Sercombe et al., 2007 ; Boulin, 2008).

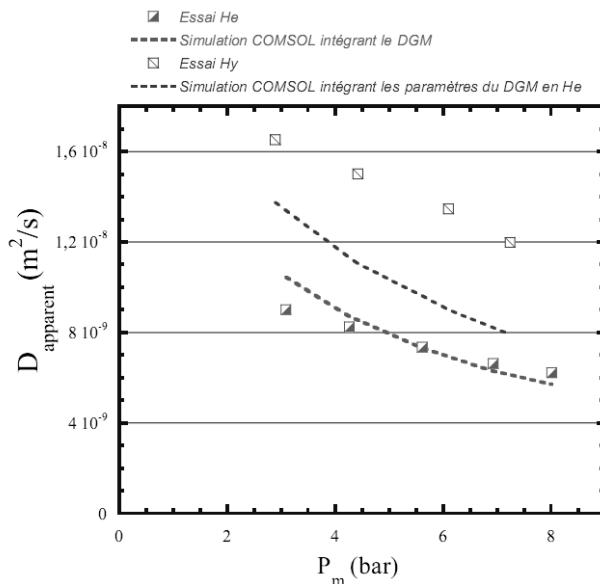


Figure 2-44: Evolution du coefficient de diffusion apparent au sein de la phase gazeuse en fonction de la pression moyenne de gaz pour différents gaz testés sur des échantillons d'argile du Callovo-Oxfordien – Mise en évidence de la diffusion Knudsen (Boulin, 2008)

5.2.2 Transport biphasique eau-gaz

La quantité de gaz que l'on peut dissoudre dans l'eau est donnée par la loi de Henry et dépend d'un coefficient de solubilité (ou coefficient de Henry) qui ne dépend que de la température. Lorsque la quantité de gaz injecté atteint la limite de solubilité du gaz, une « bulle de gaz » se développe au contact de la zone d'injection. Cependant, pour observer un écoulement de la phase gazeuse, il est nécessaire d'augmenter la pression d'injection jusqu'à l'obtention d'une pression capillaire égale à la « **pression d'entrée d'air** ». Cette pression capillaire est nécessaire pour vaincre les ménisques capillaires et désaturer les pores du matériau. Cette notion de « pression d'entrée d'air » trouve son explication dans l'expérience du tube capillaire, exposée à la section 2 (Figure 2-4). En effet, si le rayon des pores r est connu, il est possible à partir de la loi de Jurin (équation 2-1) de définir la pression capillaire nécessaire à la désaturation des pores du matériau :

$$p_{ae} = p_g - p_w = \frac{2\sigma_{GL}}{r} \cos \theta \quad (2-31)$$

où σ_{GL} est la tension de surface à une interface gaz – eau ($= 0.073 \text{ Nm}^{-1}$ à 20°C pour le contact hydrogène – eau) et θ est l'angle de mouillage (0° pour le contact hydrogène – eau). A titre indicatif, une pression d'entrée de gaz de 8 MPa (respectivement 7 MPa) correspondrait à un rayon de pore de l'ordre de 18 nm (respectivement 21 nm).

La détermination de la pression d'entrée d'air à partir de la formule de Jurin suppose que le rayon de l'ensemble des pores est identique, ce qui en pratique n'est pas vérifié. En réalité, l'intrusion du gaz prend initialement place au sein des pores les plus larges et situés à proximité du système d'injection, car ce sont ceux qui offrent la plus faible résistance aux forces capillaires. La détermination de la distribution de la taille des pores d'un échantillon se

révèle dès lors un enjeu important pour l'identification de pressions d'entrée d'air. Dans les matériaux fins, la courbe porosimétrique peut s'obtenir grâce à une injection de mercure (et éventuellement une extrusion d'azote) (Andra, 2005 ; Marschall et al., 2005 ; Boulin et al., 2008a). Cette méthode consiste à mesurer le volume de mercure qu'il est possible d'injecter dans le matériau pour différentes pressions d'injection. A partir de la loi de Jurin, on peut déterminer la proportion des pores connectés correspondant à un certain rayon capillaire (Figure 2-45 (a)). De là, on obtient la courbe porosimétrique du matériau. En particulier, pour l'argile du Callovo-Oxfordien, la porosimétrie mercure laisse apparaître une proportion importante de pores présentant un diamètre d'environ 20 nm. Le modèle conceptuel de distribution de la taille des pores proposé par l'Andra dans le référentiel 2005 (Andra, 2005) suppose que le diamètre des pores varie entre 1 nm et 10 μm , mais avec un pic de distribution autour de 20 nm (Figure 2-45 (b)). La détermination d'une pression d'entrée d'air n'est donc pas évidente, car même si du gaz pénètre pour des pressions d'injection correspond à des rayons capillaires de l'ordre du nanomètre, la quantité injectée reste faible. L'intrusion gazeuse se marque donc principalement pour des rayons de 20 nm.

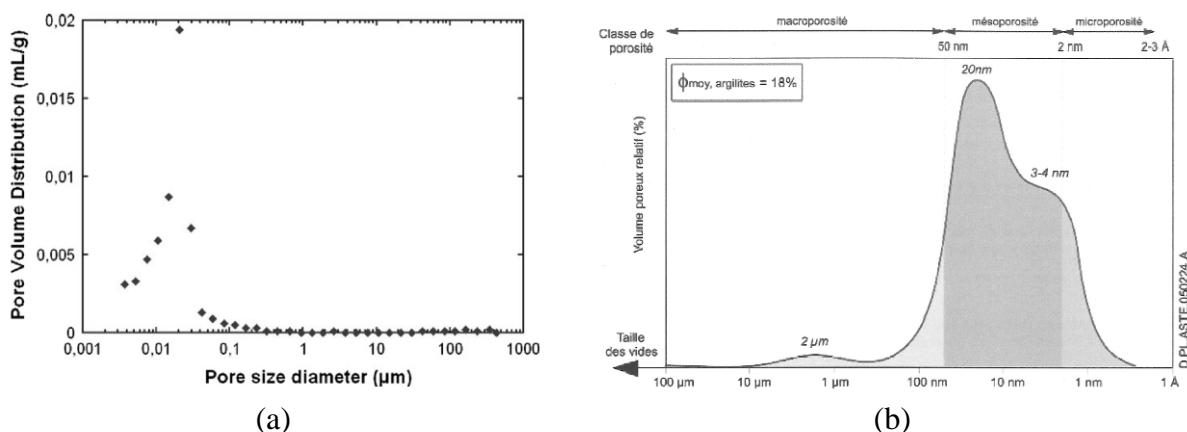


Figure 2-45 : (a) Distribution de la taille des pores de l'argile du Callovo-Oxfordien déterminée par intrusion mercure (Boulin et al., 2008a) – (b) Modèle conceptuel de distribution de la taille des pores dans l'argile du Callovo-Oxfordien (Andra, 2005)

Dans le cadre des travaux du groupement de laboratoires « Gaz » de l'Andra, le Laboratoire de Mécanique de Lille a déterminé des pressions d'entrée de gaz sur des plaques minces d'argile du Callovo-Oxfordien (Andra, 2009). Une injection de gaz par paliers de pression croissante est réalisée sur des échantillons minces (10 à 30 mm), jusqu'à ce qu'un détecteur repère le passage du gaz. Les premiers résultats partiels montrent que la pression d'entrée de gaz de l'argile du Callovo-Oxfordien semble comprise entre 1 et 3 MPa, soit moins que les valeurs obtenues par la formule de Jurin.

Une fois la pression d'entrée de gaz atteinte, un écoulement biphasique d'eau et de gaz s'installe. De l'eau est ainsi expulsée de l'échantillon suite à l'intrusion gazeuse. La migration du gaz au sein du milieu poreux se fait alors principalement au sein de la phase gazeuse et est contrôlée par la perméabilité au gaz du matériau. Cette perméabilité au gaz est influencée par les caractéristiques capillaires du matériau partiellement saturé, à savoir :

- la courbe de rétention;
- les courbes de perméabilité relative à l'eau et au gaz.

Une synthèse des données expérimentales à ce sujet a été réalisée pour l'argile du Callovo-Oxfordien à la section 3 de ce chapitre.

5.2.3 Développement de chemins préférentiels d'écoulement

La détermination d'une perméabilité au gaz repose généralement sur l'hypothèse que le milieu est homogène et les écoulements diffus au travers de l'échantillon. Cette hypothèse semble valable pour des échantillons initialement secs, voire très partiellement saturés (Zhang & Rothfuchs, 2004 ; Romero et al., 2003) et pour de faibles pressions ou vitesses d'injection de gaz. Mais de nombreuses expériences sur des échantillons initialement saturés mettent en évidence le développement progressif de **chemins préférentiels d'écoulement** pour permettre la migration du gaz lorsque la pression d'injection augmente (Figure 2-46). Dans ce cas, le concept de perméabilité au gaz de l'échantillon (basé sur les principes des milieux continus) n'est plus adéquat pour caractériser la migration du gaz. D'autres explications physiques sont alors nécessaires pour comprendre les transferts de gaz.

Lorsque la pression d'injection de gaz augmente, des chemins préférentiels d'écoulement se développent au sein de l'échantillon argileux. L'existence de chemins discrets d'écoulement a été particulièrement bien mise en évidence par Harrington & Horsemann (2003), qui ont développé un dispositif permettant une injection ponctuelle de gaz au centre de l'échantillon. Différents capteurs de détection de l'arrivée du gaz sont placés à équidistance de la source. Les résultats montrent que le gaz n'est pas détecté au même moment et en même quantité dans chaque capteur, signe que les écoulements sont favorisés dans certaines directions qui ne sont en outre pas celles de l'anisotropie de perméabilité (Figure 2-47).



Figure 2-46 : Mise en évidence expérimentale de chemins préférentiels d'écoulement du gaz sur un échantillon d'argile de Boom soumis à des paliers d'injection de pression de gaz croissante (Volckaert et al., 1995)

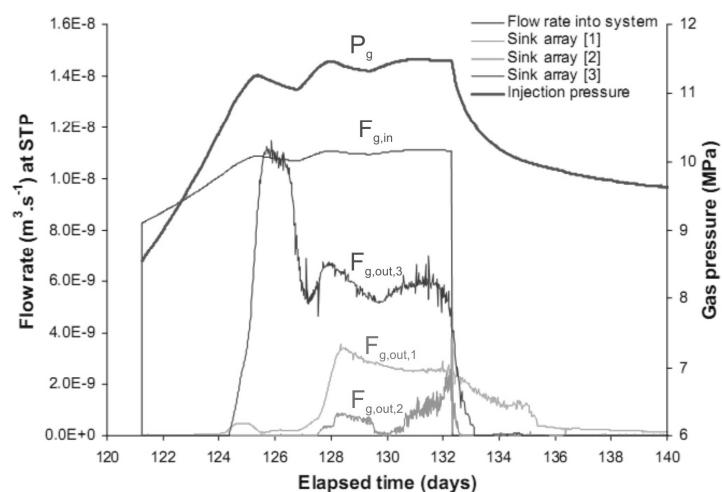


Figure 2-47 : Essais de migration de gaz à flux contrôlé sur un échantillon initialement saturé de bentonite MX-80 – Mise en évidence du développement de chemins préférentiels à partir d'une injection ponctuelle centrale et de capteurs de flux de gaz de sortie situés autour de l'échantillon et à égale distance de la source (Harrington & Horsemann, 2003)

L'essai classique caractérisant les modes de transport du gaz dans les matériaux argileux consiste à injecter du gaz sur une face de l'échantillon et de détecter la percée du gaz sur la face opposée. La pression d'injection pour laquelle la première percée du gaz est observée à travers l'échantillon est reliée au concept de « **pression de fracturation** » ou de « **breakthrough pressure** », qui sont définies comme la pression capillaire nécessaire pour obtenir une percée du gaz au travers l'échantillon. Les mécanismes de transfert de gaz diffèrent selon les conditions d'injection de l'essai. On distingue ainsi :

- i. les essais de perméation à pression d'injection contrôlée;
- ii. les essais de perméation à flux d'injection contrôlé ;
- iii. les essais de perméation à volume constant.

i. *Essais de perméation à pression d'injection contrôlée*

Le développement de chemins préférentiels d'écoulement a été mis en évidence lors d'expériences de perméation de gaz à pression d'injection contrôlée par (Figure 2-48):

- une augmentation soudaine du flux de sortie, en aval de l'échantillon. La pression d'injection correspondant à cette première percée du gaz permet la détermination de la « **pression de fracturation** » ou « **breakthrough pressure** » ;
- de nouvelles augmentations soudaines du flux de sortie, si la pression d'injection de gaz est de nouveau augmentée (Nagra, 2002), signe du développement de nouveaux chemins d'écoulement.

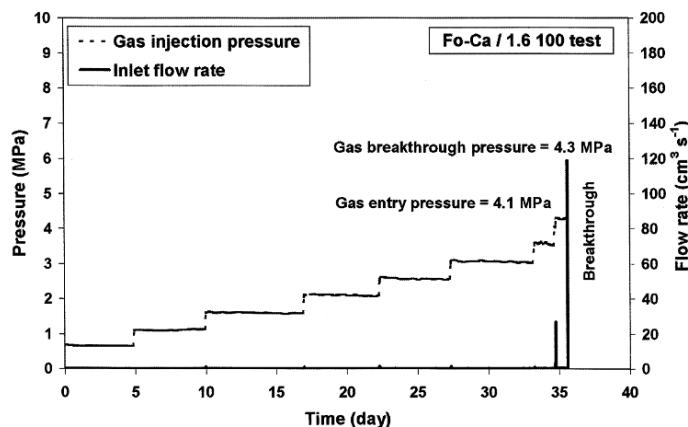


Figure 2-48 : Expérience de perméation de gaz avec augmentation par paliers de la pression d'injection sur un échantillon de bentonite Fo-Ca compactée (1.6 g/cm³) et initialement saturé – Mise en évidence de la « **breakthrough pressure** » via l'évolution temporelle de la pression d'injection et du flux gazeux de sortie (Gallé, 2000)

Ce type d'expérience à pression de gaz contrôlée est assez classique et ont été réalisées sur de nombreux matériaux argileux, en particulier sur des argiles gonflantes (bentonite, MX80...). Les pressions de fracturation déterminées lors de ces différents essais sont synthétisées au Tableau 2-4.

On constate que les pressions de fracturation sur les argiles gonflantes sont généralement plus importantes que sur les roches argileuses naturelles. Ceci s'explique par les pressions de gonflement importantes qui se développent dans les matériaux gonflants. Pusch et al. (1980) ont ainsi réalisé huit essais sur des échantillons de bentonite MX-80 initialement saturés. Ils montrent que le gaz traverse l'échantillon lorsqu'une certaine pression d'injection est atteinte. Cette pression est approximativement égale à la pression de gonflement du matériau. Ils

montrent également que la saturation des échantillons après percée du gaz reste très proche des 100%, ce qui suggère que le gaz traverse l'échantillon par un petit nombre de chemins discrets et que la quantité d'eau expulsée de l'échantillon est très faible. L'utilisation d'un modèle d'écoulement biphasique classique ne suffira donc probablement pas à reproduire de tels écoulements. Cette faible désaturation des échantillons soumis à une invasion gazeuse a été confirmée sur des essais sur l'argile de Boom par Volckaert et al. (1995) et sur la bentonite MX-80 par Harrington & Horseman (2003).

Tanaï et al. (1997) ont également examiné la relation entre pression de gonflement et « pression de fracturation » de deux matériaux gonflants initialement saturés: la bentonite Kunigel VI et le mélange argileux Fo-Ca. Ils confirment que les « pressions de fracturation » déterminées expérimentalement lors d'essais à paliers de pressions d'injection croissantes sont très proches des pressions de gonflement.

Matériaux	Références	Breakthrough pressure (MPa)
Argile de Boom	Volckaert et al., 1995	0.9 – 2.9
Argilite du Callovo-Oxfordien	Harrington et al., 2010	En cours d'analyse
Argile à Opalinus	Nagra, 2002	4.1
MX-80	Horseman & Harrington, 1997	6.8
Bentonite	Graham et al., 2002	3.6 – 5.4
Fo-Ca clay mixture	Gallé, 2000	4.3

Tableau 2-4 : Pressions de fracturation sur matériaux argileux initialement saturés déterminées lors d'essais de perméation à pression contrôlée

ii. Essais de perméation à flux d'injection contrôlé

Le développement de chemins préférentiels d'écoulement a également été mis en évidence lors d'expériences de perméation de gaz à flux d'injection contrôlé. Ce type d'expériences est assez similaire aux expériences à pression contrôlée. On constate également une augmentation soudaine du flux de sortie lors de la percée du gaz (Figure 2-49). Cependant, contrairement aux essais à pression contrôlée, la pression d'injection passe par un maximum lors de la percée du gaz, pour ensuite se stabiliser à une pression (appelée « shut-in pressure ») caractéristique de l'instauration d'un régime d'écoulement permanent.

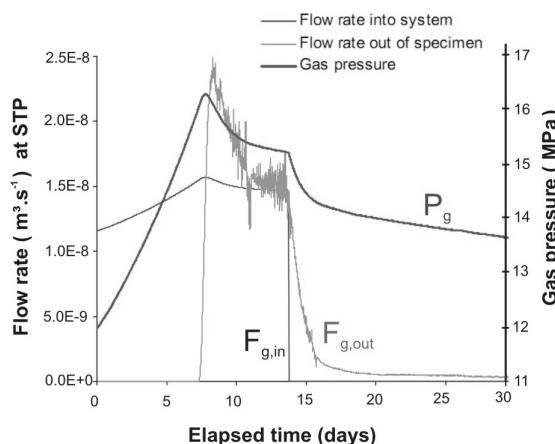


Figure 2-49 : Essais de perméation de gaz à flux contrôlé sur un échantillon initialement saturé de bentonite MX-80 – Mise en évidence de la « breakthrough pressure » à partir de l'évolution temporelle du flux d'injection, du flux de sortie et de la pression d'injection pour un essai à confinement isotrope de 16 MPa et pression d'eau initiale de 1.01 MPa (d'après Harrington & Horseman, 2003)

Ce comportement, synthétisé à la Figure 2-50, est similaire à celui observé lors de phénomènes de fracturation hydraulique. Une telle expérience montre combien le comportement mécanique des argiles est couplé avec les écoulements gazeux au-delà d'une certaine pression d'injection.

Différents essais à flux contrôlé sur l'argile de Boom ou des bentonites MX-80 sont synthétisés au Tableau 2-5. Ce tableau montre la dépendance du confinement sur les pressions de fracturation mesurées. De plus, les pressions de fracturation des argiles gonflantes sont plus élevées que celles des argiles naturelles, vu les pressions de gonflement développées par ces matériaux. Ces observations sont similaires à celles déduites des essais à pression contrôlée.

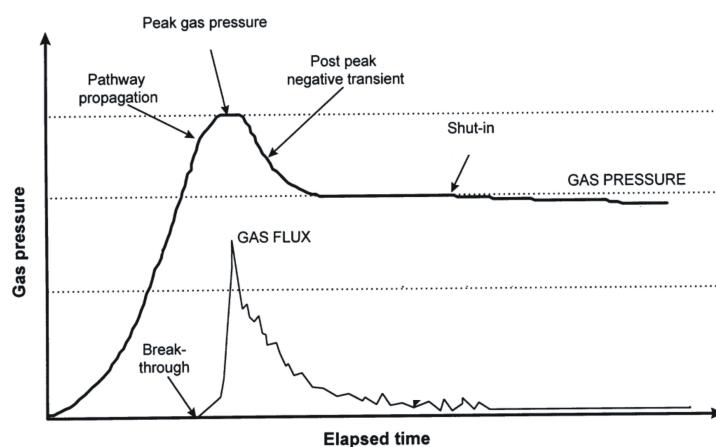


Figure 2-50 : Schéma de l'évolution de la pression d'injection et du flux de sortie lors d'un essai de perméation de gaz à flux d'injection constant (d'après Horseman et al., 1999)

Matériaux	Références	Débit ($\mu\text{l h}^{-1}$)	Confinement (MPa)	Breakthrough pressure (MPa)	Shut-in pressure (MPa)
Argile de Boom	Volckaert et al., 1995 ; Ortiz et al., 1997	375 375	4.40 6.20	1.27 – 1.93 2.13	1.73 ?
MX-80	Horseman & Harrington, 1997; Horseman et al., 1999	375	8	6.84 – 8.01	6.79 – 7.98
		375	16	14.25 – 15.30	13.74 – 14.22
		375	22	17.91	16.79
MX-80	Harrington & Horseman, 2003	375	10 (axial)	9	7.8
		375	Volume constant	14.4	8

Tableau 2-5 : Pressions de fracturation sur matériaux argileux initialement saturés déterminées lors d'essais de perméation à flux contrôlé

Dans les essais à flux contrôlé, il est possible d'observer un comportement cyclique de la pression d'injection une fois le « breakthrough » obtenu (Mallants & Jacques, 2004). Ce comportement a été observé sur l'argile de Boom, mais également plus récemment sur l'argilite du Callovo-Oxfordien (Harrington et al., 2010). Ce phénomène a été interprété par la présence de chemins préférentiels instables au sein de l'échantillon. Ils sont expliqués par la répétition des séquences suivantes (Figure 2-51):

- ouverture de chemins préférentiels suite à la montée de la pression d'injection
- chute de la pression d'injection suite à l'ouverture de chemins préférentiels ;
- refermeture des chemins préférentiels suite à la chute de la pression d'injection ;
- augmentation de la pression d'injection suite à la fermeture des chemins préférentiels.

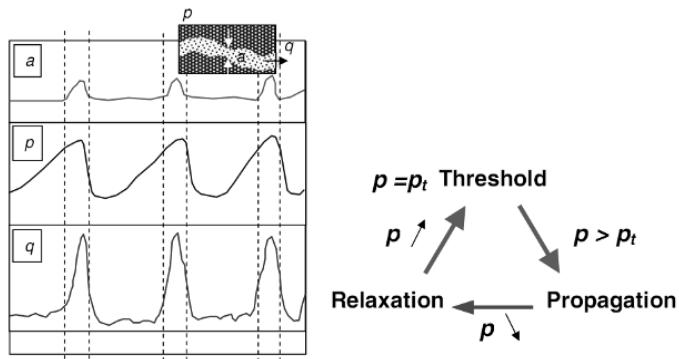


Figure 2-51 : Evolution de la pression (p), du débit dans les fractures (q) et de l'ouverture des fractures (a) lors des processus transitoires post-breakthrough (d'après Alkan & Muller, 2008)

iii. Essais de perméation à volume constant

Le principe de cette expérience est légèrement différent. Il a pour objectif de contrecarrer les limitations des deux méthodes expérimentales précédentes. En effet, les essais à pression ou à flux contrôlé se doivent d'être très lents pour s'assurer que les chemins préférentiels aient bien le temps de se développer avant de passer à une pression d'injection supérieure et éviter ainsi une surestimation de la pression de fracturation (à titre d'exemple, les essais de perméation au gaz réalisés par le British Geological Survey sur l'argile du Callovo-Oxfordien (Andra, 2009 ; Harrington et al., 2010) durent environ deux années afin de permettre une bonne caractérisation du comportement hydro-mécanique du matériau).

Afin de s'affranchir de cette contrainte temps, Hildenbrand et al. (2002) ont développé des essais à volume de gaz constant sur des échantillons d'argile de Boom et d'argile à Opalinus, initialement saturés. L'échantillon est entouré (Figure 2-52-a):

- d'une cavité en amont de volume constant et remplie de gaz à une pression P_1 élevée et supérieure à la pression d'entrée d'air (entre 10 et 20 MPa selon les expériences);
- d'une cavité en aval de volume constant et remplie de gaz initialement à la pression atmosphérique P_2 .

L'expérience consiste à laisser le système évoluer librement en enregistrant l'évolution des pressions dans les deux réservoirs.

Le gaz va migrer progressivement à travers l'échantillon et la pression P_1 en amont diminue dès lors légèrement. L'augmentation soudaine de la pression aval P_2 est signe de la percée du gaz. Au bout d'un certain temps, les pressions amont et aval se stabilisent, sans être toutefois égales (Figure 2-52 (b)). Plus aucun transfert de gaz par advection n'a alors lieu dans l'échantillon, car la diminution de la pression amont a provoqué la réimbibition en eau des plus grands pores interconnectés assurant le transfert d'une extrémité à l'autre du matériau. La différence entre les pressions à l'équilibre des deux cavités représente donc la pression capillaire à partir de laquelle le réseau poreux n'est plus connecté au gaz. Elle correspond donc à la plus petite barrière capillaire à vaincre pour réaliser un transfert gazeux à travers l'échantillon. A ce titre, elle est donc une mesure de la « pression de fracturation » ou « breakthrough pressure ».

Les essais réalisés d'une part sur l'argile de Boom (Hildenbrand et al., 2002) et sur la bentonite (Graham et al., 2002) montrent qu'il est possible d'obtenir une percée du gaz pour des pressions capillaires inférieures aux « pressions de fracturation » mesurées par d'autres auteurs sur les mêmes matériaux lors d'essais classiques à pressions ou à flux imposés. Une telle expérience met donc en évidence l'importance de la vitesse d'injection ou de la cinétique

de la migration sur la détermination de paramètres caractérisant le transfert. Des essais similaires sont actuellement réalisés par l'équipe du RWTH sur l'argile du Callovo-Oxfordien dans le cadre du programme de recherches du GL Gaz de l'Andra (Andra, 2009 ; Krooss & Alless, 2008). Différents résultats expérimentaux sont résumés au Tableau 2-6. La comparaison de telles pressions de fracturation avec des essais à pression ou flux contrôlé est néanmoins à analyser en détail, vu les fortes différences dans les confinement appliqués.

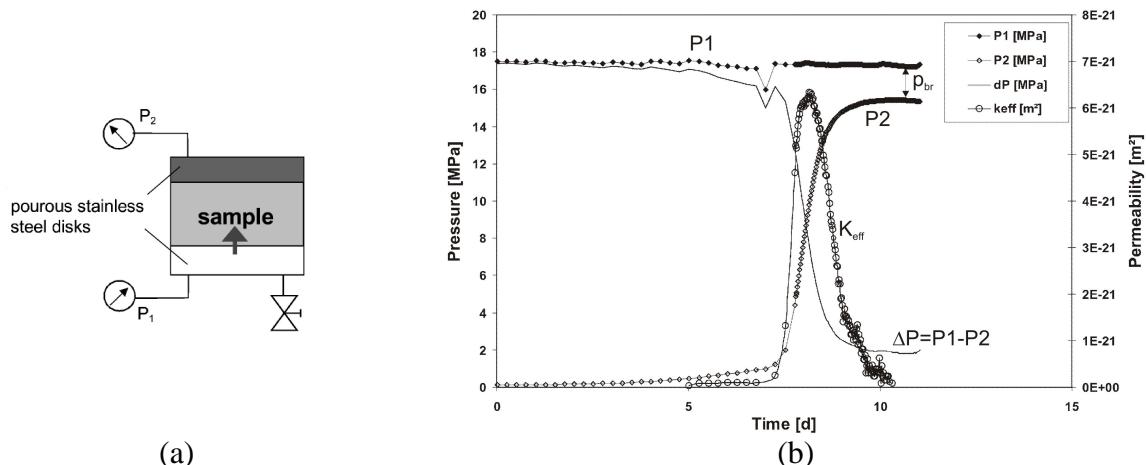


Figure 2-52 : (a) Vue schématique de l'expérience de perméation au gaz à volume constant et (b) observations expérimentales typiques d'un essai de perméation : évolution temporelle des pressions dans les réservoirs amont (P1) et aval (P2) pour un échantillon d'argile du Callovo-Oxfordien initialement saturé (Hildenbrand et al., 2002)

Matériaux	Références	Confinement (MPa)	Breakthrough pressure (MPa)
Argile de Boom	Hildenbrand et al., 2002	30	0.06 – 1.89
Argile à Opalinus	Hildenbrand et al., 2002	30	Pas atteint la stabilisation
Argilite du Callovo-Oxfordien	Andra, 2009 – RWTH	40	4.75 – 5.3

Tableau 2-6 : Pressions de fracturation sur matériaux argileux initialement saturés déterminées lors d'essais de perméation à volume constant

5.2.4 Cicatrisation – Sealing

Il est également intéressant de s'attacher au comportement des matériaux argileux soumis à des cycles d'injection de gaz, entrecoupés par des périodes sans injection. Horseman et al. (1999) et Harrington & Horseman (2003) ont réalisé de tels essais à flux contrôlés sur des échantillons de bentonite MX80. Ils montrent que (Figure 2-53) :

- le pic de pression de gaz caractéristique du « breakthrough pressure » est beaucoup plus marqué et élevé lors de la première injection dans la roche saine que lors de la seconde injection ;
- la pression de gaz « post-pic » se stabilise à une valeur plus faible lors de la seconde période d'injection que lors de la première.

Sur d'autres essais sur le même matériau, ils montrent également que l'échantillon soumis à une injection de gaz jusqu'à obtention de la percée du gaz par « fracturation », puis soumis à une période sans injection lors de laquelle il se resature, retrouve sa perméabilité à l'eau initiale.

Ils interprètent ces observations comme une évidence du comportement de cicatrisation ou de « sealing » des roches argileuses soumise à une perméation au gaz. La bentonite garde en effet

la **mémoire des chemins préférentiels** initialement créés lors de la première injection, même si la réimbibition en eau permet au matériau de retrouver sa perméabilité à l'eau initiale.

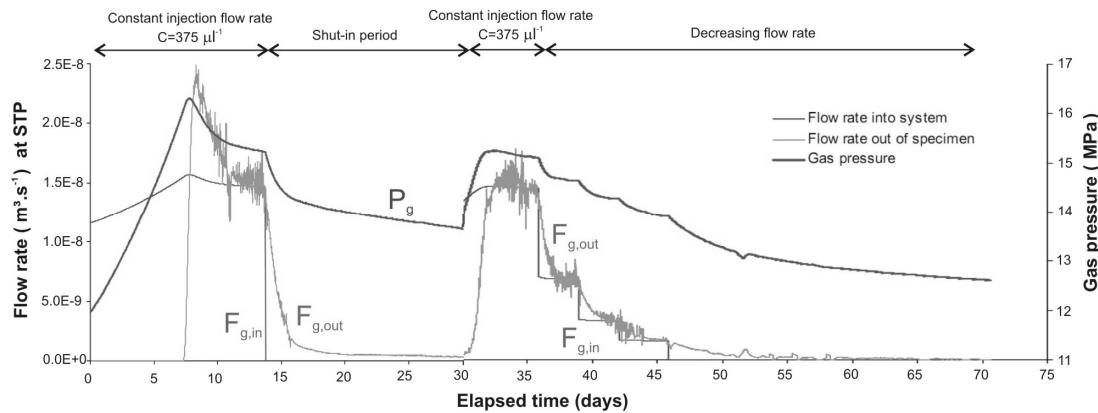


Figure 2-53 : Essais de migration de gaz à flux contrôlé sur un échantillon initialement saturé de bentonite MX-80 – Mise en évidence de la réactivation des chemins préférentiels à partir de l'évolution temporelle des flux d'injection et de sortie et de la pression d'injection pour un essai à confinement isotrope de 16 MPa et pression d'eau initiale de 1.01 MPa (d'après Harrington & Horseman, 2003)

5.2.5 Facteurs influençant les essais en laboratoire

Les mécanismes de transfert de gaz dans les roches argileuses sont complexes. Lors de la conception d'une expérience de perméation au gaz, plusieurs choix expérimentaux peuvent influencer les résultats obtenus, que ce soit dans les conditions opérationnelles ou les conditions initiales des échantillons testés. Dans cette section, nous allons analyser en détail certains facteurs modifiant les résultats. Les paramètres étudiés sont :

- la cinétique d'injection ;
- le chargement mécanique des échantillons ;
- la composition et la nature de la roche argileuse ;
- les dimensions de l'échantillon testé ;
- la saturation initiale de l'échantillon ;
- l'endommagement initial de l'échantillon ;
- la présence éventuelle d'interfaces entre matériaux.

5.2.5.1 Cinétique d'injection

La cinétique du développement des chemins préférentiels est un enjeu important, relativement peu étudié jusqu'à présent dans les travaux expérimentaux. Il serait intéressant d'étudier si la pression de fracturation est dépendante du flux d'injection imposé et donc de la cinétique de la montée en pression. D'autre part, il faudrait étudier quel est le temps nécessaire au développement de chemins préférentiels lorsqu'une pression d'injection est maintenue constante lors d'un essai de perméation au gaz.

La première question a été très peu étudiée jusqu'à présent. Horseman et al. (1999) ont réalisé des essais de perméation à flux décroissants sur un même échantillon de bentonite MX-80 initialement saturé. Il est cependant difficile de tirer des conclusions sur la dépendance de la pression de fracturation avec le flux imposé, car des phénomènes de sealing interviennent dans une telle expérience.

Les aspects liés au temps nécessaire au développement de chemins préférentiels ont été plus largement étudiés expérimentalement. Hildenbrand et al. (2002) ont montré sur des échantillons d'argile de Boom que les pressions de fracturation mesurées lors d'essais de

perméation à volume constant sont inférieures à celles déterminées lors d'essais à pression contrôlée, ce qui tend à montrer que la dynamique des écoulements est un paramètre important contrôlant le développement des chemins préférentiels. Ceci a été présenté en détails dans la section 5.1.3. D'autre part, lors d'essais de perméation de gaz à pression contrôlée sur des échantillons d'illite, Graham et al. (2002) ont montré qu'il était possible d'obtenir la percée du gaz quelque soit la pression d'injection imposée. Le temps d'attente nécessaire à la détection de l'arrivée du gaz croît lorsque la pression d'injection diminue (Figure 2-54). Ces dernières observations vont à l'encontre du principe de « pression de fracturation » ou « breakthrough pressure », mais n'ont été observées que dans cette expérience-ci.

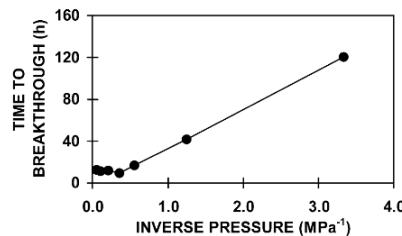


Figure 2-54 : Temps de percée pour des tests à pression constante sur des échantillons initialement saturés d'illite (Graham et al., 2002)

Ces différents résultats montrent que la cinétique de montée en pression joue certainement un rôle important dans les mécanismes de percée du gaz, mais ces aspects ne sont actuellement pas encore bien compris.

5.2.5.2 Chargement mécanique

Le développement des chemins préférentiels dans les matériaux argileux dépend du chargement mécanique de l'échantillon testé. Trois chargements mécaniques ont ainsi été testés sur des échantillons de bentonite MX-80 initialement saturés soumis à un flux de gaz de $375 \mu\text{l h}^{-1}$ (Horseman et al., 1999 ; Harrington & Horseman, 2003):

- un essai à confinement isotrope ;
- un essai avec un confinement axial et des déformations radiales empêchées (type oedométrique) ;
- un essai à volume constant.

Ils constatent que les pressions de fracturation mesurées lors d'essais de perméation à volume constant sont toujours plus importantes que celles mesurées lors d'essais en conditions oedométriques (Tableau 2-7). Ces deux essais fournissent en outre des pressions de fracturation plus importantes que lors des essais à confinement isotrope. Ces observations suggèrent que le développement de chemins préférentiels s'accompagne de la dilatation du matériau. Cette dilatation étant empêchée dans les essais à volume constant, il est nécessaire d'augmenter la pression de gaz pour ouvrir les chemins discrets.

Références	Débit ($\mu\text{l/h}$)	Chargement mécanique	Breakthrough pressure (MPa)
Horseman et al., 1999	375	Confinement isotrope 8 MPa	6.84 – 7.04
Harrington & Horseman, 2003	375	Confinement axial 10 MPa (cond. oedométriques)	9
Harrington & Horseman, 2003	375	Volume constant	14.4

Tableau 2-7 : Pressions de fracturation sur bentonite MX-80 initialement saturée déterminées lors d'essais de perméation à flux contrôlé pour différents types de chargement mécanique

5.2.5.3 Composition et nature de la roche argileuse

Il est intéressant de se demander si la composition et la nature des roches argileuses testées n'influencent pas le mode de formation des chemins préférentiels d'écoulement, à savoir de la fracturation du matériau ou plutôt des écoulements le long des plus gros pores interconnectés de la matrice argileuse. Il n'y a à l'heure actuelle pas d'évidences expérimentales claires pour conclure à un lien entre nature de la roche argileuse et mécanisme de fracturation. Nous pouvons juste souligner que plusieurs tests montrent que les roches argileuses indurées telles que l'argile à Opalinus ou l'argilite du Callovo-Oxfordien présentent des signes de propagation de fracturation de l'échantillon, similaires à ceux observés lors de la fracturation hydraulique (Marschall et al., 2005).

5.2.5.4 Dimensions de l'échantillon

La dimension des échantillons peut éventuellement influencer la détermination des pressions d'entrée d'air ou de fracturation déterminées expérimentalement. Un tel effet d'échelle a été étudié par Skoczylas sur l'argilite du Callovo-Oxfordien (Andra, 2009 ; Duveau et al., 2010). Ces études montrent que l'effet d'échelle joue entre autres un rôle important sur la détermination de la pression d'entrée d'air (Figure 2-55). Il sera en effet d'autant plus probable de trouver un chemin de pores interconnectés laissant passer le gaz entre les deux faces de l'échantillon que l'épaisseur de l'échantillon est faible. La pression d'entrée d'air mesurée augmente donc avec l'épaisseur. Il faudra donc être attentif lorsque l'on transférera les conclusions sur les mécanismes de transfert de gaz de l'échelle des échantillons en laboratoire à l'échelle du site de stockage. Les expériences in-situ présentées ci-dessous nous aideront pour cela.

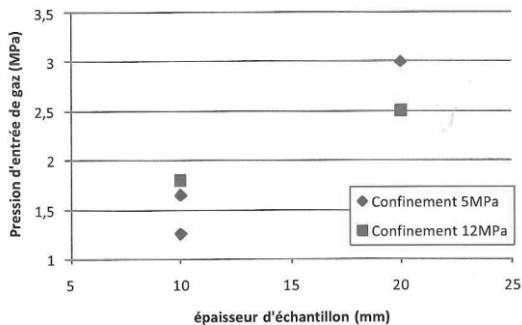


Figure 2-55 : Pression d'entrée d'air en fonction du confinement et de l'épaisseur de l'échantillon pour l'argilite du Callovo-Oxfordien – Résultats LML (Andra, 2009)

5.2.5.5 Saturation initiale de l'échantillon

La plupart des essais de perméation présentés jusqu'à présent mettent en évidence l'apparition de chemins préférentiels d'écoulement dans des échantillons initialement saturés. Lorsque l'échantillon est initialement partiellement saturé, la percée du gaz est rendue plus aisée et les pressions de fracturation mesurées au laboratoire diminuent (Figure 2-56). Pour des degrés de saturation initiaux inférieurs à 93 %, on constate que les pressions de fracturation restent constantes. Cette observation montre en fait qu'une fois l'échantillon initialement suffisamment désaturé, il n'y a plus de développement de chemins préférentiels dans le matériau, car il existe dès le début de l'injection des pores interconnectés non-saturés pour assurer les écoulements gazeux.

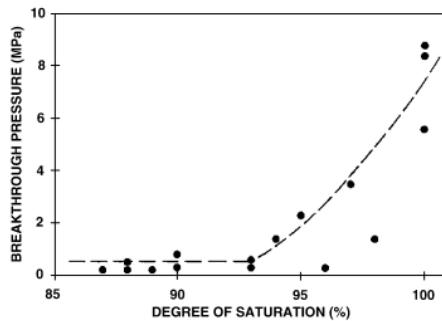


Figure 2-56 : Pression de fracturation en fonction du degré de saturation initial d'échantillons de bentonite (Graham et al., 2002)

5.2.5.6 Endommagement initial de l'échantillon

Nous avons expliqué précédemment que le développement de chemins préférentiels d'écoulement pouvait s'expliquer par la présence de discontinuités dans le matériau, antérieures à l'injection de gaz. Bien que refermées lors du confinement de l'échantillon, de telles discontinuités peuvent s'ouvrir sous l'action de la pression de gaz et donner lieu à des chenaux d'écoulement. Davy et al. (2007) ont ainsi testé des échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien initialement fracturés par traction lors d'essais brésiliens. Ils mesurent la perméabilité au gaz de tels échantillons sous différentes pressions de confinement. Ils montrent que la perméabilité au gaz diminue lorsque le confinement augmente, ce qui implique la fermeture des fractures (Figure 2-57). De la même manière, Rummel & Webber (2000) ont réalisé une série d'essais de perméation au gaz sur des échantillons d'argile à Opalinus placés dans une cellule triaxiale. Ils déterminent de la sorte la perméabilité au gaz d'un échantillon non-endommagé, puis augmentent le déviateur jusqu'à générer une fracturation par cisaillement. La perméabilité au gaz de l'échantillon fracturé est trois ordres de grandeur supérieure à celle du matériau intact.

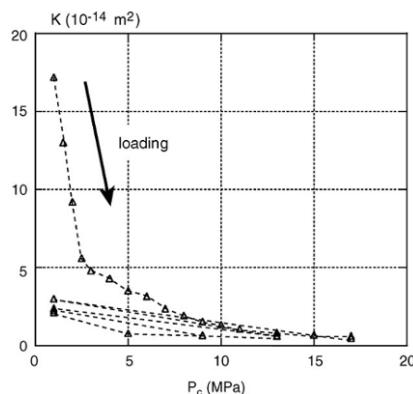


Figure 2-57 : Evolution de la perméabilité au gaz avec la pression de confinement d'échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien initialement fracturés par essais brésiliens (Davy et al., 2007)

5.2.5.7 Présence d'interfaces entre matériaux

Nous avons expliqué précédemment que le développement de chemins préférentiels pouvait s'expliquer soit par l'écoulement le long des plus gros pores de la matrice, soit par la fracturation du matériau, soit par la présence de fractures initiales réactivées par la propagation du gaz. Un autre élément peut cependant favoriser les écoulements gazeux au sein d'un système d'enfouissement de déchets : la présence d'interfaces entre les matériaux.

Arnedo et al. (2008) ont ainsi développé un dispositif expérimental permettant l'injection et l'extraction du gaz non plus aux surfaces de l'échantillon, mais ponctuellement et au sein même de l'échantillon (Figure 2-58). Ils ont réalisé leurs essais sur des mélanges sable – bentonite. Grâce à une cellule transparente, ils ont observé que le gaz se propageait préférentiellement entre les couches horizontales déposées lors de la compaction de l'échantillon et à l'interface entre l'échantillon et la cellule (Figure 2-58 (b)).

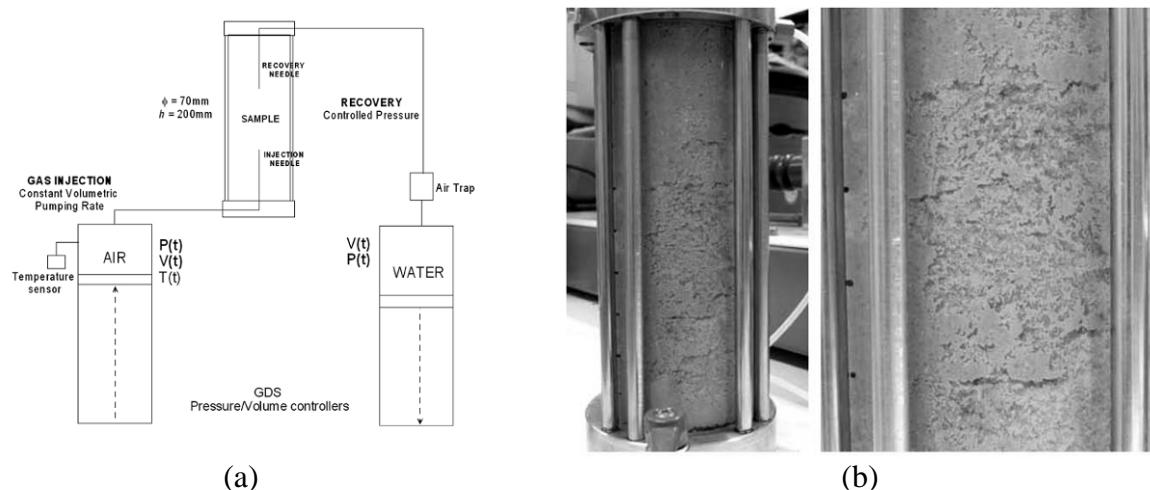


Figure 2-58 : (a) Schéma du dispositif expérimental d'essais de percée du gaz sur base d'un système d'injection et d'extraction utilisant des aiguilles – (b) Echantillons de mélange sable – bentonite après percée du gaz – Chemins préférentiels au contact entre la cellule et l'échantillon et aux limites entre les couches de compaction (couches horizontales) (Arnedo et al., 2008)

Davy et al. (2009) ont étudié la migration du gaz aux interfaces bentonite – argilite, dans un système de cylindre creux d'argilite dans lequel est placé un cylindre d'argile gonflante. La pression de gonflement développée par la bentonite lors de la resaturation initiale influence le transfert de gaz à l'interface entre les deux matériaux, ce qui met en évidence la nécessité de prendre en compte des couplages hydro-mécaniques pour de tels systèmes.

5.2.5.8 Conclusions

Cette analyse de l'influence des conditions expérimentales sur les mécanismes de transfert de gaz montre combien la migration du gaz dans les roches argileuses répond à des processus multiples et complexes. Développer des modèles de comportement en vue de la modélisation de tels phénomènes est donc une tâche difficile. A la fin de ce chapitre, nous proposerons une synthèse des processus de transfert basée sur les observations expérimentales. C'est sur base de cette synthèse que nous proposerons ensuite un modèle de comportement hydro-mécanique capable de reproduire le comportement d'un massif argileux soumis à une production continue de gaz.

5.3 Observations sur essais *in-situ*

Plusieurs essais de migration de gaz ont été ou sont réalisés dans les laboratoires souterrains de recherche. Ces essais à une échelle proche de celle du design envisagé pour l'enfouissement de déchets sont nécessaires pour compléter notre compréhension des mécanismes de transfert dans les roches argileuses. Ils permettent ainsi d'étudier :

- si les mécanismes observés au laboratoire sur des échantillons de petites tailles sont **transposables à l'échelle** et aux conditions de chargement mécanique caractéristiques d'un site de stockage de déchets radioactifs ;
- **la migration du gaz dans la zone endommagée autour des alvéoles**, créée lors de l'excavation des galeries. On parle dans ce cas de l'Excavated Damage Zone (EDZ), qui modifie probablement les paramètres de transfert de fluides dans une zone limitée autour des ouvrages souterrains et qui est difficilement étudiable sur des échantillons de petites tailles ;
- **la migration du gaz aux interfaces entre matériaux**. Différents matériaux interviennent dans les concepts envisagés pour le stockage de déchets radioactifs : roches argileuses, bouchon d'argile gonflante, béton, colis métalliques de déchets. Les contacts entre ces matériaux ne sont pas parfaits et les transferts de fluides à ces interfaces peuvent se révéler des mécanismes essentiels. Cependant, les conditions de transfert à ces interfaces peuvent évoluer dans le temps, par exemple suite aux pressions de gonflement développées par la barrière ouvragée en cours de resaturation.

Ces deux derniers points mettent une fois de plus en évidence l'importance de la prise en compte du couplage de la mécanique sur les écoulements gazeux dans nos modèles de comportement.

Le développement d'expériences de migration de gaz dans les laboratoires souterrains est assez récent. La plupart de ces expériences complexes sont toujours en cours voire en phase de développement. Il est dès lors difficile à l'heure actuelle d'analyser les résultats et de tirer des conclusions sur le comportement de la roche hôte et des barrières ouvragées soumises à une injection de gaz. Néanmoins, quelques essais « simples » d'injection de gaz dans des chambres d'injection situées dans des forages et isolées par des packers ont permis de mettre en évidence le développement de **chemins préférentiels** dans la roche hôte, en accord avec les observations au laboratoire. Le Tableau 2-8 ci-dessous synthétise une série d'essais d'injection menés dans des forages creusés dans la roche hôte, que ce soit l'argilite du Callovo-Oxfordien à Bure, l'argile à Opalinus à Mont-Terri et Benken ou l'argile de Boom à Mol.

Test	Durée d'injection (h)	Flux de gaz injecté en cond. STP (m/s)	Pression de fracturation (MPa)
Bure – Forage EST363 (Senger et al., 2004 ; Andra, 2005)	~ 60	$3.5 \cdot 10^{-5}$	~ 7
Benken O5 (Marschall et al., 2005)	~ 38	$1 \cdot 10^{-5}$	> 5
Mont-Terri GS-2 (Marschall et al., 2005)	~ 700	Pression contrôlée	~ 0.5
Mont-Terri GP-4 (Marschall et al., 2005)	~ 18	$7 \cdot 10^{-9}$	0.4 - 0.8
Mont-Terri GP-6 (Marschall et al., 2005)	~ 150	$2 \cdot 10^{-8}$	~ 1
Mol E-4 (Volckaert et al., 1995)	~ 500	Pression contrôlée	0.6 – 0.65
Mol E-5 (Volckaert et al., 1995)	~ 1000	Pression contrôlée	0.69

Tableau 2-8 : Synthèse d'essais in-situ d'injection de gaz dans différentes roches hôtes

Dans ce type d'essai, il est difficile de distinguer « pression d'entrée d'air » et « pression de fracturation », car l'arrivée du gaz n'est pas nécessairement mesurée en d'autres points et on se contente de suivre l'évolution de la pression d'injection. Sur base des essais de laboratoire montrant que ces deux valeurs sont proches, nous confondrons donc à présent ces deux termes.

Les pressions de fracturation (ou d'entrée d'air) sont relativement faibles et de l'ordre de 1 MPa, si ce n'est lorsque le débit d'injection est élevé. Dans ce cas, il semblerait que la pression d'injection monte tellement rapidement que la pénétration du gaz dans le milieu, accompagnée du développement de chemins préférentiels, ne puisse se faire instantanément et n'est donc observée que pour de plus fortes pressions capillaires. Pour information, les flux surfaciques de gaz injectés lors des expériences en laboratoire sont de l'ordre de 10^{-7} m/s.

En particulier, le test réalisé dans le forage GS-2 de Mont-Terri pour des débits d'injection variables comportait un forage parallèle équipé d'extensomètres afin de suivre le comportement hydro-mécanique de la formation (Marschall et al., 2003 ; Marschall et al., 2005). De l'extension n'est observée que pour des séquences de fortes pressions d'injection, pour lesquelles une augmentation notoire de la perméabilité au gaz est mesurée (Figure 2-59). Cette dernière expérience investigue donc deux mécanismes de migration du gaz : un écoulement biphasique eau-gaz classique pour de faibles pressions d'injection et le transport au sein de chemins préférentiels pour de fortes pressions de gaz. Vu les déplacements axiaux, on peut supposer que l'ouverture de ces chemins s'accompagne de gonflement ou de dilatation de la roche hôte.

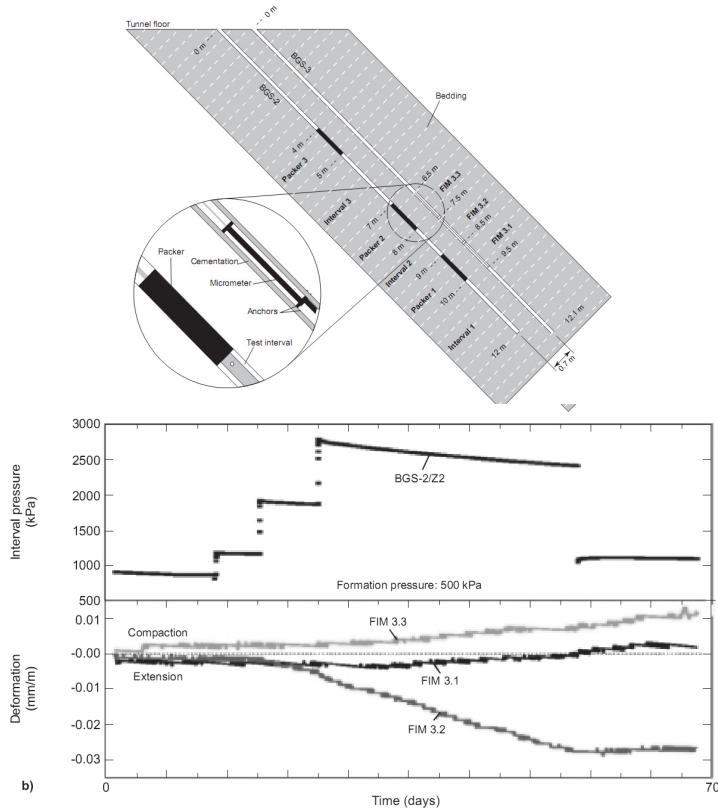


Figure 2-59 : Schéma des deux forages parallèles dans l'injection de gaz GS-2 menée à Mont-Terri et évolution temporelle de la pression dans la chambre d'injection et des déformations axiales dans trois extensomètres situés dans le forage adjacent (Marschall et al., 2005)

Certains essais in-situ ont également mis en évidence le comportement de « sealing » des roches hôtes argileuses soumises à des cycles d'injection et de resaturation. Cela signifie que la roche conserve la mémoire des chemins préférentiels déjà créés, même si une phase de relaxation permet au matériau de retrouver sa perméabilité initiale à l'eau. Ce phénomène avait été mis en évidence au laboratoire par Horseman et al. (1999) sur des argiles gonflantes. En particulier, on retiendra l'expérience réalisée au sein du laboratoire souterrain de Bure creusé dans l'argile du Callovo-Oxfordien. Ce test consiste en une injection de gaz en forage

à débit constant de $3.5 \cdot 10^{-5}$ m/s en conditions STP (Andra, 2005 ; Senger, 2004). La pression a augmenté durant environ 3 jours jusqu'à 12 MPa, avant de chuter brusquement, indiquant une percée brutale du gaz au sein de la roche (Figure 2-60). Après une phase de relaxation, une nouvelle phase d'injection a été réalisée. La pression de gaz augmente alors rapidement jusqu'à 11 MPa, avant de se stabiliser. La pression de fracturation ayant diminué entre les deux cycles d'injection, ceci met en évidence le « sealing » de la roche hôte.

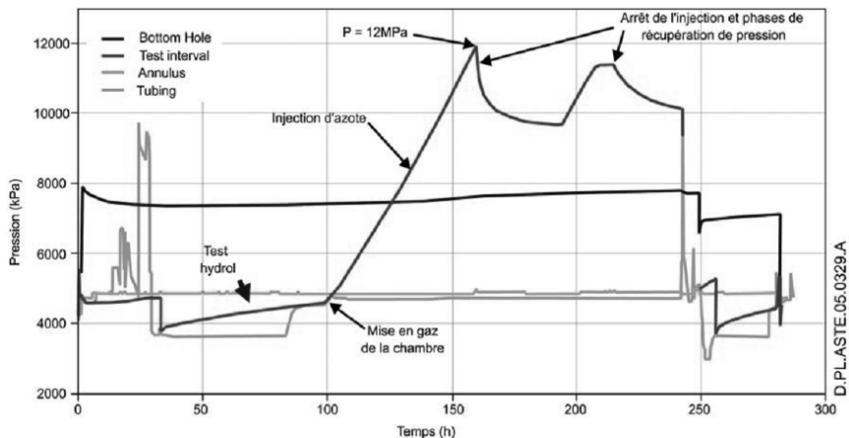


Figure 2-60 : Evolution temporelle de la pression dans un forage dans l'argile du Callovo-Oxfordien soumis à une injection de gaz à débit constant de 1 l/min en conditions STP (Andra, 2005)

Des expériences à une échelle proche de celle du stockage ont également été réalisées en vue de caractériser la migration du gaz dans les barrières ouvrageées. Une barrière ouvrageée constituée en son centre de béton et entourée d'un mélange sable – bentonite a été placée dans un puits vertical construit dans la formation granitique du laboratoire souterrain de Grimsel en Suisse (Kickmaier et al., 2002 ; Olivella & Alonso, 2008). L'expérience GMT (Gas Migration Test) conduite par la Nagra est une reproduction à l'échelle 1 : 10 de l'échelle du stockage. Elle consiste à injecter du gaz au centre du volume de béton et d'observer la migration dans les couches compactées du mélange sable – bentonite (Figure 2-61). Certaines couches ont été traitées initialement avec des nitrates de manière à pouvoir observer les chemins d'écoulement lors du démantèlement de l'expérience. Les résultats montrent l'importance des transferts gazeux aux interfaces entre les différentes couches compactées de la barrière ouvrageée. Ces observations sont relativement similaires à celles obtenues au laboratoire sur de mêmes mélanges et décrites ci-dessus (Arnedo et al., 2008).

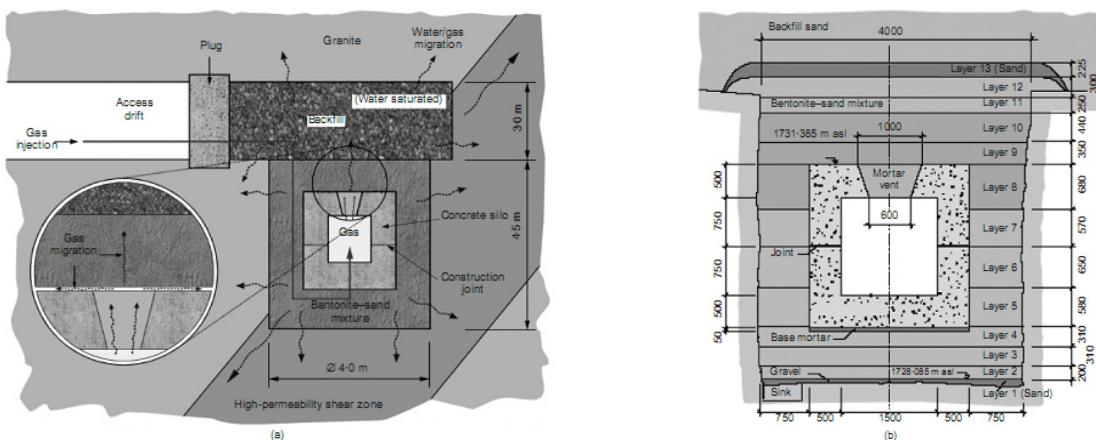


Figure 2-61 : (a) Expérience GMT menée au laboratoire de Grimsel – (b) Construction en couches de la barrière ouvrageée en mortier, graviers, sable et d'un mélange bentonite-sable (d'après Olivella & Alonso, 2008)

L'expérience Lasgit (Large Scale Gas Injection Test), réalisée dans le laboratoire souterrain d'Aspö en Suède et conduite par le SKB depuis février 2005, reproduit à l'échelle géométrique un canister, entouré d'une barrière ouvragée de bentonite KBS-3 préalablement resaturée. Les essais, toujours en cours, montrent que la pression de fracturation dans la bentonite semble être plus faible que les valeurs déterminées au laboratoire (Cuss et al., 2010), ce qui confirme un effet d'échelle lors du passage aux expériences in-situ.

D'autres essais in-situ sont également en phase de conception ou au début de l'expérience, si bien qu'il est difficile de présenter dès à présent des conclusions émanant de ces expériences sur la migration du gaz au sein de la roche hôte ou au sein des barrières ouvragées. Les objectifs de ces différents essais sont :

- l'expérience HG-A, menée au sein du laboratoire souterrain de Mont-Terri, a pour objectif d'étudier l'influence de la zone endommagée par le creusement (EDZ) sur la migration du gaz au sein de la roche hôte. Le gaz est injecté au sein d'un forage au rayon suffisamment important que pour créer un EDZ influençant les écoulements.
- l'expérience HG-C, menée au sein du laboratoire souterrain de Mont-Terri, a pour objectif d'étudier la migration du gaz au sein de la roche hôte considérée comme « saine ». Le gaz est injecté au sein d'un forage au rayon suffisamment faible que pour que l'EDZ n'influence pas les écoulements.
- l'expérience PGZ-1, menée au sein du laboratoire souterrain de Bure, a pour objectif d'étudier la migration du gaz au sein de la roche hôte considérée comme « saine ».
- l'expérience PGZ-2, menée au sein du laboratoire souterrain de Bure, a pour objectif d'étudier la compétition au sein d'un bouchon d'argile gonflante (bentonite) entre la resaturation en eau venant du massif et la désaturation provoquée par une injection de gaz.
- une expérience menée au sein du laboratoire souterrain de Mol et qui a pour objectif d'étudier l'influence du développement de l'EDZ et du « sealing » de la roche hôte sur la migration du gaz.

En conclusion, ces différentes expériences in-situ montrent que :

- les processus de migration du gaz lors d'expériences in-situ sont complexes et fortement couplés avec la mécanique (fracturation, gonflement...);
- les pressions de fracturation ou d'entrée d'air mesurées in-situ sont généralement plus faibles qu'au laboratoire, vu d'une part la présence de discontinuités initiales créées par exemple lors de l'excavation des forages (Excavated Damage Zone), et d'autre part à cause de l'effet d'échelle qui entraîne une plus grande hétérogénéité de la roche à l'échelle du concept de stockage et donc une plus grande probabilité de développement de chemins préférentiels d'écoulement ;
- les interfaces entre matériaux ou entre les couches de la barrière ouvragée sont des voies préférentielles d'écoulement pour le gaz ;
- les propriétés de « sealing » de la roche hôte sont conservées lors d'essai de migration de gaz « in-situ ».

5.4 *Implications pour la modélisation de la migration du gaz au sein des roches argileuses*

5.4.1 Synthèse des concepts de transfert de gaz

Les processus de migration du gaz dans les roches argileuses naturelles ou recomposées sont complexes. Les essais au laboratoire montrent la dépendance de la dynamique des

écoulements aux conditions expérimentales : conditions d'injection, chargement mécanique, interfaces entre matériaux. De plus, le transfert de ces observations à l'échelle des ouvrages souterrains de stockage de déchets radioactifs pose des questions sur l'effet d'échelle de telles expériences. Des essais in-situ mettent ainsi en évidence l'influence de la zone endommagée ou des interfaces entre les matériaux composants les alvéoles sur la migration du gaz.

Néanmoins, en vue de réaliser une synthèse des mécanismes de transfert du gaz à prendre en compte dans nos modèles, quatre processus principaux peuvent être retenus (Figure 2-62). Ceux-ci se développent progressivement dans les roches argileuses avec l'accroissement de la pression de gaz. On retiendra :

- l'advection et la diffusion du gaz dissous au sein de la phase liquide lorsque les quantités de gaz injectées sont faibles ;
- la formation d'une phase gazeuse lorsque la pression de gaz augmente et un transfert biphasique eau – gaz lorsque la pression d'injection est supérieure à la pression d'entrée d'air ;
- le développement de chemins préférentiels d'écoulement (appelés par certains auteurs « chemins dilatants » (Marschall et al., 2005)) lorsque la pression d'injection devient supérieure à une « pression de fracturation ». L'ouverture de ces chemins préférentiels est contrôlée par la pression de gaz et s'accompagne d'une augmentation nette de la perméabilité intrinsèque et d'une probable modification du volume poreux (cf. expérience in-situ GS-2 à Mont-Terri - Figure 2-59). Un écoulement biphasique eau – gaz prend toujours place au sein de ces micro-fractures, mais les propriétés de transfert de fluides ne sont pas invariantes et varient en fonction de l'état de déformation de la roche argileuse. L'origine de ces chemins préférentiels peut être :
 - o l'hétérogénéité du matériau qui favorise les écoulements le long des plus gros pores interconnectés, car ce sont ceux qui offrent les plus faibles résistances aux forces capillaires ;
 - o la présence de fractures antérieures à la migration du gaz, qui sont refermées par le confinement et rouvertes ensuite vu l'augmentation de la pression de gaz ;
- dans certaines situations (roches indurées et/ou chargement mécanique favorisant la fracturation), la formation de fractures macroscopiques suite à la forte et rapide augmentation de la pression de gaz, selon un processus similaire à la fracturation hydraulique. Une phase gazeuse unique s'écoule alors dans ces macro-fractures.

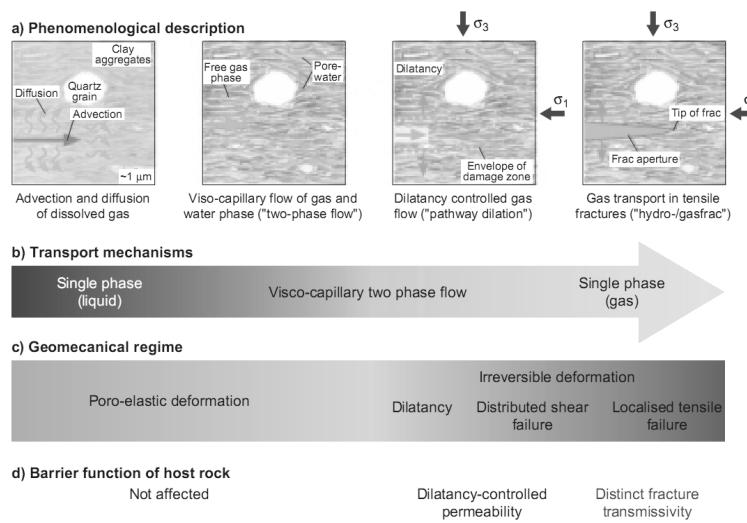


Figure 2-62 : Classification et analyse des processus de transport de gaz au sein des roches peu perméables (Marschall et al., 2005)

Cette classification des processus de transport du gaz met clairement en évidence l'importance du comportement mécanique des roches argileuses pour reproduire le développement de chemins préférentiels d'écoulement ou de macro-fractures. Les modèles que nous développerons par la suite prendront donc en compte ces couplages hydro-mécaniques.

5.4.2 Modèles d'écoulement du gaz dans les roches argileuses

La synthèse des mécanismes d'écoulement du gaz laisse apparaître qu'il est essentiel de disposer d'un modèle d'écoulement biphasique eau – gaz dans un code de calculs pour reproduire la migration du gaz dans les milieux poreux. Ils prennent en compte la présence d'eau, de vapeur d'eau, mais aussi de gaz « sec » et de gaz dissous. Ces modèles multiphasiques sont généralement répandus dans les équipes de modélisation en géomécanique (Olivella et al., 1994; Thomas & Ye, 1995 ; Gawin & Sanavia, 2010). La présentation du modèle biphasique et de ses équations tels qu'envisagés dans ce travail sera réalisée en détails au chapitre 3.

Cependant, d'autres modèles de comportement supplémentaires sont nécessaires pour être à même de reproduire le développement de voies préférentielles d'écoulement pour le gaz dans les roches argileuses. Différentes approches numériques existent et sont reprises ci-dessous. Nous les avons classées en trois catégories :

- les « lattice models » ou modèle à treillis ;
- les approches éléments finis sur base de modèles continus;
- des lois empiriques basées sur des résultats expérimentaux.

5.4.2.1 *Lattice model – Modèle à treillis*

Dans les « lattice models », on considère que le milieu poreux est composé d'un ensemble de capillaires ou de tubes formant un « treillis ». Les écoulements des fluides (eau, gaz) se déroulent au sein de ces tubes selon un modèle biphasique contrôlé par les forces capillaires. Les caractéristiques géométriques de ces tubes (section, longueur...) sont fixées par l'utilisateur. Différents modèles ont été développés en prenant progressivement en compte la complexité de la micro-structure des roches argileuses.

i. *Capillary bundle* (Grindrod et al., 1994 ; Rodwell & Nash, 1992)

Dans l'approche “capillary bundle”, le milieu poreux est supposé être composé d'une série de tubes (Figure 2-63):

- qui ne s'intersectent pas ;
- de rayons constants sur la longueur de l'échantillon ;
- dont la distribution des rayons n'est pas uniforme ;
- de longueur égale à τL , où L est la longueur de l'échantillon modélisé et τ la tortuosité du milieu poreux.

Les rayons des capillaires contrôlent les pressions d'entrée d'air respectives de chaque chemin d'écoulement via la loi de Jurin (équation 2-31 $p_c = p_g - p_w = \rho_w gh = \frac{2\sigma_{GL} \cos \theta}{r}$ (2-1)). A partir d'une loi de Darcy généralisée pour les milieux non-saturés, ce modèle a été utilisé pour simuler le développement de voies préférentielles d'écoulement par Ortiz et al. (1996) dans le cadre du projet européen Megas.

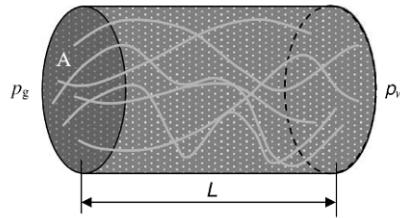


Figure 2-63 : Vue schématique du modèle « capillary bundle » (Ortiz et al., 1996)

ii. *Capillary network* (Xu, 1997a et 1997b ; Boulin, 2008 ; Impey, 1997)

Le « capillary network model » est une extension du « capillary bundle model », permettant une approche plus réaliste, mais toujours simplifiée, d'un milieu poreux argileux. Dans ce modèle, le milieu poreux est représenté par la superposition de treillis de capillaires de rayons différents. Au sein de chaque treillis, les conditions suivantes sont respectées :

- les capillaires ont un rayon uniforme et constant, mais qui est différent pour chaque treillis ;
- la longueur des capillaires est constante au sein de chaque treillis, mais varie pour chaque treillis ;
- la densité de capillaires au sein d'un treillis est fixée par l'utilisateur ;
- la distribution des capillaires au sein d'un treillis est aléatoire.

La Figure 2-64 représente ainsi un réseau 2D de capillaires basé sur la superposition de trois treillis. Chaque treillis est formé de mailles de tailles différentes, correspondant à la longueur des capillaires. La densité des capillaires évolue avec le treillis considéré. Le rayon de ces capillaires est proportionnel aux dimensions des mailles, si bien que dans l'exemple présenté à la Figure 2-64, les rayons des capillaires de classe 1 sont plus grands que ceux de classe 3. Une fois les différents treillis superposés, on obtient un réseau de capillaires représentant le milieu poreux. Ce modèle permet la représentation de capillaires qui se croisent ou qui s'interrompent au sein de l'échantillon, ce qui n'était pas le cas du « capillary bundle model ».

A partir d'une loi de Darcy généralisée aux milieux non-saturés et d'une pression d'entrée d'air dépendant du rayon des capillaires (loi de Jurin – équation 2-31), une telle structure permet de reproduire (Impey et al., 1997) :

- le développement de voies préférentielles d'écoulement ;
- la dynamique complexe des écoulements dans les voies préférentielles lors de la phase post-pic (Figure 2-51), grâce au croisement et à l'interruption de chemins d'écoulements.

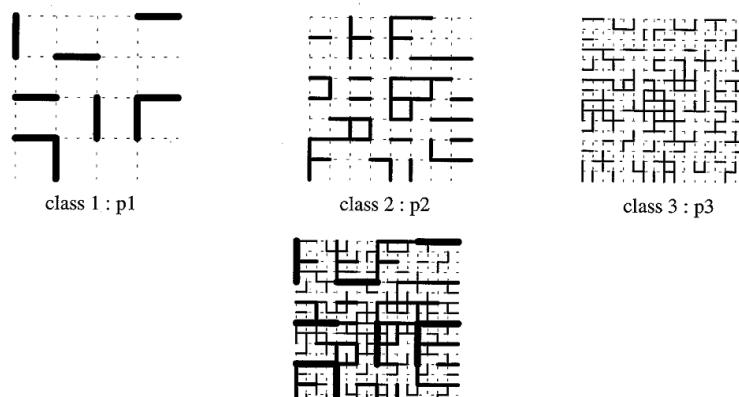


Figure 2-64 : Réseau 2D de capillaires à partir de la superposition de trois grilles de capillaires de rayons donnés (Xu et al., 1997a)

Afin que le réseau de capillaires reproduise au mieux la micro-structure du matériau étudié, une méthode a été proposée par Xu et al. (1997a, 1997b) et appliquée ensuite par Boulin et al. (2008a) sur des matériaux argileux pour lier les fonctions de densité des capillaires au sein de chaque treillis à des observations expérimentales sur la micro-structure du matériau obtenues lors de tests d'intrusions mercure.

L'avantage de ces « lattice model » ou modèle à treillis est qu'ils permettent de représenter des phénomènes cycliques post-breakthrough observés sur des échantillons au laboratoire, que d'autres modèles ne parviennent pas à reproduire. Cependant, ils présentent certains désavantages, comme :

- l'absence généralement de la prise en compte du comportement mécanique de la matrice rocheuse sur l'évolution des écoulements gazeux, ce qui semble nécessaire pour reproduire des observations expérimentales comme la fracturation au gaz ou l'augmentation de perméabilité autour des galeries suite à l'endommagement provoqué par le creusement;
- la difficulté d'utiliser ces approches pour des problèmes à l'échelle de l'enfouissement du stockage ;
- une forte liberté laissée à l'utilisateur dans la définition des réseaux de capillaires, ce qui est constitué en fait une variable d'ajustement pour reproduire les observations expérimentales. Cependant, les derniers travaux tentant de lier des informations issues d'intrusions au mercure à la définition du réseau capillaire vont dans la bonne direction pour donner plus de sens physique à de telles approches (Boulin et al., 2008a).

3.3.2.2 Modèles éléments finis

Les codes de calculs aux éléments finis utilisent des modèles continus basés sur l'hypothèse qu'il est possible de moyennner les propriétés du milieu poreux (par exemple les propriétés d'écoulement de l'eau et du gaz) sur un élément de volume représentatif. Les modèles continus du type loi de Darcy ne permettent cependant pas de reproduire le développement de chemins préférentiels. Il est donc nécessaire de faire évoluer ces modèles continus pour pouvoir reproduire des écoulements le long de chemins discrets. Deux options sont présentées dans cette section :

- supposer une hétérogénéité initiale et naturelle des paramètres de transfert du matériau ;
- tenir compte de la présence des discontinuités dans la roche en moyennant la perméabilité au sein des éléments du maillage en fonction de la densité supposée des fractures ;
- placer explicitement certaines fractures dans le maillage.

i. Hétérogénéité naturelle

Dans cette approche, le développement de chemins préférentiels est expliqué par l'hétérogénéité naturelle et initiale du matériau. Une distribution hétérogène de la porosité ou de la perméabilité permet d'expliquer pourquoi le gaz migre préférentiellement dans certaines directions.

Delahaye & Alonso (2002) proposent de supposer des distributions non uniformes de la perméabilité pour reproduire des voies préférentielles d'écoulement pour le gaz. Cette approche est utilisée avec un modèle continu d'écoulement biphasique, si bien que la migration du gaz est favorisée le long de certains chemins à la perméabilité initiale plus

importante. Le choix de la distribution spatiale de la perméabilité reste un paramètre influençant fortement les résultats obtenus. Ainsi, dans l'exemple de la Figure 2-65, il a été nécessaire de supposer une anisotropie initiale des perméabilités pour favoriser les écoulements verticaux dans l'échantillon. D'autre part, Olivella & Alonso (2008) ont utilisé la même approche, mais à partir de distributions hétérogènes de la porosité. A partir d'une loi couplant la perméabilité à la porosité (loi de Kozeny-Karman), ils reproduisent également certaines observations expérimentales de migration de gaz réalisées sur des échantillons argileux.

Cette approche numérique présente certains désavantages :

- le grand coût informatique, car de nombreuses distributions statistiques initiales doivent être testées numériquement afin de trouver une distribution reproduisant de façon satisfaisante les résultats expérimentaux ;
- comme pour les « lattice models », l'hétérogénéité initiale fixée par l'utilisateur ne repose généralement sur aucune donnée expérimentale caractérisant la micro-structure du matériau ;
- les comportements hydro-mécaniques fortement couplés comme la fracturation au gaz ou la formation d'une zone endommagée suite au creusement sont difficilement reproductibles avec une telle approche.

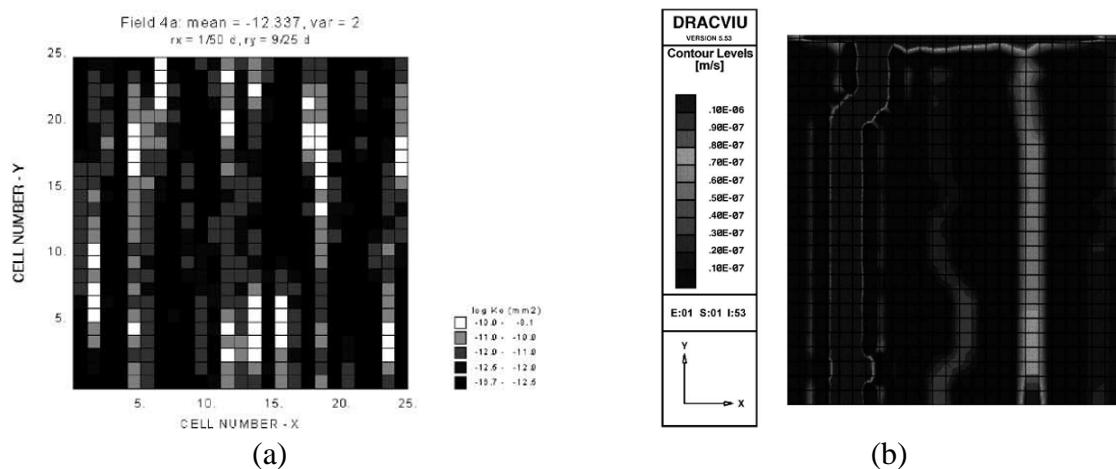


Figure 2-65 : (a) Exemple de distribution initiale de la perméabilité et (b) vitesse du flux gazeux obtenus lors d'un essai de perméation (Delahaye & Alonso, 2002)

ii. Embedded fracture model

L'idée de base de ce modèle est de considérer que ce sont des fractures créées par traction qui sont à la base du développement de chemins préférentiels d'écoulement au sein de l'échantillon. L'ouverture de ces fractures provoque dès lors une augmentation importante de la perméabilité dans la direction des fractures (Alonso et al., 2006 ; Olivella & Alonso, 2008). Avec l'« embedded fracture model », la perméabilité est reliée à l'état de déformation au sein de l'échantillon. Les propriétés d'écoulement de la matrice rocheuse et des fractures créées par traction sont moyennées au sein d'un volume représentatif. Des modèles d'écoulement continus du type Darcy sont alors utilisés dans ces volumes représentatifs.

Dans cette approche, les discontinuités sont supposées être des fractures de traction formées de deux surfaces planes et parallèles (Figure 2-66). Dès lors, si l'on suppose que les écoulements sont laminaires au sein de ces fractures, la perméabilité intrinsèque dans la

direction des discontinuités est fonction de l'ouverture de cette fracture et est donnée par la solution de Poiseuille :

$$K_{fracture} = \frac{b^2}{12} \quad (2-32)$$

avec b l'ouverture de la fracture.

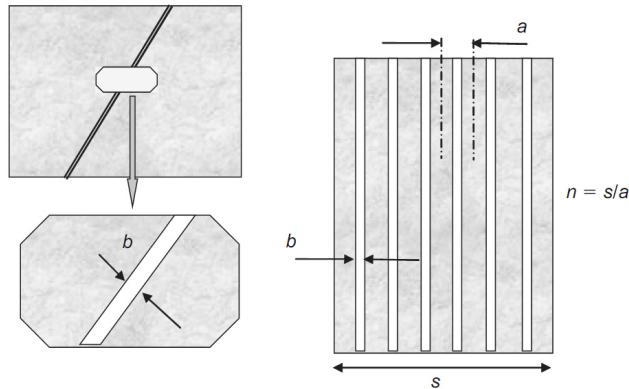


Figure 2-66 : Vue schématique d'une fracture d'ouverture b et d'un élément fini contenant n fractures parallèles
– Embedded fracture model (Olivella & Alonso, 2008)

A partir de la densité de fractures au sein d'un élément, il est possible de moyenner la perméabilité de la matrice rocheuse et des fractures au sein d'un volume représentatif. Les détails mathématiques du modèle seront développés au chapitre 6, mais il est possible d'écrire que la perméabilité k d'un volume représentatif composé d'une matrice rocheuse de perméabilité K_{matrix} et de fractures espacées d'une distance a s'exprime comme :

$$K = K_{matrix} + \frac{b^3}{12a} \quad (2-33)$$

Il est alors ensuite possible de lier l'ouverture de la fracture à la déformation de traction dans le volume représentatif, qui est une variable plus facilement identifiable lors de simulations aux éléments finis :

$$K = K_{matrix} + \frac{(b_0 + a\epsilon^T)^3}{12a} \quad (2-34)$$

avec ϵ^T la déformation de traction au sein de l'élément et b_0 l'ouverture initiale de la fracture. D'autre part, à cette augmentation sensible de la perméabilité, Olivella & Alonso (2008) propose de prendre en compte une modification de la relation entre la pression capillaire et le degré de saturation (courbe de rétention) dans les zones où se développent des discontinuités de traction. En effet, certaines expériences (comme le test GS-2 à Mont-Terri – Figure 2-59) ont montré que le développement de chemins préférentiels s'accompagnait de déformations d'extension, d'où le terme de « chemins dilatants » proposé par Marschall et al. (2005). Ils considèrent que cette modification du volume poreux va influencer les caractéristiques de rétention du matériau. Dans cette approche, on suppose que les rayons des pores augmentent suite à l'ouverture de discontinuités, si bien qu'une diminution de la pression d'entrée d'air

est observée. A partir de la loi de Jurin, il est possible d'écrire (les détails mathématiques seront développés au chapitre 6):

$$P_r = P_{r,0} \frac{\sqrt[3]{K_0}}{\sqrt[3]{K}} \quad (2-35)$$

avec P_r la pression d'entrée d'air actuelle, $P_{r,0}$ la pression d'entrée d'air initiale, k la perméabilité actuelle et k_0 la perméabilité initiale.

Alonso et al. (2006) et Olivella & Alonso (2008) utilisent ce modèle couplant comportement mécanique et écoulement des fluides pour reproduire des observations expérimentales sur de tests de migration de gaz réalisées sur des échantillons argileux. Ils montrent la grande sensibilité des résultats à certains paramètres du modèle difficilement identifiables, comme la densité des fractures. D'autre part, Levasseur et al. (2010) montrent que ce modèle permet de reproduire les résultats de l'essai in-situ Selfrac dans l'argile à Opalinus, consistant à des mesures d'un dilatomètre en conditions saturées.

D'autre part, ce modèle présente l'avantage de :

- proposer un couplage mécanique – écoulement via l'évolution de la perméabilité en fonction des déformations de traction, ce qui met en évidence l'apport du comportement mécanique des matériaux argileux pour reproduire le développement de chemins préférentiels, par exemple dans la zone endommagée autour des galeries.
- lier l'endommagement mécanique du matériau à une modification des courbes de rétention, via la proposition d'une relation simple liant une évolution de la pression d'entrée d'air en fonction des déformations de traction.

Cependant, ce modèle présente également quelques inconvénients, comme :

- une représentation simplifiée de la géométrie d'une fracture de traction, en supposant qu'une fracture est constituée de deux surfaces planes et parallèles et qui ne tient donc pas compte de facteurs comme la rugosité des épontes ;
- un endommagement du matériau uniquement dû à des déformations de traction, alors que la rupture du matériau peut intervenir pour d'autres chargements mécaniques ;
- la présence dans le modèle de paramètres difficilement identifiables expérimentalement, comme la densité ou l'ouverture initiale des fractures.

iii. Fracture explicite dans le maillage

Afin de reproduire numériquement le développement de chemins préférentiels dans un matériau argileux, il est possible de définir explicitement dans le maillage éléments finis la présence de fractures initiales. Ces fractures sont modélisées par des éléments d'interface, qui gèrent l'ouverture et le contact entre les deux épontes. Des éléments d'interface hydromécaniques en conditions saturées ont été développés (Segura & Carol, 2008a ; 2008b ; Guiducci et al., 2002a ; 2002b). Ils permettent la prise en compte de flux longitudinaux dépendant de l'ouverture de la fracture, ainsi que de flux transversaux (Figure 2-67). Il est nécessaire d'étendre une telle formulation aux conditions partiellement saturées afin de pouvoir reproduire les écoulements gazeux. Cette tâche est accomplie par l'équipe de Géomécanique de l'Université de Liège dans le cadre du Groupement de Laboratoires « Gaz » de l'Andra (Andra, 2009), mais ne sera pas abordée dans ce document.

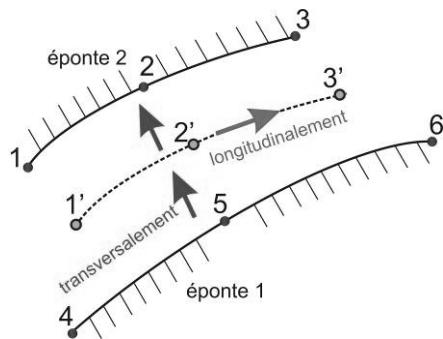


Figure 2-67 : Elément d'interface couplé en conditions saturées – Flux transversaux et longitudinaux

3.3.2.3 Lois empiriques

Dans le cadre du stockage de déchets radioactifs, une augmentation de la perméabilité à proximité des galeries a été observée et est expliquée comme une conséquence de l'endommagement de la roche suite au creusement (Figure 2-68).

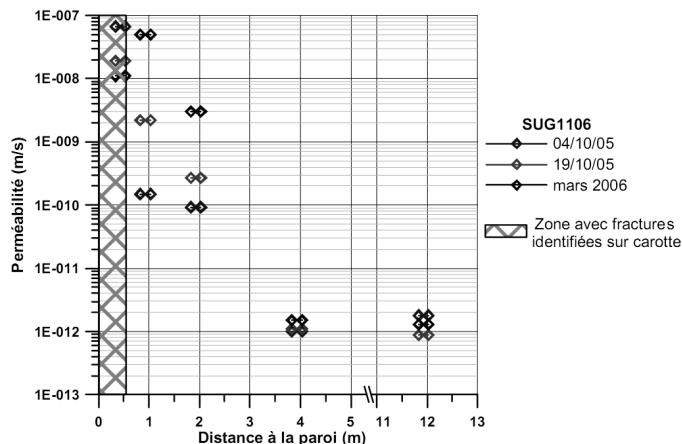


Figure 2-68 : Perméabilité en fonction de la distance à la paroi et du temps – Mesures à partir d'un forage horizontal (SUG1106) creusé à partir d'une galerie du laboratoire souterrain de Bure dans l'argilite du Callovo-Oxfordien (Armand et al., 2007)

Différentes lois empiriques ont été proposées en vue de reproduire cette augmentation de perméabilité, comme par exemple une relation liant la perméabilité à l'eau de l'argilite du Callovo-Oxfordien à la distance radiale à la paroi telle que proposée suite à l'expérience REP (Armand et al., 2007):

$$\begin{cases} \frac{K}{K_0} = 13,6 \cdot 10^{-0,2323d} & \text{si } d < 4,85m \\ \frac{K}{K_0} = 1 & \text{si } d > 4,85m \end{cases} \quad (2-36)$$

avec k_0 la perméabilité de la roche saine et d la distance à la paroi.

Une autre relation liant perméabilité à la porosité ϕ a été proposée par Chavant & Fernandez (2005) :

$$\begin{cases} K = K_0 & \text{si } \phi - \phi_0 < 0 \\ K = K_0 (1 + 2 \cdot 10^9 (\phi - \phi_0)^3) & \text{si } 0 < \phi - \phi_0 < 10^{-2} \\ K = K_0 (1 + 2 \cdot 10^3) & \text{si } \phi - \phi_0 > 10^{-2} \end{cases} \quad (2-37)$$

Ce genre de relations permet d'obtenir rapidement une estimation de l'ordre de grandeur de la perméabilité autour des galeries. Cependant, les méthodes empiriques présentent les inconvénients suivants :

- relation uniquement valable pour un type de galeries, pour une roche donnée ;
- pas de reproduction de chemins préférentiels d'écoulement autour des galeries, mais juste une augmentation homogène de la perméabilité à proximité de la paroi.

5.5 Conclusions

Les écoulements de gaz dans les roches argileuses sont des processus complexes, car ils dépendent fortement de l'hétérogénéité et de la microstructure des matériaux, ainsi que des conditions expérimentales choisies. Dans cette section, nous avons présenté un relevé d'expériences en laboratoire, puis in-situ mettant en évidence les mécanismes de transfert de gaz dans les matériaux argileux. Nous avons mis en évidence comment certains choix expérimentaux comme le chargement mécanique ou la cinétique d'injection de gaz peut influencer les résultats obtenus. Sur base de ces observations expérimentales, une synthèse des processus de transfert a été proposée. Elle souligne le développement de chemins préférentiels d'écoulement au-delà d'une certaine pression d'injection, appelée « pression de fracturation ». Un tel comportement n'est pas explicable par des modèles d'écoulement biphasique classiques, dont les paramètres d'écoulement comme les perméabilités et les courbes de rétention sont des invariants. Il est dès lors nécessaire de faire évoluer nos modèles de base pour pouvoir reproduire de tels phénomènes. Différentes méthodes de modélisation ont été développées pour permettre la modélisation de tels phénomènes. Certaines méthodes tentent de reproduire plus précisément la micro-structure à partir de « treillis », ce qui peut favoriser les écoulements dans des chenaux initialement présents. D'autres méthodes développées dans des codes éléments finis supposent une hétérogénéité initiale de certaines propriétés d'écoulement du matériau, comme la perméabilité. Une autre option est de prendre en compte des couplages hydromécaniques pour expliquer l'ouverture et la fermeture de chemins discrets pour les écoulements de gaz. Cette dernière méthode présente l'avantage de prendre en compte explicitement le comportement mécanique des roches argileuses pour provoquer le développement de chemins préférentiels.

6. Conclusions

Les écoulements multiphasiques de fluides dans les roches argileuses sont influencés par les effets capillaires qui se développent dans les pores du matériau. La vitesse d'écoulement des phases liquide et gazeuse est en effet influencée par les forces capillaires au travers de la courbe de rétention et de perméabilité relative à l'eau et au gaz des matériaux poreux. Dans les questions liées aux interactions entre la roche et l'atmosphère ou aux mécanismes de migration du gaz, il est nécessaire de comprendre et de reproduire ces écoulements d'eau et de gaz. Un relevé des principales données expérimentales existantes pour l'argile du Callovo-Oxfordien a été présenté. Une comparaison entre ces données et les modèles proposés est effectuée. Elle montre que les relations proposées pour simuler la courbe de rétention de

l'argilite permettent une bonne représentation des données existantes, mais que peu d'essais permettent d'obtenir des renseignements sur la zone quasi-saturée. Les essais montrent également la dépendance des perméabilités à l'eau et au gaz avec le degré de saturation, ainsi que l'influence de l'anisotropie des écoulements dans ce matériau. Il est également difficile de mesurer expérimentalement les perméabilités dans la zone quasi saturée. Vu la relative dispersion de ces différentes données, il serait intéressant d'analyser la sensibilité de ces différents paramètres sur les résultats de nos modélisations.

La ventilation des galeries creusées en vue de l'enfouissement des déchets modifie la désaturation des roches argileuses en paroi. Outre la compréhension des écoulements multiphasiques au sein de la roche, il est nécessaire de pouvoir reproduire les échanges de vapeur d'eau entre la paroi et l'air ventilé pour envisager l'étude de tels problèmes. Un relevé des expériences en laboratoire et in-situ de désaturation de matériaux poreux est effectué dans ce chapitre. Cette synthèse montre que la plupart des essais en laboratoire sont réalisés sans circulation continue de l'air, ce qui ne reproduit pas totalement les conditions naturelles. Certains dispositifs permettent l'obtention de profils de teneur en eau en cours de désaturation, ce qui est particulièrement utile pour comprendre les mécanismes de transfert et pour valider nos modèles de comportement. Afin de reproduire numériquement la cinétique de désaturation des milieux poreux, il est intéressant de disposer d'une condition limite supposant l'existence d'une couche limite au sein de laquelle les échanges hydriques ont lieu. Dans ce cas, les transferts sont contrôlés par un coefficient de transfert de masse, qui peut être obtenu à partir d'expériences de séchage. D'autre part, certains résultats d'essais montrent l'importance des couplages thermo-hydrauliques dans les processus de désaturation, car l'évaporation de l'eau nécessite une consommation d'énergie et donc des transferts de chaleur. De plus, la désaturation des matériaux poreux est généralement accompagnée de phénomènes de retrait, voire de fissuration des matériaux. Des couplages hydromécaniques sont donc également présents. Les interactions roches – atmosphère sont donc des mécanismes fortement couplés et leur modélisation est une tâche complexe.

La migration du gaz produit par corrosion doit également être étudiée dans le contexte du stockage de déchets radioactifs. Les essais en laboratoire d'injection de gaz dans les échantillons argileux initialement saturés montrent qu'une fois la limite de solubilité du gaz dans l'eau atteinte, une phase gazeuse se crée. Les écoulements à la fois d'eau et de gaz sont observés lorsque la pression d'injection atteint la pression d'entrée d'air, qui peut être obtenue théoriquement à partir de la loi de Jurin. Ces écoulements multiphasiques dépendent donc des paramètres comme les courbes de rétention et de perméabilité relative. Cependant, la migration du gaz dans les roches argileuses initialement saturées laisse apparaître des mécanismes particuliers lorsque la pression d'injection augmente. On observe en effet le développement de chemins préférentiels d'écoulement. Les mécanismes de formation de ces chemins d'écoulement ne sont pas encore parfaitement compris, car ils semblent dépendre de nombreux facteurs expérimentaux, mais aussi de l'hétérogénéité naturelle des matériaux. La modélisation de tels phénomènes est donc une tâche complexe dans une approche continue telle qu'envisagée dans les codes éléments finis. Les modélisations précédentes montrent que prendre en compte les couplages hydromécaniques permet d'expliquer en partie le développement de chemins préférentiels d'écoulement via l'augmentation de la perméabilité suite à l'endommagement des matériaux argileux.

Les deux thèmes abordés dans cette thèse nécessitent le développement d'un modèle hydromécanique pour les roches argileuses partiellement saturées afin de reproduire les écoulements multiphasiques qui s'y produisent. Le chapitre 3 sera donc consacré à la présentation d'un tel modèle. Ensuite, il sera nécessaire de faire évoluer ce modèle de base

pour reproduire les phénomènes spécifiques qui sont observés dans les deux questions étudiées, à savoir les interactions roches – atmosphère et les mécanismes de migration du gaz dans les roches argileuses. Ces aspects plus spécifiques seront présentés respectivement aux chapitres 5 et 6.

Chapitre 3

Modèle hydromécanique d'un milieu poreux partiellement saturé

1. Introduction

En géomécanique, les questions relatives aux écoulements multiphasiques dans les milieux poreux sont une problématique importante. Que ce soit dans le domaine de l'hydrogéologie, de l'ingénierie des réservoirs pétroliers ou dans l'enfouissement de déchets radioactifs, il est nécessaire de disposer de modèles de comportements capables de reproduire les écoulements d'eau, de gaz et/ou d'huile qui se développent. En particulier, dans le cadre du stockage de déchets radioactifs, des transferts de gaz interviennent d'une part en paroi de galeries sous forme de vapeur d'eau lors des échanges avec l'air ventilé et d'autre part au sein de la roche hôte suite à la production de gaz de corrosion. La prédiction à long terme de ces écoulements de fluides est nécessaire pour assurer la sécurité à long terme de l'enfouissement de déchets dans de tels ouvrages.

D'autre part, le comportement mécanique des milieux poreux influence les aspects hydrauliques. En effet, une modification du volume poreux entraîne une modification du volume de fluide emmagasiné entre les grains. D'autre part, lors de la désaturation des roches argileuses en paroi de galeries, des phénomènes de retrait voire de fissuration se développent, ce qui modifie les propriétés de transfert dans la zone endommagée autour des cavités. La migration du gaz produit par corrosion dans la roche hôte entraîne le développement de chemins préférentiels d'écoulement lorsque la pression de gaz augmente. De tels chenaux d'écoulement s'expliquent entre autres par le comportement mécanique des roches argileuses. Il est également établi que lors du creusement d'une galerie, la redistribution des contraintes autour des cavités engendre une zone endommagée (Excavated Damage Zone). Les propriétés d'écoulement dans cette zone sont alors modifiées et peuvent influencer les écoulements de fluides. Il est donc particulièrement important de tenir compte des couplages hydromécaniques pour reproduire le comportement des matériaux poreux envisagés dans le concept de stockage de déchets.

L'objectif de ce chapitre est de développer un modèle hydromécanique d'un milieu poreux en conditions partiellement saturées. Nous concentrerons particulièrement notre attention sur les aspects écoulements de ce modèle. Un modèle d'écoulement biphasique d'eau et de gaz sera ainsi considéré. De tels modèles d'écoulements biphasiques sont courants dans la modélisation des géomatériaux (Olivella et al., 1994 ; Thomas & He, 1995 ; Collin et al., 2002 ; Gawin & Sanavia, 2010). Ils prennent en compte la présence d'eau et de gaz dissous au sein de la phase liquide et d'un mélange de gaz « sec » et de vapeur d'eau au sein de la phase gazeuse. Dans le cas de la ventilation des galeries, les deux fluides à considérer dans un modèle d'écoulements biphasiques sont l'eau et l'air. Dans l'exemple de la migration du gaz produit par corrosion, les deux fluides à considérer sont l'eau et l'hydrogène. L'azote et l'hélium sont également utilisés dans certaines expériences en laboratoire et in-situ.

Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord les équations de bilan du modèle hydromécanique, avant de présenter successivement les différentes équations constitutives et équations d'équilibre nécessaires pour reproduire le comportement des géomatériaux en conditions partiellement saturées. Différents gaz (air, hydrogène, azote, hélium...) doivent pouvoir être considérés dans le modèle hydromécanique afin de pouvoir simuler les différents exemples qui nous intéressent. Nous montrerons comment les équations des écoulements

biphasiques restent identiques quel que soit le gaz envisagé, si bien que seuls certains paramètres spécifiques sont modifiés selon l'espèce gazeuse envisagée.

Le modèle présenté dans ce chapitre est développé en conditions isothermes. Dans le cadre d'applications en lien avec le stockage de déchets radioactifs, cette hypothèse peut être remise en question vu la quantité de chaleur libérée par les colis. Dans les applications relatives aux effets de la ventilation sur la désaturation de la roche, nous étudierons néanmoins comment une augmentation de la température peut modifier la cinétique de désaturation. Nous développerons alors dans le chapitre 5 comment il est possible de faire évoluer le modèle présenté dans ce chapitre pour prendre en compte des conditions anisothermes.

D'autre part, la présentation du modèle hydromécanique fournit peu de détails dans ce chapitre sur les lois de comportement mécanique des différents géomatériaux. L'objectif de cette thèse est avant tout de modéliser les écoulements multiphasiques de fluides dans les roches argileuses et de voir comment le comportement mécanique peut expliquer certains phénomènes observés expérimentalement comme le développement de chemins préférentiels. Dans nos simulations, nous avons fait le choix d'envisager pour les roches argileuses des modèles de comportement mécanique classiques comme des lois élastiques ou élastoplastiques à frottement interne. Ces lois de comportement seront présentées au fur et à mesure des applications, dans les chapitres 5 et 6. Nous verrons alors si ces modèles mécaniques simples sont suffisants pour reproduire les couplages hydromécaniques observés dans les roches argileuses dans le cadre des écoulements gazeux.

Le développement de ce modèle hydromécanique fait suite aux travaux déjà réalisés précédemment dans l'équipe de Géomécanique de l'Université de Liège par Li (2000), Collin (2003) et Gerard (2007). Dans cet exposé, nous ne reviendrons pas en détail sur certains concepts de base relatifs aux propriétés de l'eau, de la vapeur d'eau, de l'air, de l'air dissous. Les références précédentes peuvent cependant être consultées pour de plus amples informations.

2. Equations de bilan

Les géomatériaux comme les sols, les roches ou les bétons sont généralement considérés comme des matériaux poreux remplis par un ou plusieurs fluides. Les interactions entre le squelette solide et les différentes phases fluides sont très importantes dans de nombreux problèmes de l'ingénieur. Il est dès lors nécessaire de développer des outils numériques capables de modéliser les comportements multiphasiques de ces matériaux. Se basant sur les théories d'homogénéisation (Hassanizadeh, 1979a; 1979b), Lewis & Schrefler (2000) ont proposé les équations de bilan permettant de représenter le comportement d'un milieu poreux partiellement saturé, composé de trois espèces chimiques (minéraux, eau et air) distribuées en trois phases (solide, liquide, gaz). On suppose dans ce travail que la phase solide est constituée de l'ensemble des minéraux. La phase liquide peut contenir de l'eau liquide et de l'air dissous, tandis que la phase gazeuse est constituée d'un mélange d'air sec et de vapeur d'eau (Figure 3-1).

D'autres approches existent pour écrire les équations de bilan nécessaires pour décrire le comportement d'un milieu poreux partiellement saturé. Les uns se basent sur la théorie générale des milieux poreux (inspirée de la théorie des mélanges) (Bowen, 1980 ; De Boer,

2000); d'autres comme Coussy (1995; 2004) utilisent les principes de poro-élasticité de Biot (1941) pour obtenir ces équations de bilan via des développements thermodynamiques. Dans ce document, les équations de bilan seront écrites à partir des théories d'homogénéisation citées ci-dessus.

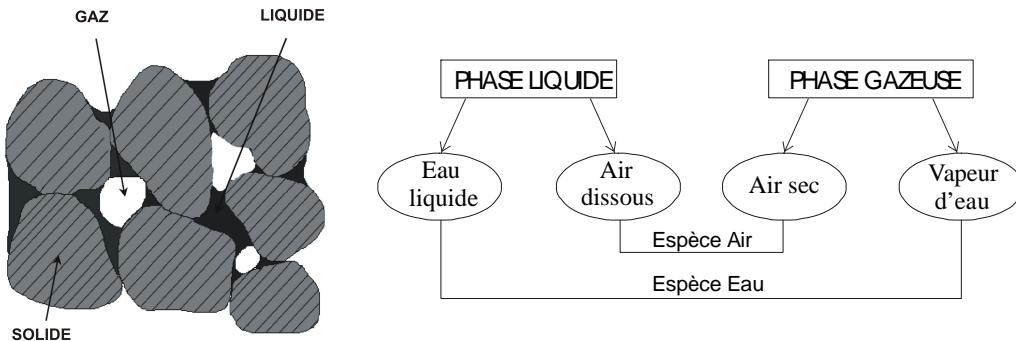


Figure 3-1: Définition des phases et des espèces chimiques

Nous présentons tout d'abord les équations de bilan nécessaires à résoudre pour obtenir la réponse d'un modèle hydromécanique en conditions partiellement saturées. Les équations de bilan ci-dessous sont celles d'un problème quasi-statique en conditions isothermes. Les inconnues des problèmes mécaniques et d'écoulements sont respectivement les déplacements u_i , la pression d'eau p_w et la pression de gaz p_g . Dans les développements suivants, les équations de bilan sont écrites dans la configuration déformée (Ω'), en utilisant une formulation Lagrangienne augmentée. Cette formulation est typique des codes de calculs écrits en grande déformation où l'on fait une distinction entre la configuration initiale et la configuration déformée.

Les fluides considérés dans les équations de bilan ci-dessous sont l'eau et l'air. Comme expliqué précédemment, les équations restent identiques quel que soit le gaz considéré (air, hydrogène, hélium ou azote).

2.1 Conservation de la quantité de mouvement du mélange

Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement du mélange, les forces d'interaction entre la phase fluide et les grains solides s'annulent. Sous une forme forte, cette équation s'écrit :

$$\operatorname{div}(\underline{\underline{\sigma}}) + (\rho_s(1-\phi) + S_{r,w}\rho_w\phi + (1-S_{r,w})\rho_g\phi) \underline{g} = 0 \quad (3-1)$$

avec ϕ la porosité, ρ_s la masse volumique des grains, ρ_w la masse volumique de l'eau, ρ_g la masse volumique du mélange gazeux, $S_{r,w}$ le degré de saturation en eau, $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur de contraintes totales (Cauchy) et \underline{g} le vecteur gravité.

2.2 Conservation de la masse de la phase solide

Vu que le référentiel utilisé suit le mouvement du corps solide, l'équation de bilan de la masse solide est nécessairement vérifiée. Pour un volume donné du mélange Ω' , cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_s (1-\phi) \Omega'}{\partial t} = 0 \quad (3-2)$$

où t est le temps et Ω' le volume poreux.

2.3 Conservation de la masse des phases fluides

Deux options sont possibles pour écrire les équations de bilan de conservation de la masse des fluides: exprimer la conservation de la masse soit par phase soit par espèce chimique. La première option présente l'avantage que les flux non-advectifs (loi de diffusion de Fick) de chaque espèce à l'intérieur d'une phase vont s'annuler (Bear, 1972). La seconde approche (Panday et al., 1989; Olivella et al., 1994) correspond à écrire l'équation de conservation d'une même espèce chimique quelle que soit la phase où elle est présente. Cette approche présente l'avantage que les termes d'échanges entre phases vont s'annuler, ce qui est particulièrement intéressant lorsque l'équilibre entre chaque phase est supposé. Cette dernière approche sera utilisée dans la suite de ce travail.

Ci-dessous sont ainsi présentées les équations de conservation de la masse dans le cas particulier de l'eau et de l'air. On retrouve un terme lié aux flux d'eau et d'air et un terme exprimant la variation de l'emmagasinement.

$$\underbrace{\text{div}(\underline{f}_w) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \phi S_{r,w})}_{\text{Eau liquide}} + \underbrace{\text{div}(\underline{f}_v) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho_v \phi (1-S_{r,w})) - Q_w}_{\text{Vapeur d'eau}} = 0 \quad (3-3)$$

$$\underbrace{\text{div}(\underline{f}_a) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho_a \phi (1-S_{r,w}))}_{\text{Air sec}} + \underbrace{\text{div}(\underline{f}_{a-d}) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{a-d} \phi S_{r,w}) - Q_a}_{\text{Air dissous}} = 0 \quad (3-4)$$

où ρ_v , ρ_a et ρ_{a-d} sont les masses volumiques respectivement de la vapeur d'eau, de l'air sec et de l'air dissous; \underline{f}_w , \underline{f}_v , \underline{f}_a et \underline{f}_{a-d} sont les flux massiques respectivement d'eau, de vapeur d'eau, d'air et d'air dissous; Q_w , Q_a sont les termes de source de l'eau et de l'air.

L'expression des flux massiques des différentes espèces sera développée dans les équations constitutives.

3. Equations constitutives

Les équations constitutives sont la base de la formulation du modèle hydromécanique. Elles décrivent le comportement spécifique du milieu poreux. En particulier, les différents couplages hydromécaniques y sont définis, que ce soit au travers du choix d'une contrainte effective ou de l'expression de la variation de porosité. Ces équations constitutives constituent le modèle de base d'une roche argileuse partiellement saturée. Des évolutions à ce modèle seront proposées dans les chapitres 5 et 6 afin de reproduire les spécificités des mécanismes de migration de gaz ou les interactions roche – atmosphère.

3.1 Comportement contraintes – déformations

Afin de reproduire le comportement mécanique d'un milieu poreux partiellement saturé, la notion de contrainte effective de Terzaghi ne suffit plus. Il est alors nécessaire de développer des modèles constitutifs basés sur deux variables d'état indépendantes. Différentes approches existent dans le choix de ces variables. L'une d'entre elles consiste à utiliser une contrainte effective et la succion s ($= p_g - p_w$). La contrainte effective proposée dans ce document est basée sur la définition de la contrainte effective de Bishop (1959) et fait l'hypothèse que le paramètre de Bishop est égal au degré de saturation (Nuth & Laloui, 2008a) :

$$\underline{\underline{\sigma}}' = \underline{\underline{\sigma}} - b \left(S_{r,w} p_w + (1 - S_{r,w}) p_g \right) \underline{\underline{I}} \quad (3-5)$$

avec $\underline{\underline{\sigma}}'$ le tenseur de contraintes effectives de Bishop, $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur de contraintes totales, b le coefficient de Biot (exprimant la compressibilité des grains – voir section 3.2 de ce chapitre) et $\underline{\underline{I}}$ le tenseur identité.

D'autres approches utilisent un autre couple de variables, à savoir la contrainte nette $\underline{\underline{\sigma}}^*$ et la succion s (Alonso et al., 1990). La contrainte nette est définie comme:

$$\underline{\underline{\sigma}}^* = \underline{\underline{\sigma}} - p_g \quad (3-6)$$

Dans ce document, les deux approches seront utilisées. L'objectif de ce travail n'est cependant pas de mettre en évidence quel couple de variables indépendantes est le mieux à même de reproduire les phénomènes hydromécaniques qui nous intéressent. De nombreuses publications à ce sujet peuvent être consultées (Fredlund & Morgenstern, 1977 ; Alonso et al., 1990 ; Gens, 1995 ; Nuth & Laloui, 2008a ; Sheng, 2010).

A partir de ces définitions de contraintes effectives et nettes, il est possible d'écrire un modèle du comportement mécanique du milieu poreux partiellement saturé. Dans ce travail, seuls des lois de comportement mécanique simples sont utilisées, comme les lois élastiques et élastoplastiques à frottement interne. L'expression de ces modèles mécaniques n'est pas développée dans ce chapitre, mais sera présentée au fur et à mesure des applications traitées dans les chapitres 5 et 6.

L'objectif de ce travail est d'étudier de quelle manière l'utilisation d'un modèle mécanique classique permet de reproduire les couplages hydromécaniques observés expérimentalement dans les écoulements de gaz dans les roches argileuses. Même si cela serait certainement intéressant, l'objectif de ce document n'est donc pas de développer des modèles mécaniques complexes.

3.2 Variation de la porosité

Lorsque les niveaux de contraintes au sein d'un milieu poreux sont élevés, il est nécessaire de considérer les grains solides comme compressibles. Dans le cas du stockage de déchets radioactifs, la grande profondeur des galeries rend indispensable de prendre en compte cette compressibilité des grains. Dans ce cas, le changement de volume d'un milieu poreux n'est donc plus uniquement du à la compressibilité du squelette (réarrangement des grains), mais

également à la compressibilité des grains solides formant ce squelette. Biot (1941) fut un des premiers à formuler les équations de base de la poro-élasticité pour résoudre ce genre de problèmes couplés. A partir des idées de Biot, Coussy (2004) a ensuite proposé une résolution de ce problème dans un cadre thermodynamique, qui conduit à l'expression de la variation de la porosité en fonction de la pression de fluides et de la déformation du squelette:

$$\dot{\phi} = (b - \phi) \left[\frac{S_{r,w}}{k_s} \dot{p}_w + \frac{1 - S_{r,w}}{k_s} \dot{p}_g + \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right] \quad (3-7)$$

avec b le coefficient de Biot, k_s le module de compressibilité des grains solides et $\dot{\Omega}/\Omega = \dot{\epsilon}_v$ le taux de déformation du squelette solide. Les détails mathématiques de cette formulation peuvent être consultés en annexe.

Le coefficient de Biot b est un paramètre contrôlant la compressibilité des grains et est exprimé par :

$$b = 1 - \frac{K_d}{k_s} \quad (3-8)$$

avec K_d le module de compressibilité drainé du squelette.

La variation de porosité est ainsi utilisée dans l'expression de l'évolution de l'emmagasinement au sein du milieu poreux. Cet emmagasinement intervient dans les équations de conservation de la masse de l'eau et de l'air.

La théorie de Biot n'a été développée que pour des matériaux élastiques et l'expression de variation de la porosité n'est valable que sous cette hypothèse. L'extension à la poro-plasticité n'est donc pas évidente. Coussy (1995) a proposé des relations basées sur les principes de thermodynamique pour la poro-plasticité, mais ces développements ne font pas l'objet de ce travail.

3.3 Transfert des phases fluides

On considère la présence d'une phase liquide et d'une gazeuse dans les milieux poreux partiellement saturés. La phase liquide peut ainsi contenir de l'air dissous en plus de l'eau liquide, tandis que la phase gazeuse est un mélange d'air sec et de vapeur d'eau. Un modèle d'écoulement biphasique d'eau et de gaz est alors considéré pour la description des flux au sein du milieu poreux. Ce modèle prend en compte l'advection de chaque phase (via une loi de Darcy généralisée) et la diffusion des espèces au sein de chaque phase (via la loi de Fick). Les flux massiques exprimés dans les équations de conservation de la masse des phases fluides s'écrivent alors, en considérant juste que la diffusion de l'eau au sein de la phase liquide est négligeable vu la faible quantité de gaz dissous :

$$\underline{f}_w = \rho_w \underline{q}_l \quad (3-9)$$

$$\underline{f}_v = \rho_v \underline{q}_g + \underline{i}_v \quad (3-10)$$

$$\underline{f}_a = \rho_a \underline{q}_g + \underline{i}_a \quad (3-11)$$

$$\underline{f}_{a-d} = \rho_{a-d} \underline{q}_l + \underline{i}_{a-d} \quad (3-12)$$

avec \underline{q}_l et \underline{q}_g les vitesses d'advection des phases liquide et gazeuses et \underline{i}_v , \underline{i}_a et \underline{i}_{a-d} les flux de diffusion respectivement de la vapeur d'eau, de l'air sec et de l'air dissous.

Les relations qui suivent ont été écrites pour le cas particulier d'un mélange eau – air, mais peut-être comme précédemment étendue à d'autres mélanges binaires d'eau et d'une espèce gazeuse (hydrogène, hélium, azote...).

Il est nécessaire à présent d'écrire les expressions de ces flux d'advection et de diffusion.

3.3.1 Advection de la phase liquide

L'advection de la phase liquide est contrôlée par la loi de Darcy, généralisée aux milieux partiellement saturés. La vitesse macroscopique de la phase liquide par rapport à la phase solide s'écrit alors:

$$\underline{q}_l = -\frac{\underline{\underline{K}}_w^{sat} k_{r,w}}{\mu_w} \left[\underline{\underline{grad}}(p_w) + g \rho_w \underline{\underline{grad}}(y) \right] \quad (3-13)$$

où μ_w est la viscosité dynamique de l'eau, $\underline{\underline{K}}_w^{sat}$ est le tenseur de perméabilité à l'eau en conditions saturées, $k_{r,w}$ est la perméabilité relative de l'eau liquide (exprimant l'évolution de la perméabilité avec le degré de saturation en eau) et y est la coordonnée verticale positive vers le haut.

On retrouve donc dans cette relation l'expression d'une perméabilité à l'eau variant avec le degré de saturation, comme l'a montré l'analyse des données expérimentales existantes à ce sujet (voir section 3.3 du chapitre 2).

En toute rigueur, ce ne sont pas les propriétés de l'eau qu'il faudrait utiliser dans cette relation mais les propriétés du mélange eau – air dissous. Mais vu la faible quantité d'air dissous, on considère que la perméabilité à l'eau, la viscosité et la masse volumique de l'eau restent inchangées.

3.3.2 Advection de la phase gazeuse

La phase gazeuse est constituée d'un mélange d'air et de vapeur d'eau. L'advection de la phase gazeuse est donnée par la loi de Darcy, généralisée aux milieux partiellement saturés:

$$\underline{q}_g = -\frac{\underline{\underline{K}}_g^{sec} k_{r,g}}{\mu_g} \left[\underline{\underline{grad}}(p_g) + g \rho_g \underline{\underline{grad}}(y) \right] \quad (3-14)$$

où μ_g est la viscosité dynamique du mélange gazeux, $\underline{\underline{K}}_g^{sec}$ est la perméabilité au gaz du matériau sec, $k_{r,g}$ est la perméabilité relative du gaz (exprimant l'évolution de la perméabilité avec le degré de saturation en eau).

On retrouve également ici l'expression d'une perméabilité au gaz variant avec le degré de saturation via une perméabilité relative au gaz. Ceci est en accord avec l'analyse des données expérimentales montrant l'évolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation des matériaux poreux (voir section 3.4 du chapitre 2). D'autre part, la formulation proposée dans ce chapitre ne tient pas compte d'une éventuelle perméabilité intrinsèque du matériau, mais distingue clairement perméabilités à l'eau et au gaz. Sous l'hypothèse de l'existence d'un perméabilité intrinsèque, la perméabilité à l'eau d'un matériau saturé serait identique à la perméabilité au gaz du matériau sec. Or ceci n'est pas observé expérimentalement, du moins sur l'argilite du Callovo-Oxfordien où plusieurs ordres de grandeurs de différence ont été mesurés.

Les propriétés de la phase gazeuse sont celles d'un mélange. La viscosité dynamique du mélange gazeux dépend de la viscosité dynamique de chacune des espèces du mélange:

$$\mu_g = \frac{1}{\frac{\rho_a}{\mu_a} + \frac{\rho_v}{\mu_v}} \quad (3-15)$$

avec μ_a et μ_v les viscosités dynamiques de l'air sec et de la vapeur.

De même, la masse volumique du mélange gazeux ρ_g peut être obtenue à partir d'une relation simplifiée [Pollock, 1986], [Gawin *et al.*, 1996] :

$$\rho_g = \rho_a + \rho_v \quad (3-16)$$

3.3.3 Diffusion au sein de la phase gazeuse

La diffusion au sein de la phase gazeuse est contrôlée par la loi de Fick. Le flux non-advectif de vapeur d'eau (ou d'air sec) est lié au gradient de concentration de la vapeur d'eau :

$$\dot{i}_v = -\phi(1 - S_{r,w}) \tau D_{v/a} \rho_g \underline{\text{grad}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) = -\dot{i}_a \quad (3-17)$$

où $D_{v/a}$ est le coefficient de diffusion du mélange gazeux vapeur d'eau – air sec et τ est la tortuosité du milieu poreux.

Le coefficient de diffusion du mélange gazeux $D_{v/a}$ dépend uniquement de la température et de la pression au sein de la phase gazeuse, mais ne dépend pas du matériau poreux considéré. Deux relations sont souvent utilisées : la première pour le cas d'un mélange gazeux vapeur d'eau – air sec (Philip and de Vries, 1957), la seconde dans le cas d'un mélange avec une autre espèce gazeuse que l'air (hydrogène, azote, hélium...) :

$$D_{v/a} = 5,893 \cdot 10^{-6} \frac{T^{2,3}}{p_g} \quad (3-18)$$

$$D_{v/i} = D_{v/i,0} \left(\frac{p_{g0}}{p_g} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.75} \quad (3-19)$$

où T est la température et $D_{v/i,0}$ est le coefficient de diffusion du mélange gazeux en conditions normales.

3.3.4 Diffusion au sein de la phase liquide

Le flux de diffusion de l'air dissous au sein de la phase liquide est également donné par la loi de Fick et lié au gradient de concentration de l'air dissous:

$$\dot{I}_{a-d} = -\phi S_{r,w} \tau D_{a-d/w} \rho_w \text{grad} \left(\frac{\rho_{a-d}}{\rho_w} \right) \quad (3-20)$$

où $D_{a-d/w}$ est le coefficient de l'air dissous dans l'eau.

On retrouve donc dans cette relation l'expression du coefficient de diffusion déterminé lors de certains essais de migration du gaz dans des roches argileuses saturées (section 5.2.1 du chapitre 2). Le coefficient de diffusion mesuré expérimentalement est un coefficient de diffusion apparent correspondant à :

$$D_{a-d/w,app} = \tau D_{a-d/w} \quad (3-21)$$

L'influence de la température sur le coefficient de diffusion du gaz dissous n'est actuellement pas clairement établie.

3.4 Variation de la densité de l'eau

L'eau est un fluide compressible, si bien que la masse volumique va évoluer avec la pression d'eau (Lewis & Schrefler, 2000) :

$$\dot{\rho}_w = \frac{\rho_w}{\chi_w} \dot{p}_w \quad (3-22)$$

avec χ_w la compressibilité de l'eau.

Cette relation a été linéarisée de manière à être introduite dans le code de calculs. On obtient l'équation suivante :

$$\rho_w = \rho_{w0} \left[1 + \frac{p_w - p_{w0}}{\chi_w} \right] \quad (3-23)$$

où ρ_{w0} est la masse volumique à la pression p_{w0} de référence.

3.5 Variation de la densité du gaz

Au sein du mélange gazeux vapeur d'eau – air sec, on considère que la loi des gaz parfaits est vérifiée. A partir des équations de Clapeyron et de Dalton, nous obtenons alors (Pollock, 1986; Gawin & Schrefler, 1996):

$$p_a = \frac{\rho_a RT}{M_a} \text{ et } p_v = \frac{\rho_v RT}{M_v} \quad (3-24)$$

$$p_g = p_a + p_v \text{ et } \rho_g = \rho_a + \rho_v \quad (3-25)$$

avec M_a et M_v les masses molaires respectivement de l'air et de la vapeur d'eau.

Cette relation nous fournit donc l'expression de la variation de la densité du mélange gazeux en fonction des pressions partielles de chacun des composants gazeux du mélange binaire.

3.6 Comportement de rétention de l'eau

Entre les grains d'un matériau poreux non saturé, des forces capillaires vont se développer. La relation entre la quantité relative des fluides au sein du volume poreux et la pression capillaire p_c qui en découle est intéressante à étudier, car elle conditionne les écoulements multiphasiques. Cette modélisation du comportement de rétention du matériau poreux se fait généralement au travers de la courbe de rétention, qui relie le degré de saturation à la pression capillaire (Figure 3-2). Un relevé des données expérimentales sur la courbe de rétention de l'argile du Callovo-Oxfordien a été présenté à la section 3.2 du chapitre 2. Cette synthèse montrait un comportement d'hystérésis du matériau selon le chemin de sollicitation hydrique suivi. Peu de données expérimentales sont en outre disponibles dans la zone quasi saturée. Ce dernier aspect est à mettre en parallèle avec la notion de pression d'entrée d'air, qui est définie à la section 5.2.2 du chapitre 2 comme la pression capillaire minimale pour observer une désaturation des pores du matériau.

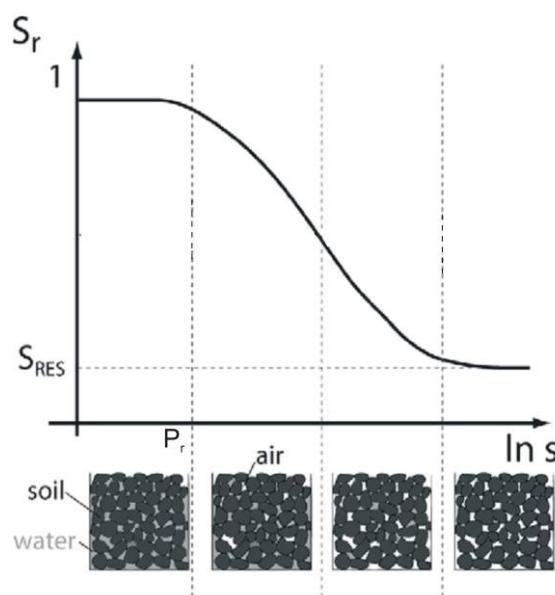


Figure 3-2: Représentation idéale d'une courbe de rétention (d'après Nuth & Laloui, 2008b)

Différentes expressions analytiques de ces courbes existent dans la littérature et ont été répertoriées dans la section 3.2.2 du chapitre 2 (Vauclin et al., 1979 ; Brooks & Corey, 1966 ; van Genuchten, 1980). La relation à laquelle nous nous référerons le plus souvent dans ce travail est la relation de van Genuchten (1980), qui s'écrit :

$$S_{r,we} = \frac{S_{r,w} - S_{res}}{1 - S_{res}} = \left(1 + \left(\frac{s}{P_r} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}-1} \quad (3-26)$$

où $S_{r,we}$ est le degré de saturation effectif du sol, S_{res} est le degré de saturation résiduel, n est un coefficient contrôlant la forme de la courbe et P_r est un paramètre appelé « pression d'entrée d'air ».

La saturation résiduelle est le seuil à partir duquel l'eau n'est plus présente que de manière non continue dans le milieu poreux. En-dessous de ce seuil, l'eau ne peut s'échapper que par évaporation et diffusion de la vapeur d'eau.

D'autre part, la relation de van Genuchten laisse apparaître un paramètre appelé pression d'entrée d'air P_r . Même si ce paramètre contrôle effectivement la zone où le matériau commence à fortement se désaturer (Figure 3-3), il n'est cependant pas exactement équivalent à la notion de pression d'entrée d'air définie au chapitre 2. En effet, avec la relation de van Genuchten, une légère désaturation est observée dès qu'une pression capillaire est appliquée. Néanmoins cette expression de la courbe de rétention est généralement utilisée dans la modélisation des problèmes en conditions partiellement saturées, car cette faible désaturation initiale présente l'avantage de simplifier numériquement la transition entre les domaines saturé et non saturé.

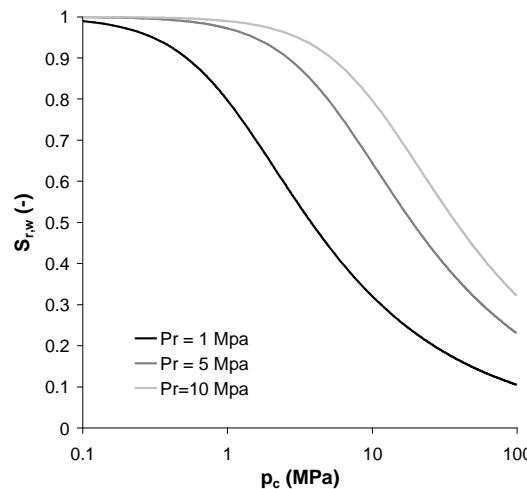


Figure 3-3: Courbe de rétention de van Genuchten pour $n=1.49$ et différentes valeurs du paramètre P_r de pression d'entrée d'air

3.7 Variation de la perméabilité avec le degré de saturation

L'analyse des données expérimentales des perméabilités à l'eau et au gaz a montré l'évolution de la perméabilité avec le degré de saturation (voir section 3.3 et 3.4 du chapitre 2). La modélisation de ce comportement se fait au travers d'une perméabilité relative à l'eau ou au

gaz qui est introduire dans la loi de Darcy généralisée aux saturations partielles (relations 3-13 et 3-14). Différentes expressions des perméabilités relatives à l'eau et au gaz ont été présentées au chapitre 2. Nous nous contentons dans cette section d'exposer les différents modèles qui seront utilisés dans les applications numériques.

3.7.1 Evolution de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation

La relation de la perméabilité relative à l'eau en fonction du degré de saturation reproduit la diminution de la perméabilité à l'eau lors du séchage d'un matériau. La relation généralement utilisée dans nos applications est celle de van Genuchten (1980):

$$k_{r,w} = \sqrt{S_{r,we}} \left(1 - \left(1 - S_{r,we}^{\frac{1}{m}} \right)^m \right)^2 \quad (3-27)$$

avec $m = 1 - \frac{1}{n}$ et n un paramètre a priori identique à celui utilisé dans la courbe de rétention de van Genuchten (équation 3-26).

Un exemple de courbe de perméabilité relative à l'eau est tracé à la Figure 3-4.

3.7.2 Evolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation

La perméabilité au gaz d'un matériau poreux diminue lorsque l'échantillon est resaturé. Une expression proposée par Mualem (1976) est régulièrement utilisée dans nos modélisations:

$$k_{r,g} = \sqrt{1 - S_{r,we}} \left(1 - S_{r,we}^{\frac{1}{m}} \right)^{2m} \quad (3-28)$$

avec $m = 1 - \frac{1}{n}$ et n un paramètre a priori identique à celui utilisé dans la courbe de rétention de van Genuchten (équation 3-26).

La perméabilité relative au gaz est également régulièrement exprimée comme une loi cubique du degré de saturation en gaz:

$$k_{r,g} = (1 - S_{r,we})^3 \quad (3-29)$$

Un exemple de ces deux courbes de perméabilité relative au gaz est donné à la Figure 3-4. On constate la forte évolution de la perméabilité au gaz dans le domaine quasi saturé. Cette perméabilité au gaz peut varier de plusieurs ordres de grandeur selon le modèle utilisé, mais peu de données expérimentales sont disponibles dans ce domaine des degrés de saturation.

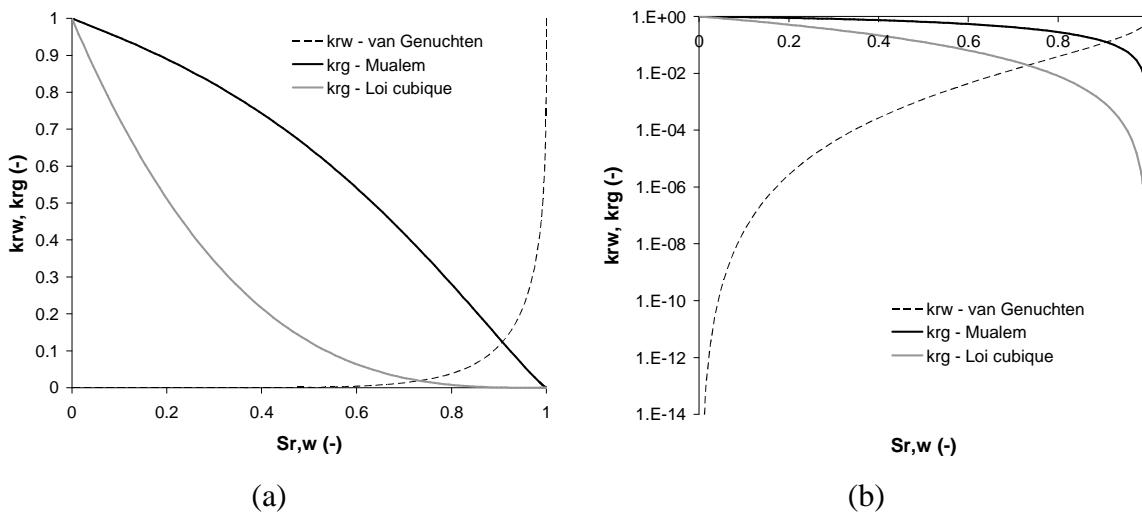


Figure 3-4: Courbes de perméabilités relatives à l'eau et au gaz pour une valeur du coefficient de van Genuchten $m=0.32886$

3.8 Effets négligés pour les écoulements gazeux

Les lois d'écoulement biphasique proposées ci-dessus sont largement utilisées dans les milieux poreux. Dans des matériaux plus fins comme les roches argileuses, ces approches classiques peuvent cependant montrer leurs limites. Nous avons en effet montré au chapitre 2 qu'en cas de faible pression de gaz, la perméabilité au gaz et la diffusion au sein de la phase gazeuse pouvaient être influencées par le glissement des molécules sur les grains. Ces phénomènes sont connus sous le nom d'effet Klinkenberg et de diffusion Knudsen. Le glissement de ces molécules de gaz sur les grains peut être modélisé par une diminution de la perméabilité au gaz et du coefficient de diffusion au sein de la phase gazeuse.

Les résultats expérimentaux sur l'argile du Callovo-Oxfordien montrent cependant que les corrections à apporter sur les mesures de perméabilité au gaz restent faibles (Figure 2-24). Ces corrections restent dans la plupart des cas complètement intégrées dans la dispersion naturelle du matériau (Boulin, 2008; Boulin et al., 2008b). Nous ne tiendrons donc pas compte de l'influence de l'effet Klinkenberg dans notre modèle hydromécanique et nous nous contenterons d'exprimer une perméabilité indépendante de la pression moyenne de gaz.

Concernant les coefficients de diffusion au sein de la phase gazeuse, les quelques expériences ayant quantifié ce phénomène dans les roches argileuses montrent que l'effet n'est lui non plus pas essentiel (Figure 2-42). Nous avons choisi de ne pas le prendre en compte dans notre modèle d'écoulement et donc de considérer un coefficient de diffusion indépendant de la pression moyenne de gaz.

4. Équations d'équilibre

Afin d'obtenir un modèle de comportement hydromécanique partiellement saturé, il est à présent nécessaire d'écrire les équations exprimant l'équilibre entre les différents états d'une même espèce chimique, à savoir pour l'eau l'équilibre entre la vapeur d'eau et l'eau liquide et pour l'air l'équilibre entre l'air dissous et l'air sec.

4.1 Loi de Kelvin

Au sein d'un milieu poreux, on suppose que la vapeur d'eau est toujours en équilibre avec l'eau liquide. L'équation exprimant cet équilibre est la loi de Kelvin qui nous donne la concentration de vapeur d'eau présente au sein de la phase gazeuse :

$$RH = h_r = \frac{p_v}{p_{v0}} = \exp\left(\frac{-sM_v}{RT\rho_w}\right) \quad (3-30)$$

où $RH = h_r$ est l'humidité relative, p_v est la pression partielle de vapeur d'eau, p_{v0} est la pression de vapeur d'eau saturante, M_v est la masse molaire de la vapeur d'eau ($=0.018 \text{ kg mol}^{-1}$), R est la constante universelle des gaz parfaits ($=8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$) et T est la température absolue en Kelvin.

La pression de vapeur saturante représente la pression de vapeur en équilibre avec l'eau si les effets capillaires du milieu poreux ne sont pas considérés. La pression de vapeur saturante peut être obtenue à partir de deux relations empiriques. La première est basée sur des données expérimentales d'Ewen & Thomas (1989):

$$\frac{1}{\rho_{v0}} = 194,4 \exp\left(-0,06374(T - 273) + 0,1634 \cdot 10^{-3}(T - 273)^2\right) \quad (3-31)$$

pour des températures T comprises entre 293°K et 331°K .

Une autre relation, basée sur des données de Garrels & Christ (1965), nous donne:

$$p_{v,0} (\text{MPa}) = 112659 \cdot \exp\left(\frac{-5192,74}{T}\right) \quad (3-32)$$

pour des températures comprises entre 273°K et 373°K .

4.2 Loi de Henry

L'équilibre entre l'air dissous au sein de la phase liquide et l'air sec au sein de la phase gazeuse est donné par la loi de Henry (Weast, 1971). Cette loi énonce qu'en conditions de saturations partielles et de température constantes, la quantité de gaz dissous dans un liquide est proportionnelle à la pression partielle qu'exerce ce gaz sur le liquide. Cette relation d'équilibre peut s'écrire :

$$p_a = K_{a-d}^{eq}(T) x_{a-d} \quad (3-33)$$

où p_a est la pression partielle d'air, x_{a-d} est la fraction molaire d'air dissous dans l'eau et K_{a-d}^{eq} est une constante d'équilibre ne dépendant que de la température.

Cette expression de la loi de Henry peut être réécrite à partir de la loi des gaz parfaits pour exprimer l'équilibre entre les densités d'air sec et d'air dissous:

$$\rho_{a-d} = H_a(T) \rho_a \quad (3-34)$$

où H_a est la constante de Henry de l'air dissous qui dépend uniquement de la température.

Cette relation suppose l'existence d'une phase gazeuse, qui contient de l'air sec en équilibre avec l'air dissous. Cependant, en conditions saturées, seule une phase liquide est considérée. Or de l'air peut être dissous au sein de la phase liquide en conditions totalement saturées. Pour prendre en compte ce phénomène, la loi de Henry est néanmoins toujours utilisée dans nos modèles. Cette relation (3-33) nous permet d'obtenir ainsi une « pression de gaz exprimée », qui est inférieure à la pression d'eau tant que le milieu reste saturé.

5. Propriétés des fluides pour les équations d'écoulement biphasique

Les équations constitutives et d'équilibre présentées dans ce chapitre font intervenir des paramètres des fluides, à savoir l'eau et différents gaz (air, hydrogène, azote, hélium...). Les valeurs de ces paramètres sont présentées ci-dessous.

5.1 Paramètres de l'eau

Les équations constitutives du modèle d'écoulement biphasique dépendent d'une série de paramètres caractérisant le comportement de l'eau et de la vapeur. Ces paramètres sont définis dans le Tableau 3-1.

		Eau liquide	Vapeur d'eau	
Viscosité dynamique	μ	10^{-3}	10^{-5}	Pa.s
Masse volumique	ρ	1000	Loi de Kelvin	kg/m^3
Compressibilité	χ	$2 \cdot 10^9$	Loi des gaz parfaits	Pa

Tableau 3-1 : Principaux paramètres de l'eau et de la vapeur d'eau intervenant dans le modèle d'écoulement biphasique (pour $T=20^\circ\text{C}$ et $p_w=p_g=0.1 \text{ MPa}$)

5.2 Paramètres du gaz

Les équations constitutives du modèle d'écoulement biphasique font intervenir une série de paramètres caractérisant le comportement du gaz, qu'il soit au sein de la phase gazeuse ou dissous au sein de la phase liquide. Nous avons montré précédemment que les équations constitutives présentées ci-dessus étaient identiques quel que soit le mélange binaire eau – gaz considéré. Le Tableau 3-2 présente ainsi les différents paramètres intervenant dans le modèle biphasique pour différents gaz considérés dans nos simulations, à savoir l'air, l'hydrogène, l'azote, l'hélium ou l'argon.

		Air	Hydrogène	Azote	Hélium	Argon	
Viscosité dynamique	μ_a	$18,6 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$17,9 \cdot 10^{-6}$	$20 \cdot 10^{-6}$	$22,9 \cdot 10^{-6}$	Pa.s
Coefficient de diffusion avec la vapeur d'eau au sein de la phase gazeuse	$D_{v/a,0}$	Equation (3-18)	$9,5 \cdot 10^{-5}$	$2,42 \cdot 10^{-5}$	$7,81 \cdot 10^{-5}$	$3,04 \cdot 10^{-5}$	m^2/s
Coefficient de diffusion du gaz dissous au sein de la phase liquide	$D_{a-d/w}$	$5,03 \cdot 10^{-9}$	$4,6 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$7,28 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$	m^2/s
Masse volumique	ρ_a	1,205	0,0838	1,1652	0,1663	1,6619	kg/m^3
Coefficient d'Henry	H_a	0,0234	0,0190	0,0149	0,0091	0,0342	-

Tableau 3-2 : Principaux paramètres de différents gaz intervenant dans le modèle d'écoulement biphasique (pour $T=20^\circ\text{C}$ et $p_w=p_g=0,1 \text{ MPa}$)

6. Conclusions

Dans ce chapitre, un cadre général pour un modèle hydromécanique pour les milieux poreux partiellement saturés a été proposé en conditions isothermes. En particulier, un modèle d'écoulement biphasique eau – gaz a été présenté. Un tel modèle est nécessaire pour reproduire les phénomènes observés dans les problèmes d'interactions roche – atmosphère et de migration de gaz dans les roches argileuses. Le modèle d'écoulement proposé prend en compte la présence d'eau et d'air dissous au sein de la phase liquide et d'un mélange d'air sec et de vapeur d'eau pour la phase gazeuse. Les écoulements sont reproduits à partir de l'advection de chacune des phases et de la diffusion au sein de chaque phase. Deux approches de modélisation du comportement mécanique des matériaux poreux ont été brièvement présentées. L'une se base sur la notion de contrainte effective de Bishop, l'autre sur la notion de contrainte nette. Sur base de ces définitions, il est possible de définir une loi de comportement mécanique du matériau poreux. L'expression des lois mécaniques utilisées n'est cependant pas réalisée dans ce chapitre, mais sera effectuée au fur et à mesure des applications des chapitres 5 et 6.

Dans les matériaux fins, on constate parfois que la perméabilité au gaz et la diffusion au sein de la phase gazeuse est influencée par la pression de gaz. Ces phénomènes, connus sous le nom d'effets Klinkenberg et Knudsen, s'expliquent par un glissement des molécules de gaz sur les grains lorsque la pression est faible. Ces effets ont été négligés dans notre modèle, car leur influence semble faible.

Il sera néanmoins nécessaire de faire évoluer ce modèle hydromécanique pour reproduire les mécanismes spécifiques intervenant dans les deux thèmes abordés. Dans le cas de l'influence de la ventilation sur la cinétique de désaturation de la roche, il est en effet important de disposer d'une condition limite hydraulique capable de reproduire les échanges de vapeur d'eau entre la paroi d'un matériau poreux et l'atmosphère. Pour les questions liées à la migration du gaz dans les roches argileuses, il est essentiel d'introduire des couplages hydromécaniques supplémentaires pour représenter le développement de chemins préférentiels d'écoulement au sein de ces matériaux. Ces extensions au modèle hydromécanique de base seront présentées respectivement aux chapitres 5 et 6.

Le modèle hydromécanique en saturation partielle présenté dans ce chapitre doit être introduit dans un code de calcul éléments finis afin de permettre la simulation numérique de tels problèmes. Le chapitre 4 propose une formulation éléments finis sur base des équations de bilan présentées dans ce chapitre.

Chapitre 4

Formulation d'éléments finis couplés

1. Introduction

Un cadre général pour un modèle hydromécanique en conditions partiellement saturées et isothermes a été proposé dans le chapitre 3. Ce modèle a pour objectif de pouvoir reproduire numériquement le comportement mécanique et les écoulements de fluides dans une roche argileuse envisagée pour l'enfouissement de déchets radioactifs. Ces équations doivent à présent être introduites dans un code de calcul aux éléments finis afin de pouvoir envisager la simulation des problèmes de désaturation en paroi de galeries suite à la ventilation permanente et de migration de gaz produit par corrosion dans les roches argileuses. Le code d'éléments finis dans lequel ces lois sont implémentées est le code LAGAMINE, développé à l'Université de Liège depuis 1980. Ce code a été écrit et pensé pour traiter des problèmes non linéaires en grandes déformations. Les thèses de Charlier (1987) et Habraken (1989) pourront fournir plus de détails sur ce programme.

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord une technique de linéarisation des équations de bilan. Cette technique est nécessaire à la résolution des problèmes couplés non linéaires. Ensuite, la formulation de l'élément fini couplé MWAT est décrite. Cet élément fini couplé 2D comprend cinq degrés de liberté (coordonnées spatiales, pression d'eau, pression de gaz et température) et permet l'étude des écoulements biphasiques dans les roches argileuses et les couplages avec la mécanique. Nous mettrons en évidence grâce aux différents termes de la matrice de rigidité les couplages qui existent entre les écoulements et la mécanique.

Par souci de simplification des écritures, les développements présentés dans ce travail ne sont réalisés dans un premier temps que pour un système d'écoulement monophasique (un seul fluide) en saturation partielle. Une telle hypothèse revient à négliger la présence de vapeur d'eau et d'air dissous et à considérer que la pression de gaz est constante. A la fin de ce chapitre, nous discuterons de la généralisation de ces développements aux problèmes considérant la présence de deux phases fluides (liquide et gazeuse), telle que considérée dans le modèle hydromécanique développé au chapitre 2. Nous détaillerons les termes de couplages supplémentaires apparaissant entre la phase liquide et la phase gazeuse et qui sont négligés dans la première partie de ce chapitre.

Des informations supplémentaires sur l'algorithme général de résolution des problèmes couplés sont disponibles dans la thèse de Collin (2003). Ces aspects ne seront pas abordés dans ce travail. Signalons juste que nous avons opté pour une méthode monolithique, totalement couplée, qui demande un calcul complet de la matrice tangente. Cette méthode est particulièrement intéressante dans les calculs fortement couplés.

La formulation éléments finis proposée dans ce chapitre permet l'introduction du modèle hydromécanique proposé au chapitre 3. Nous avons souligné que ce modèle devra évoluer pour reproduire les mécanismes spécifiques des deux thèmes abordés dans la thèse, à savoir les interactions roche – atmosphère et la migration du gaz dans les roches argileuses. Dans les chapitres 5 et 6, nous discuterons comment la formulation de l'élément fini MWAT et des éléments finis de conditions limites devront évoluer en fonction des modifications apportées au modèle hydromécanique.

2. Linéarisation des équations de bilan

Au chapitre 3, nous avons présenté les équations de bilan en volume d'un problème hydro-mécanique en saturation partielle et en conditions isothermes (équations 3-1 à 3-4). A côté de ces équations de volume, il existe des équations de bilan surfaciques qui doivent également être vérifiées. Ces équations de bilan surfaciques s'écrivent :

- d'un point de vue mécanique :

$$\underline{t} = \underline{n} \underline{\sigma} \quad (4-1)$$

avec $\underline{\sigma}$ le tenseur de contrainte totale, \underline{t} les contraintes appliquées en surface et \underline{n} le vecteur normal à cette surface ;

- d'un point de vue écoulement :

$$\underline{n}^T \cdot \underline{f}_w + q_w = 0 \quad (4-2)$$

$$\underline{n}^T \cdot \underline{f}_g + q_g = 0 \quad (4-3)$$

avec q_w et q_g les flux d'eau et de gaz imposés en surface (positifs en entrée), \underline{f}_w et \underline{f}_g les flux intérieurs des espèces eau et gaz et \underline{n} le vecteur normal à la frontière. \underline{f}_w correspond donc aux flux diffusifs et advectifs d'eau et de vapeur d'eau, tandis que \underline{f}_g correspond aux flux diffusifs et advectifs de gaz et de gaz dissous.

Lors de l'étude de problèmes couplés complexes, nous voudrions que ces relations en volume et en surface soient vérifiées en tout point et tout temps. Nous avions déjà souligné que l'équation de conservation de la masse solide (équation 3-2) était nécessairement vérifiée.

Par souci de simplification d'écriture, les développements qui suivent seront réalisés pour un modèle hydromécanique avec un écoulement monophasique en saturation partielle. Cette hypothèse revient à négliger la présence de vapeur d'eau et d'air dissous et à considérer que la pression de gaz est constante. Les équations d'équilibre local peuvent donc alors s'écrire :

$$\text{div}(\underline{\sigma}) + \rho \underline{g} = 0 \quad (4-4)$$

$$\underline{t} = \underline{n} \underline{\sigma} \quad (4-5)$$

$$\text{div}(\underline{f}) + \dot{S} - Q = 0 \quad (4-6)$$

$$\underline{n}^T \underline{f} + q = 0 \quad (4-7)$$

où $\underline{\sigma}$ est le tenseur de contrainte totale, \underline{g} est le vecteur gravité, ρ est la masse volumique homogénéisée, \underline{f} est le flux massique de fluide, Q est une source de fluide, q est le flux imposé en surface et \dot{S} est l'emmagasinement de fluide (correspondant à la variation de la quantité de fluide contenue dans le volume poreux):

Nous avons fait l'hypothèse que l'écoulement dans le milieu poreux est monophasique et en saturation partielle. La présence d'air dissous et de vapeur d'eau est négligée. L'expression du flux massique de fluide \underline{f} ne contient donc qu'une contribution d'advection, vu qu'il n'y a pas de diffusion en présence d'un seul composant. Si le fluide considéré est l'eau liquide, le flux massique en conditions de saturations partielles s'écrit dès lors pour tout temps t :

$$f_i^t = -\rho_w^t \frac{K_{ij,sat} k_{r,w}^t}{\mu_w} \left(\frac{\partial p^t}{\partial x_j^t} + \rho_w^t g_j \right) \quad (4-8)$$

avec p la pression au sein de la phase fluide, ρ_w la masse volumique de l'eau, K_{sat} la perméabilité en conditions saturées, $k_{r,w}$ la perméabilité relative à l'eau et μ_w la viscosité dynamique de l'eau.

Le terme d'emmagasinement du fluide correspond à la variation de la quantité d'eau liquide dans le volume poreux. Ce terme peut s'écrire en fonction des variations de la pression de fluide \dot{p} , du degré de saturation $\dot{S}_{r,w}$ et des déformations volumiques $\dot{\epsilon}_V$ (voir annexe 2 pour plus de détails) :

$$\dot{S}^t = \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_w^t \phi^t S_{r,w}^t \right) \left(\frac{\rho_{w,0} \phi^t S_{r,w}^t}{\chi_w} + \frac{\rho_w^t S_{r,w}^{t-2} (b - \phi^t)}{k_s} \right) \dot{p}^t + \rho_w^t \phi^t \dot{S}_{r,w}^t + b \rho_w^t S_{r,w}^t \dot{\epsilon}_V^t \quad (4-9)$$

Nous supposons que la définition de la contrainte effective de Bishop est valable, si bien que la contrainte totale σ_{ij}^t s'écrit dans une convention de signes de résistance des matériaux (positif en traction) :

$$\sigma_{ij}^t = \sigma_{ij}^{t-} - b S_{r,w}^t p^t \delta_{ij} \quad (4-10)$$

2.1 Forme faible des équations de bilan

Les relations (4-4) à (4-7) sont des équations de bilan local. Toutefois, nous voulons étudier des problèmes sur des domaines importants (alvéoles de stockage de déchets radioactifs par exemple), dans lesquels nous voudrions que ces équations d'équilibre local soient respectées sans avoir à les vérifier en tout point du volume Ω' . Pour ce faire, nous utilisons le principe des travaux virtuels. Pour tout champ de pressions virtuelles p^* , cinématiquement admissible, le principe des travaux virtuels affirme que l'égalité des puissances virtuelles extérieure et intérieure entraîne le respect de l'équilibre local en tout point du domaine et donc de l'équilibre global.

La puissance virtuelle extérieure δW_E développée par les débits imposés en volume Q et en surface q , pour le champ de déplacement virtuel considéré, s'exprime selon :

$$\int_{\Omega^t} \left(\dot{S}^t p^* - f_i^t \frac{\partial p^*}{\partial x_i^t} \right) d\Omega^t = \int_{\Omega^t} Q^t p^* d\Omega^t - \int_{\Gamma_q^t} q^t p^* d\Gamma^t \quad (4-11)$$

où Γ_q^t est le contour sur lequel est imposé le flux en surface q .

De même, en appliquant le principe des travaux virtuels pour les équations de conservation de la quantité de mouvement du mélange eau – solide, nous obtenons, pour un champ de vitesses virtuelles u_i^* , cinématiquement admissibles :

$$\int_{\Omega^t} \sigma_{ij}^t \varepsilon_{ij}^* d\Omega^t = \int_{\Omega^t} \left(\rho_s (1 - \phi^t) + S_{r,w}^t \rho_w^t \phi^t \right) g_i u_i^* d\Omega^t + \int_{\Gamma_\sigma^t} t_i^t u_i^* d\Gamma^t \quad (4-12)$$

où $\varepsilon_{ij}^* = \frac{1}{2} \left(\left(\partial u_i^* / \partial x_j^t \right) + \left(\partial u_j^* / \partial x_i^t \right) \right)$ est le tenseur de vitesse de déformation virtuelle, associé au tenseur contrainte.

Les équations (4-11) et (4-12) sont une forme faible des équations de bilan.

2.2 *Principe de linéarisation des équations de bilan*

Les équations de bilan (4-11) et (4-12) sont fortement non linéaires. En effet, vu les équations constitutives proposées dans le chapitre 3, les termes de flux massique f , d'emmagasinement \dot{S} ou de flux en surface q amènent des non linéarités. Jusqu'à présent dans ce travail, les modèles de comportement mécanique n'ont pas été développés, mais ils peuvent également apporter leur part de non linéarités qui rendent complexes la résolution numérique des équations de bilan.

Afin de résoudre numériquement de tels problèmes, un schéma de résolution de Newton-Raphson est proposé pour trouver une solution en termes de champs de déplacements et de pressions de pores, pour lequel les équations de bilan sont vérifiées et donc l'équilibre atteint. L'objectif de ce paragraphe est de transformer ce système d'équations non linéaires en un problème linéaire auxiliaire, en suivant les idées des travaux de Borja & Alarcon (1995). Cette approche donne les mêmes résultats qu'une procédure classique en éléments finis (Zienkiewicz & Taylor, 2000), mais rend la linéarisation plus simple, particulièrement pour des problèmes couplés écrits en grandes déformations. Des précisions sur la méthode utilisée ci-dessous sont fournies par Chambon et al. (2001) et Collin et al. (2006).

Si nous supposons connue la configuration Ω^t (x_i^t et p^t) au temps t pour laquelle les équations de bilan sont vérifiées, l'objectif est alors de trouver une nouvelle configuration en fin de pas de temps ($\tau = t + \Delta t$) également à l'équilibre. Une première estimation de cette nouvelle configuration $\Omega^{\tau 1}$ ($x_i^{\tau 1}$ et $p^{\tau 1}$) peut être réalisée, mais pour laquelle l'équilibre n'est pas atteint. Des résidus mécaniques $R^{\tau 1}$ et hydrauliques $W^{\tau 1}$ apparaissent donc dans cette configuration lors de l'écriture des équations de bilan :

$$\int_{\Omega^{\tau 1}} \sigma_{ij}^{\tau 1} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^{\tau 1}} d\Omega^{\tau 1} - \int_{\Omega^{\tau 1}} \left(\rho_s (1 - \phi^{\tau 1}) + S_{r,w}^{\tau 1} \rho_w^{\tau 1} \phi^{\tau 1} \right) g_i u_i^* d\Omega^{\tau 1} - \int_{\Gamma_\sigma^{\tau 1}} t_i^{\tau 1} u_i^* d\Gamma^{\tau 1} = R^{\tau 1} \quad (4-13)$$

$$\int_{\Omega^{\tau 1}} \left(\dot{S}^{\tau 1} p^* - f_i^{\tau 1} \frac{\partial p^*}{\partial x_i^{\tau 1}} \right) d\Omega^{\tau 1} - \int_{\Omega^{\tau 1}} Q^{\tau 1} p^* d\Omega^{\tau 1} + \int_{\Gamma_q^{\tau 1}} q^{\tau 1} p^* d\Gamma^{\tau 1} = W^{\tau 1} \quad (4-14)$$

Le but est de déterminer une autre configuration $\Omega^{\tau 2}$, proche de $\Omega^{\tau 1}$, pour laquelle les résidus $R^{\tau 2}$ et $W^{\tau 2}$ disparaissent. Afin de linéariser ce problème, le système d'équations correspondant à $\Omega^{\tau 2}$ est réécrit dans la configuration $\Omega^{\tau 1}$ (en utilisant le Jacobien de la transformation entre ces deux configurations) et est ensuite soustrait au système d'équations correspondant écrits dans la configuration initiale $\Omega^{\tau 1}$. Ceci conduit à :

$$\int_{\Omega^{\tau 1}} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_l^{\tau 1}} \left(\sigma_{ij}^{\tau 2} \frac{\partial x_l^{\tau 1}}{\partial x_j^{\tau 2}} \det F - \sigma_{il}^{\tau 1} \right) d\Omega^{\tau 1} - \int_{\Omega^{\tau 1}} u_i^* \left(\rho_{app}^{\tau 2} \det F - \rho_{app}^{\tau 1} \right) g_i d\Omega^{\tau 1} = -R^{\tau 1} \quad (4-15)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega^{\tau 1}} \left[(\dot{S}^{\tau 2} \det F - \dot{S}^{\tau 1}) p^* - \frac{\partial p^*}{\partial x_l^{\tau 1}} \left(f_i^{\tau 2} \frac{\partial x_l^{\tau 1}}{\partial x_i^{\tau 2}} \det F - f_l^{\tau 1} \right) \right] d\Omega^{\tau 1} \\ &= \int_{\Gamma_q^{\tau 1}} (q^{\tau 2} \det F - q^{\tau 1}) p^* d\Gamma^{\tau 1} - W^{\tau 1} \end{aligned} \quad (4-16)$$

où $\det F$ est le déterminant du Jacobien $F_{ij} = \partial x_i^{\tau 2} / \partial x_j^{\tau 1}$ (permettant la transformation en grandes déformations des coordonnées de la configuration $\tau 2$ à celles en $\tau 1$). Nous supposons également que g_i , t_i , Q et q ne dépendent pas de la configuration considérée. Et ρ_{app} est la masse volumique apparente qui doit être calculée dans la configuration déformée et qui est donnée par :

$$\rho_{app}^t = \rho_s^t (1 - \phi^t) + \rho_w^t \phi^t S_{r,w}^t \quad (4-17)$$

Si nous définissons :

$$du_j^{\tau 1} = x_j^{\tau 2} - x_j^{\tau 1} \quad (4-18)$$

$$dp^{\tau 1} = p^{\tau 2} - p^{\tau 1} \quad (4-19)$$

$$d\phi^{\tau 1} = \phi^{\tau 2} - \phi^{\tau 1} \quad (4-20)$$

$$d\rho_w^{\tau 1} = \rho_w^{\tau 2} - \rho_w^{\tau 1} \quad (4-21)$$

$$dS_{r,w}^{\tau 1} = S_{r,w}^{\tau 2} - S_{r,w}^{\tau 1} \quad (4-22)$$

$$dk_{r,w}^{\tau 1} = k_{r,w}^{\tau 2} - k_{r,w}^{\tau 1} \quad (4-23)$$

L'équation mécanique (4-12) devient :

$$\int_{\Omega^{\tau 1}} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_l^{\tau 1}} \left(d\sigma_{il}^{\tau 1} - \sigma_{ij}^{\tau 1} \frac{\partial du_l}{\partial x_j^{\tau 1}} + \sigma_{il}^{\tau 1} \frac{\partial du_m}{\partial x_m^{\tau 1}} \right) d\Omega^{\tau 1} \quad (4-24)$$

$$- \int_{\Omega^{\tau 1}} u_i^* \left(\rho_{app}^{\tau 1} \frac{\partial du_m}{\partial x_m^{\tau 1}} - (\rho_s^{\tau 1} - S_{r,w}^{\tau 1} \rho_w^{\tau 1}) d\phi^{\tau 1} + d\rho_w^{\tau 1} S_{r,w}^{\tau 1} \phi^{\tau 1} + dS_{r,w}^{\tau 1} \rho_w^{\tau 1} \phi^{\tau 1} \right) g_i d\Omega^{\tau 1} = -R^{\tau 1}$$

L'équation fluide (4-11) s'écrit pour sa part :

$$\int_{\Omega^{\tau 1}} p^* \left(\begin{array}{l} \rho_{w,0} S_{r,w}^{\tau 1} \frac{d\phi^{\tau 1}}{\chi_w} \dot{p}^{\tau 1} + \rho_{w,0} S_{r,w}^{\tau 1} \frac{\phi^{\tau 1}}{\chi_w} \frac{dp^{\tau 1}}{\Delta t} + \rho_{w,0} dS_{r,w}^{\tau 1} \frac{\phi^{\tau 1}}{\chi_w} \dot{p}^{\tau 1} \\ + d\rho_w^{\tau 1} S_{r,w}^{\tau 1} \frac{(b - \phi^{\tau 1})}{k_s} \dot{p}^{\tau 1} - \rho_w^{\tau 1} S_{r,w}^{\tau 1} \frac{d\phi^{\tau 1}}{k_s} \dot{p}^{\tau 1} \\ + \rho_w^{\tau 1} S_{r,w}^{\tau 1} \frac{(b - \phi^{\tau 1})}{k_s} \frac{dp^{\tau 1}}{\Delta t} + 2S_{r,w}^{\tau 1} \rho_w^{\tau 1} dS_{r,w}^{\tau 1} \frac{(b - \phi^{\tau 1})}{k_s} \dot{p}^{\tau 1} \\ + d\rho_w^{\tau 1} \dot{S}_{r,w}^{\tau 1} \phi^{\tau 1} + \rho_w^{\tau 1} \frac{dS_{r,w}^{\tau 1}}{\Delta t} \phi^{\tau 1} + \rho_w^{\tau 1} \dot{S}_{r,w}^{\tau 1} d\phi^{\tau 1} + bd\rho_w^{\tau 1} S_{r,w}^{\tau 1} \frac{\dot{\Omega}^{\tau 1}}{\Omega^{\tau 1}} \\ + b\rho_w^{\tau 1} dS_{r,w}^{\tau 1} \frac{\dot{\Omega}^{\tau 1}}{\Omega^{\tau 1}} + b\rho_w^{\tau 1} S_{r,w}^{\tau 1} \left(\frac{\partial du_m^{\tau 1}}{\partial x_m^{\tau 1}} \frac{1}{\Delta t} - \frac{\dot{\Omega}^{\tau 1}}{\Omega^{\tau 1}} \frac{\partial du_m^{\tau 1}}{\partial x_m^{\tau 1}} \right) + \dot{S}^{\tau 1} \frac{\partial du_m^{\tau 1}}{\partial x_m^{\tau 1}} \\ - d\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_l^{\tau 1}} + \rho_w^{\tau 1} g_l \right) - \rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial dp^{\tau 1}}{\partial x_l^{\tau 1}} + d\rho_w^{\tau 1} g_l \right) \\ - \int_{\Omega^{\tau 1}} \frac{\partial p^*}{\partial x_l^{\tau 1}} \left(\begin{array}{l} -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat}}{\mu_w} dk_{r,w}^{\tau 1} \left(\frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_l^{\tau 1}} + \rho_w^{\tau 1} g_l \right) + \rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial du_j^{\tau 1}}{\partial x_l^{\tau 1}} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_j^{\tau 1}} \\ - f_j^{\tau 1} \frac{\partial du_l^{\tau 1}}{\partial x_j^{\tau 1}} + f_l^{\tau 1} \frac{\partial du_m^{\tau 1}}{\partial x_m^{\tau 1}} \end{array} \right) d\Omega^{\tau 1} \end{array} \right) d\Omega^{\tau 1} \quad (4-25)$$

$$= -W^{\tau 1}$$

Le système d'équations (4-24) et (4-25) peut alors être exprimé en fonction des seules inconnues du_i et dp , à condition de linéariser les équations (4-10), (3-22) et (3-7), ce qui donne :

$$\begin{aligned} d\sigma_{il}^{\tau 1} &= d\sigma_{il}^{\tau 1} - bS_{r,w}^{\tau 1} dp^{\tau 1} \delta_{il} - bdS_{r,w}^{\tau 1} p^{\tau 1} \delta_{il} \\ &= C_{ilkj}^{\tau 1} \frac{\partial du_k^{\tau 1}}{\partial x_j^{\tau 1}} - bS_{r,w}^{\tau 1} dp^{\tau 1} \delta_{il} - bdS_{r,w}^{\tau 1} p^{\tau 1} \delta_{il} \end{aligned} \quad (4-26)$$

$$d\rho_w^{\tau 1} = \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} dp^{\tau 1} \quad (4-27)$$

$$\begin{aligned} d\phi^{\tau 1} &= (b - \phi^{\tau 1}) \left(\frac{S_{r,w}^{\tau 1} dp^{\tau 1} + dS_{r,w}^{\tau 1} p^{\tau 1}}{k_s} + \frac{d\Omega^{\tau 1}}{\Omega^{\tau 1}} \right) \\ &= (b - \phi^{\tau 1}) \left(\frac{S_{r,w}^{\tau 1} dp^{\tau 1} + dS_{r,w}^{\tau 1} p^{\tau 1}}{k_s} + \frac{\partial du_m^{\tau 1}}{\partial x_m^{\tau 1}} \right) \end{aligned} \quad (4-28)$$

$$dS_{r,w}^{\tau 1} = \frac{\partial S_{r,w}^{\tau 1}}{\partial p^{\tau 1}} dp^{\tau 1} \quad (4-29)$$

$$dk_{r,w}^{\tau 1} = \frac{\partial k_{r,w}^{\tau 1}}{\partial S_{r,w}^{\tau 1}} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau 1}}{\partial p^{\tau 1}} dp^{\tau 1} \quad (4-30)$$

Les équations (4-24) et (4-25) présentent ainsi différentes contributions issues des effets géométriques non linéaires (lorsque l'on distingue les configurations $\Omega^{\tau 1}$ et $\Omega^{\tau 2}$ dans les développements), ainsi que des termes de couplage entre la pression de pores et la mécanique. Ces contributions seront mises en évidence dans la prochaine section lorsque la formulation d'un élément fini couplé sera détaillée.

3. Formulation d'un élément fini couplé 2D

Pour reproduire les écoulements biphasiques eau – gaz et leurs couplages avec le comportement mécanique au sein du massif, nous avons proposé un modèle constitutif non linéaire dans le chapitre 3. Sur base de ce cadre général, les équations de bilan ont été linéarisées, afin de pouvoir être résolues pour des problèmes complexes au sein d'un code d'éléments finis. A présent, nous devons détailler les éléments finis dont nous avons besoin pour simuler ce comportement couplé. Un élément fini couplé 2D est nécessaire pour reproduire le modèle de comportement hydromécanique en saturation partielle. Nous utilisons l'élément fini quadratique MWAT 2D à 8 noeuds (Figure 4-1), développé par Collin (2003), qui est un élément couplé à cinq degrés de liberté (coordonnées spatiales, pression d'eau, pression de gaz et température).

Afin de définir la matrice de rigidité de cet élément fini, les équations (4-24) et (4-25) sont réécrites sous une forme matricielle :

$$\int_{\Omega^{\tau 1}} \left[U_{(x,y)}^{*,\tau 1} \right]^T \left[E^{\tau 1} \right] \left[dU_{(x,y)}^{\tau 1} \right] d\Omega^{\tau 1} = -R^{\tau 1} - W^{\tau 1} \quad (4-31)$$

où $\left[dU_{(x,y)}^{\tau 1} \right]$ est défini par l'équation (4-32) et $\left[U_{(x,y)}^{*,\tau 1} \right]$ présente la même structure avec les quantités virtuelles correspondantes :

$$\left[dU_{(x,y)}^{\tau 1} \right]^T \equiv \left[\frac{\partial du_1^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} \frac{\partial du_1^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} \frac{\partial du_2^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} \frac{\partial du_2^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} du_1^{\tau 1} du_2^{\tau 1} \frac{\partial dp^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} \frac{\partial dp^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} dp^{\tau 1} \right] \quad (4-32)$$

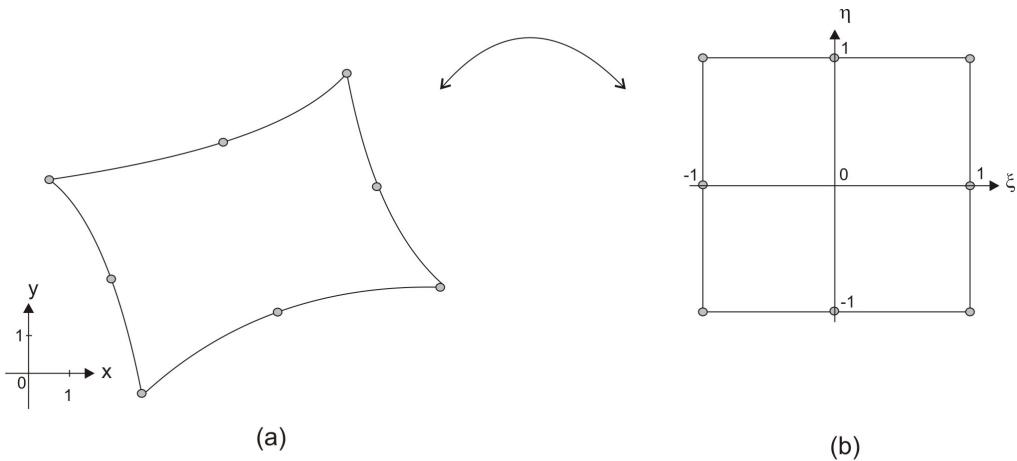


Figure 4-1 : (a) Elément quadratique MWAT à 8 nœuds et (b) l'élément correspondant dans les coordonnées parentes

La discrétisation spatiale de l'élément fini est introduite dans la relation (4-31), grâce aux matrices de transformation $[T^{\tau 1}]$ et $[B]$. Ces matrices de transformation relient les inconnues dans l'élément $[dU_{(x,y)}^{\tau 1}]$ aux variables nodales $[dU_{\text{Node}}^{\tau 1}]$, grâce aux relations suivantes :

$$[dU_{(x,y)}^{\tau 1}] = [T^{\tau 1}] [dU_{(\xi,\eta)}^{\tau 1}] \quad (4-33)$$

et

$$[dU_{(\xi,\eta)}^{\tau 1}] = [B] [dU_{\text{Node}}^{2D,\tau 1}] \quad (4-34)$$

L'intégration de l'équation (4-31) sur un élément fini 2D conduit donc à la relation suivante :

$$\begin{aligned} & [U_{\text{node}}^{2D,*}]^T \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 [B]^T [T^{\tau 1}]^T [E^{\tau 1}] [T^{\tau 1}] [B] \det J^{\tau 1} d\xi d\eta [dU_{\text{Node}}^{2D,\tau 1}] \\ & \equiv [U_{\text{node}}^{2D,*}]^T [k^{2D,\tau 1}] [dU_{\text{Node}}^{\tau 1}] \end{aligned} \quad (4-35)$$

où $[k^{2D,\tau 1}]$ est la matrice de rigidité locale de l'élément fini 2D; $J^{\tau 1}$ est la matrice Jacobienne de la transformation des coordonnées parentes (ξ, η) aux coordonnées (x, y) (voir Figure 4-1); tandis que $[dU_{\text{Node}}^{2D,\tau 1}]$ correspond à la matrice des variables nodales définie par :

$$[dU_{\text{Node}}^{2D,\tau 1}]^T = \left[\begin{array}{c} du_{1(-1,-1)}^{\tau 1} du_{2(-1,-1)}^{\tau 1} dp_{(-1,-1)}^{\tau 1} \times du_{1(-1,0)}^{\tau 1} du_{2(-1,0)}^{\tau 1} dp_{(-1,0)}^{\tau 1} \times du_{1(-1,1)}^{\tau 1} du_{2(-1,1)}^{\tau 1} dp_{(-1,1)}^{\tau 1} \\ \times du_{1(0,-1)}^{\tau 1} du_{2(0,-1)}^{\tau 1} dp_{(0,-1)}^{\tau 1} \times du_{1(0,1)}^{\tau 1} du_{2(0,1)}^{\tau 1} dp_{(0,1)}^{\tau 1} \times du_{1(1,-1)}^{\tau 1} du_{2(1,-1)}^{\tau 1} dp_{(1,-1)}^{\tau 1} \\ \times du_{1(1,0)}^{\tau 1} du_{2(1,0)}^{\tau 1} dp_{(1,0)}^{\tau 1} \times du_{1(1,1)}^{\tau 1} du_{2(1,1)}^{\tau 1} dp_{(1,1)}^{\tau 1} \end{array} \right] \quad (4-36)$$

La matrice $[E^{\tau 1}]$ est une matrice (9X9) qui contient tous les termes des équations de bilan linéarisées (équations 4-24 et 4-25):

$$\begin{bmatrix} E^{\tau 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{MM_{(6x6)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{WM_{(6x3)}^{\tau 1}}^{2D} \\ K_{MW_{(3x6)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{WW_{(3x3)}^{\tau 1}}^{2D} \end{bmatrix} \quad (4-37)$$

Les matrices K_{WW}^{2D} et K_{MM}^{2D} sont les matrices de rigidité classique pour un problème en écoulement ou un problème mécanique. Les matrices K_{WM}^{2D} et K_{MW}^{2D} contiennent tous les termes de couplage entre la mécanique et l'écoulement.

$$K_{WW_{(3x3)}^{\tau 1}}^{2D} = \begin{bmatrix} \rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} & 0 & C1 \\ 0 & \rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} & C2 \\ 0 & 0 & D \end{bmatrix} \quad (4-38)$$

$$K_{MM_{(6x6)}^{\tau 1}}^{2D} = \begin{bmatrix} C_{1111} & C_{1112} - \sigma_{12}^{\tau 1} & C_{1121} & C_{1122} + \sigma_{11}^{\tau 1} & 0 & 0 \\ C_{1211} + \sigma_{12}^{\tau 1} & C_{1212} & C_{1221} - \sigma_{11}^{\tau 1} & C_{2222} & 0 & 0 \\ C_{2111} & C_{2112} - \sigma_{22}^{\tau 1} & C_{2121} & C_{2122} + \sigma_{21}^{\tau 1} & 0 & 0 \\ C_{2211} + \sigma_{22}^{\tau 1} & C_{2212} & C_{2221} - \sigma_{21}^{\tau 1} & C_{2222} & 0 & 0 \\ G & 0 & 0 & G & 0 & 0 \\ G & 0 & 0 & G & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4-39)$$

$$K_{MW_{(3x6)}^{\tau 1}}^{2D} = \begin{bmatrix} -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} & f_2^{\tau 1} & -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} & -f_1^{\tau 1} & 0 & 0 \\ -f_2^{\tau 1} & -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} & f_1^{\tau 1} & -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} & 0 & 0 \\ A + \dot{S}^{\tau 1} & 0 & 0 & A + \dot{S}^{\tau 1} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4-40)$$

$$K_{WM_{(6x3)}^{\tau_1}}^{2D} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -bS_{r,w}^{\tau_1} - bp^{\tau_1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -bS_{r,w}^{\tau_1} - bp^{\tau_1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \\ 0 & 0 & -\left(\frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} S_{r,w}^{\tau_1} \phi^{\tau_1} + \rho_w^{\tau_1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \phi^{\tau_1} - (\rho_s^{\tau_1} - S_{r,w}^{\tau_1} \rho_w^{\tau_1}) \eta \right) g_1 \\ 0 & 0 & -\left(\frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} S_{r,w}^{\tau_1} \phi^{\tau_1} + \rho_w^{\tau_1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \phi^{\tau_1} - (\rho_s^{\tau_1} - S_{r,w}^{\tau_1} \rho_w^{\tau_1}) \eta \right) g_2 \end{bmatrix} \quad (4-41)$$

avec

$$A = b \rho_w^{\tau_1} S_{r,w}^{\tau_1} \left(\frac{1}{\Delta t} - \frac{\dot{\Omega}^{\tau_1}}{\Omega^{\tau_1}} \right) + (b - \phi^{\tau_1}) \left(\rho_{w,0} \frac{S_{r,w}^{\tau_1}}{\chi_w} \dot{p}^{\tau_1} - \rho_w^{\tau_1} \frac{(S_{r,w}^{\tau_1})^2}{k_s} \dot{p}^{\tau_1} + \rho_w^{\tau_1} \dot{S}_{r,w}^{\tau_1} \right) \quad (4-42)$$

$$C1 = \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau_1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p^{\tau_1}}{\partial x_1^{\tau_1}} + \rho_w^{\tau_1} g_1 \right) + \rho_w^{\tau_1} \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau_1}}{\mu_w} g_1 + \rho_w^{\tau_1} \frac{K_{sat}}{\mu_w} \frac{\partial k_{r,w}^{\tau_1}}{\partial S_{r,w}^{\tau_1}} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \left(\frac{\partial p^{\tau_1}}{\partial x_1^{\tau_1}} + \rho_w^{\tau_1} g_1 \right) \quad (4-43)$$

$$C2 = \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau_1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p^{\tau_1}}{\partial x_2^{\tau_1}} + \rho_w^{\tau_1} g_2 \right) + \rho_w^{\tau_1} \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau_1}}{\mu_w} g_2 + \rho_w^{\tau_1} \frac{K_{sat}}{\mu_w} \frac{\partial k_{r,w}^{\tau_1}}{\partial S_{r,w}^{\tau_1}} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \left(\frac{\partial p^{\tau_1}}{\partial x_2^{\tau_1}} + \rho_w^{\tau_1} g_2 \right) \quad (4-44)$$

$$D = \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} S_{r,w}^{\tau_1} \eta \dot{p}^{\tau_1} + \rho_{w,0} \frac{\phi^{\tau_1}}{\chi_w} \frac{S_{r,w}^{\tau_1}}{\Delta t} + \rho_{w,0} \frac{\phi^{\tau_1}}{\chi_w} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \dot{p}^{\tau_1} + \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} (S_{r,w}^{\tau_1})^2 \frac{(b - \phi^{\tau_1})}{k_s} \dot{p}^{\tau_1} - \frac{\rho_w^{\tau_1}}{k_s} (S_{r,w}^{\tau_1})^2 \eta \dot{p}^{\tau_1} + \rho_w^{\tau_1} (S_{r,w}^{\tau_1})^2 \frac{(b - \phi^{\tau_1})}{k_s} \frac{1}{\Delta t} + 2^{\tau_1} (S_{r,w}^{\tau_1})^2 \rho_w^{\tau_1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \frac{(b - \phi^{\tau_1})}{k_s} \dot{p}^{\tau_1} \quad (4-45)$$

$$+ \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} \phi^{\tau_1} \dot{S}_{r,w}^{\tau_1} + \rho_w^{\tau_1} \eta \dot{S}_{r,w}^{\tau_1} + \rho_w^{\tau_1} \frac{\phi^{\tau_1}}{\Delta t} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} + b \frac{\rho_{w,0}}{\chi_w} S_{r,w}^{\tau_1} \frac{\dot{\Omega}^{\tau_1}}{\Omega^{\tau_1}} + b \rho_w^{\tau_1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau_1}}{\partial p^{\tau_1}} \frac{\dot{\Omega}^{\tau_1}}{\Omega^{\tau_1}}$$

$$G = -\rho_{app}^{\tau_1} + (\rho_s^{\tau_1} - S_{r,w}^{\tau_1} \rho_w^{\tau_1}) (b - \phi^{\tau_1}) \quad (4-46)$$

$$\eta = \frac{\partial d\phi^{\tau 1}}{\partial p^{\tau 1}} = (b - \phi^{\tau 1}) \left(\frac{S_{r,w}^{\tau 1} + \frac{\partial S_{r,w}^{\tau 1}}{\partial p^{\tau 1}} p^{\tau 1}}{k_s} \right) \quad (4-47)$$

Le développement de cette matrice de rigidité met clairement en évidence les différents termes de couplage entre l'écoulement et la mécanique, ainsi que les termes qui apparaissent suite à la formulation en grandes déformations.

Dans l'équation (4-31), les résidus mécaniques et hydrauliques $R^{\tau 1}$ et $W^{\tau 1}$ sont calculés pour chaque élément grâce à la relation suivante :

$$\begin{aligned} -R^{\tau 1} - W^{\tau 1} &= P_e^{t*} - \left[U_{node}^{2D,*} \right]^T \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 [B]^T [T^t]^T [\sigma^{2D,t}] \det J^t d\xi d\eta \\ &\equiv \left[U_{node}^{2D,*} \right] [f_{HE}^{2D,t}] \end{aligned} \quad (4-48)$$

avec

$$[\sigma^{2D,\tau 1}]^T = [\sigma_{11}^{\tau 1} \ \dots \ \sigma_{22}^{\tau 1} \ -f_1^{\tau 1} \ -f_2^{\tau 1} \ \dot{S}^{\tau 1}] \quad (4-49)$$

et où $[f_{HE}^{2D,t}]$ sont les forces hors équilibres. La puissance virtuelle extérieure P_e^{t*} contient les contributions de toutes les forces des problèmes mécaniques et hydrauliques, excepté les forces de gravité qui sont introduites dans le vecteur $[\sigma^{2D,\tau 1}]$.

La matrice de rigidité globale et les forces hors équilibres peuvent être obtenues par assemblage des matrices de rigidité élémentaire données par les équations (4-35) et (4-48). Après résolution du système d'équations linéaires auxiliaires (équations 4-24 et 4-25), une nouvelle configuration est trouvée et l'équilibre est ainsi vérifié. Une procédure monolithique est choisie, lors de laquelle la matrice de rigidité globale est calculée à chaque itération de la procédure de Newton-Raphson.

4. Généralisation à un système d'écoulement biphasique

Les développements de ce chapitre ont jusqu'à présent été réalisés pour un problème hydromécanique avec écoulement monophasique (un seul fluide) en saturation partielle. Or le modèle de comportement hydr-mécanique présenté au chapitre 3 prend en compte la présence de deux fluides (eau, gaz) au sein de deux phases (liquide et gazeuse). L'élément fini MWAT 2D proposé pour reproduire le comportement couplé est un élément à cinq degré de liberté, qui peut donc être utilisé pour simuler un écoulement biphasique. L'objectif de ce paragraphe est de montrer comment il est possible de généraliser les relations obtenues précédemment lors de la présence d'une phase gazeuse et lorsque l'on considère l'eau, la vapeur d'eau, l'air sec et l'air dissous.

L'utilisation d'éléments finis à cinq degrés de liberté par noeud nécessite la vérification de cinq équations d'équilibre (2 directions en mécanique, 2 fluides et 1 thermique). Le modèle hydromécanique proposé au chapitre 3 est développé en conditions isothermes, si bien que

nous ne nous occuperons pas des aspects thermiques dans ce paragraphe. Par contre, si nous souhaitons introduire la présence d'une phase gazeuse dans la formulation de l'élément fini MWAT 2D et de la matrice de rigidité globale, il est nécessaire d'ajouter une équation d'équilibre supplémentaire.

Dans le chapitre 3, les équations de bilan pour les fluides ont été écrites par espèce chimique plutôt que par phase. Quelque soit l'espèce chimique choisie (eau ou air), leur forme reste identique :

$$\underline{\operatorname{div}}(\underline{f}_{\varphi 1}) + \underline{\operatorname{div}}(\underline{f}_{\varphi 2}) + \dot{S}_{\varphi 1} + \dot{S}_{\varphi 2} - Q = 0 \quad (4-50)$$

$$\underline{n}^T \cdot \underline{f}_{\varphi 1} + \underline{n}^T \cdot \underline{f}_{\varphi 2} + q = 0 \quad (4-51)$$

avec $f_{\varphi 1}$ et $f_{\varphi 2}$ les flux massiques de l'espèce chimique considérée (eau ou air) au sein respectivement de la phase liquide et de la phase gazeuse, $\dot{S}_{\varphi 1}$ et $\dot{S}_{\varphi 2}$ l'emmagasinement au sein respectivement de la phase liquide et de la phase gazeuse, Q un terme de source, q un flux de surface et \underline{n} la normale à la surface.

Dans la définition de la contrainte effective de Bishop qui intervient dans l'équation de bilan mécanique (équation 4-4), il est également nécessaire de considérer la présence d'une phase gazeuse. Dans une convention de signes où la traction est positive, la contrainte effective de Bishop s'écrit :

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} - b \left(p_w S_{r,w} + p_g (1 - S_{r,w}) \right) \delta_{ij} \quad (4-52)$$

La masse volumique apparente du mélange doit également être adaptée et est alors donnée par la relation suivante :

$$\rho_{app} = \rho_s (1 - \phi) + \rho_w \phi S_{r,w} + \rho_g \phi (1 - S_{r,w}) \quad (4-53)$$

Les équations de bilan présentent donc une forme semblable à celle écrite pour un milieu monophasique. La linéarisation peut donc se réaliser de manière identique, en suivant les mêmes raisonnements, à condition d'ajouter les termes dus à la présence de l'eau ou de l'air au sein d'une deuxième phase (vapeur d'eau ou air dissous).

Suite à cette linéarisation, la formulation de l'élément fini MWAT 2D peut être aisément généralisée aux milieux biphasiques. Les matrices $[dU_{(x,y)}^{\tau 1}]$ et $[dU_{Node}^{2D,\tau 1}]$ (équations 4-32 et 4-36) sont simplement agrandies pour prendre en compte l'inconnue nodale supplémentaire, à savoir la pression de gaz p_g . La matrice $[E^{\tau 1}]$ (qui intervient dans l'équation 4-35) est dorénavant une matrice (12X12) qui s'écrit :

$$\begin{bmatrix} E^{\tau 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{MM_{(6x6)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{WM_{(6x3)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{GM_{(6x3)}^{\tau 1}}^{2D} \\ K_{MW_{(3x6)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{WW_{(3x3)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{GW_{(3x3)}^{\tau 1}}^{2D} \\ K_{MG_{(3x6)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{WG_{(3x3)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{GG_{(3x3)}^{\tau 1}}^{2D} \end{bmatrix} \quad (4-54)$$

Cette matrice laisse à présent apparaître les couplages qui existent entre respectivement la mécanique et les deux fluides, mais également entre ces deux fluides.

Nous ne détaillerons pas l'ensemble de ces matrices de rigidité locale dans ce document. Cependant, pour exemple, la matrice $K_{GM_{(6x3)}^{\tau 1}}^{2D}$ s'écrit après quelques développements :

$$K_{GM_{(6x3)}^{\tau 1}}^{2D} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -b(1-S_{r,w}^{\tau 1}) + bp_g^{\tau 1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau 1}}{\partial p_g^{\tau 1}} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -b(1-S_{r,w}^{\tau 1}) + bp_g^{\tau 1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau 1}}{\partial p_g^{\tau 1}} \\ 0 & 0 & X \cdot g_1 \\ 0 & 0 & X \cdot g_2 \end{bmatrix} \quad (4-55)$$

$$X = -d\rho_g^{\tau 1}(1-S_{r,w}^{\tau 1})\phi^{\tau 1} + \rho_g^{\tau 1} \frac{\partial S_{r,w}^{\tau 1}}{\partial p_g^{\tau 1}} \phi^{\tau 1} + (\rho_s^{\tau 1} - S_{r,w}^{\tau 1} \rho_w^{\tau 1} - (1-S_{r,w}^{\tau 1}) \rho_g^{\tau 1})(b-\phi^{\tau 1}) \frac{(1-S_{r,w}^{\tau 1})}{k_s} \quad (4-56)$$

avec $d\rho_g^{\tau 1}$ qui doit être linéarisé à partir de la loi des gaz parfaits appliquées au mélange gazeux air sec – vapeur d'eau (équation 3-25).

Ce calcul peut rapidement devenir très complexe. Il est alors intéressant de calculer ces termes de matrice numériquement, par différences finies entre un état perturbé et un état non perturbé. Une boucle supplémentaire est effectuée au niveau de la loi ; chaque composante de la vitesse au point d'intégration est successivement perturbée et permet le calcul du terme de la matrice correspondant à la perturbation. Les détails de cette méthode par perturbation sont présentés par Collin (2003).

5. Conclusions

Après avoir mis en évidence l'importance des écoulements biphasiques et des couplages hydromécaniques pour reproduire les écoulements gazeux autour des alvéoles de stockage de déchets radioactifs, nous avons proposé au chapitre 3 un modèle de comportement hydromécanique en saturation partielle. Ce chapitre propose une méthode pour intégrer ce modèle hydromécanique dans un code de calcul éléments finis. Cela permettra ensuite la simulation de problèmes complexes en lien avec le stockage de déchets radioactifs.

L'élément fini utilisé est l'élément MWAT, qui est un élément couplé à cinq degrés de liberté (coordonnées spatiales, pression d'eau, pression de gaz et température) qui permet d'étudier des problèmes thermo-hydro-mécaniques couplés. Il est utilisé en particulier dans ce travail pour reproduire les écoulements biphasiques eau – gaz qui ont lieu au sein d'un matériau poreux. Après avoir présenté une technique de linéarisation des équations d'équilibre, nous avons détaillé la formulation de cet élément fini 2D. Les développements mathématiques ont permis d'écrire une matrice de rigidité globale pour cet élément et de mettre en évidence l'influence de l'écriture en grandes déformations. La matrice de rigidité laisse clairement apparaître les termes de couplage entre la mécanique et les écoulements. Dans un premier temps, les développements ont été réalisés pour un système monophasique en saturation partielle, avant d'être généralisé à un modèle d'écoulement biphasique.

Le modèle hydromécanique en saturation partielle proposé au chapitre 3 est très classique. Ce modèle devra dès lors évoluer afin de reproduire au mieux les mécanismes spécifiques mis en évidence pour chacune des applications étudiées dans cette thèse. Ainsi, pour les questions liées aux interactions roche – atmosphère, il sera nécessaire de développer une condition limite hydraulique à même de reproduire les échanges de vapeur d'eau à la surface de la roche. Une telle condition limite nécessite l'utilisation d'un élément fini frontière particulier, dont la formulation sera présentée au chapitre 5.

Pour les questions de migration de gaz dans les roches argileuses, il a été montré combien les couplages hydromécaniques sont essentiels pour reproduire le développement de chemins préférentiels d'écoulement. De nouvelles équations constitutives seront proposées pour tenir compte de ces couplages additionnels. Cela accentuera les non linéarités et modifiera les termes de la matrice de rigidité globale. Nous verrons au cours du chapitre 6 comment la formulation de l'élément fini évoluera avec ces nouveaux développements.

Nous pouvons à présent appliquer ces modèles de comportement et ces outils numériques aux questions relatives aux écoulements de gaz dans le cadre de l'enfouissement de déchets radioactifs.

Chapitre 5

Thème 1

**Transfert de gaz à court terme :
Interactions roche – atmosphère en paroi de
galeries**

1. Introduction

La ventilation permanente des galeries lors des phases de creusement et des opérations de maintenance influence la cinétique de désaturation en paroi. Dans le cadre du stockage de déchets radioactifs, cette question influence le comportement à court terme des ouvrages. Elle est à étudier avec attention car la distribution du champ de pressions à proximité de la paroi modifie la zone endommagée créée lors du creusement autour des cavités. La désaturation induite par la ventilation peut en effet d'une part influencer l'extension de la zone endommagée, mais également l'état ou l'ouverture des fractures dans cette zone. Les écoulements de fluides autour des cavités s'en trouvent donc modifiés et de là accélèrent la migration des radionucléides. Plus généralement, les interactions entre un milieu poreux et l'atmosphère interviennent dans de nombreux problèmes de géomécanique. Par exemple, dans plusieurs régions européennes et africaines, les sols sont sensibles aux mouvements de gonflement et/ou de retrait, ce qui endommage fortement les constructions. La durabilité des matériaux cimentaires dans le génie civil est également fortement influencée par l'évolution des conditions atmosphériques auxquelles sont soumises les structures. Les problèmes de glissement de terrains sont souvent expliqués par une modification du champ de pressions d'eau au sein du massif. L'évolution de ces pressions dépend entre autres des interactions avec l'atmosphère.

Ces questions d'interactions entre la roche et l'air ambiant peuvent être étudiées expérimentalement en laboratoire par des expériences de séchage d'échantillons de sols soumis à des conditions d'humidité relative et de température contrôlées. De tels essais permettent l'obtention de la cinétique de désaturation par une pesée continue de la masse des échantillons jusqu'à l'équilibre. Certaines techniques expérimentales présentées au chapitre 2 fournissent en outre des profils de teneur en eau au sein des échantillons. L'inconvénient de la majorité de ces dispositifs expérimentaux est qu'ils ne permettent pas de reproduire exactement les conditions naturelles de ventilation, car l'air ne circule pas autour des échantillons. Dans les laboratoires souterrains de recherches construits en vue de l'enfouissement de déchets radioactifs, certaines expériences à grande échelle de ventilation de la roche sont réalisées afin d'étudier ces interactions roche – atmosphère. Aussi bien en laboratoire qu'*in situ*, on constate une influence de la désaturation du matériau sur son comportement mécanique. Un retrait est en effet généralement observé, en particulier dans les matériaux argileux. Mais de la fissuration et des formes de dessiccation peuvent également être obtenues. De telles expériences montrent combien la ventilation des galeries peut influencer l'état de la zone endommagée autour des cavités.

La reproduction numérique de l'ampleur et de la cinétique de désaturation de la roche à proximité des ouvrages est donc un enjeu important, car elle permet l'obtention du champ des pressions d'eau à proximité de la paroi. Pour envisager la modélisation de tels problèmes, il est nécessaire tout d'abord de disposer d'un modèle hydromécanique du milieu poreux. Ce modèle doit prendre en compte la présence d'eau et de vapeur d'eau, car l'équilibre entre le milieu poreux et l'atmosphère est généralement atteint par des échanges sous forme de vapeur d'eau. Le modèle hydromécanique tenant compte d'écoulements multiphasiques d'eau et de gaz présenté au chapitre 3 répond à ces exigences. Ce modèle permet la reproduction de flux d'advection d'eau jusqu'à la surface, qui peut ensuite être vaporisée, mais également de la diffusion de la vapeur d'eau vers la paroi. En outre, nous avons montré au chapitre 2 qu'il est intéressant de tenir compte de l'influence de la température dans de tels problèmes. D'une

part, la haute activité des déchets implique une augmentation de température autour des colis et modifie donc l'évaporation de l'eau contenue dans les pores. D'autre part, la vaporisation de l'eau nécessite une consommation d'énergie, qui ne peut être expliquée que par des transferts thermiques entre l'atmosphère et le milieu poreux. Il est intéressant d'étendre le modèle hydromécanique développé au chapitre 3 aux conditions anisothermes.

Outre un modèle représentant les écoulements au sein du milieu poreux, il est nécessaire de développer un élément fini et une formulation de la condition limite thermo-hydraulique à appliquer en paroi de galeries pour représenter les échanges entre la roche et l'atmosphère. Une solution simple souvent utilisée consiste à appliquer en paroi la pression capillaire correspondant à l'humidité relative de l'air ambiant. On constate dans ce cas que les échanges de fluides entre la roche et l'air ambiant sont généralement surestimés (Hoxha et al., 2004). Une nouvelle condition limite est donc proposée et est basée sur l'hypothèse de l'existence d'une couche limite en paroi de galeries contrôlant les échanges de vapeur d'eau.

Finalement, il est nécessaire de disposer d'un modèle mécanique adéquat pour reproduire l'évolution de la zone endommagée autour des ouvrages avec la désaturation en paroi. Néanmoins, dans ce travail, nous ne développons pas des modèles de comportement mécanique complexe capables de reproduire avec précision la fracturation au sein du matériau. L'objectif de ce chapitre est avant tout de proposer une formulation d'une condition limite hydraulique permettant d'obtenir une reproduction précise du champ de pressions d'eau à proximité des tunnels. L'obtention de ce champ de pressions induit par la ventilation permettra ensuite dans de futures recherches axées sur le comportement mécanique des roches argileuses d'obtenir des informations sur l'endommagement du massif.

Dans ce chapitre, une synthèse de la cinétique des processus de séchage est d'abord présentée, avec l'accent mis sur la prise en compte des effets thermiques sur les échanges de vapeur d'eau. Une campagne expérimentale en laboratoire est ensuite présentée. Elle permet de reproduire les conditions naturelles de la ventilation des galeries par la circulation continue d'un air à humidité et température contrôlées. Cette campagne consiste en des essais de séchage sur deux matériaux poreux pour différentes conditions expérimentales (humidité relative, température, vitesse de l'air). Pour reproduire numériquement les échanges en paroi, une condition limite thermo-hydraulique est ensuite proposée. Une extension du modèle hydromécanique présenté au chapitre 3 pour les conditions anisothermes est également présentée. Nous verrons également de quelle manière ces modifications influencent la formulation de l'élément fini couplé présenté au chapitre 4. Finalement, la formulation de la condition limite est validée sur base des essais de séchage, puis utilisée dans des applications consacrées à la ventilation et au suintement en paroi de galeries.

2. Analyse des processus de séchage

2.1 *Introduction*

Les interactions entre un géomatériau et l'air ambiant sont une question essentielle en géomécanique, car elles influencent la distribution des pressions capillaires au sein du matériau poreux en contact avec l'atmosphère. Généralement, ces interactions sont étudiées expérimentalement lors d'essais où les conditions atmosphériques sont reproduites. L'humidité relative, la température et la vitesse de l'air sont en effet contrôlées. Différentes techniques existent et ont été présentées en détails au chapitre 2. Les solutions salines sont le plus souvent utilisées pour imposer une humidité relative donnée dans une chambre

hermétique où l'échantillon est placé, mais cette technique ne permet pas une circulation de l'air à une vitesse donnée (Delage et al., 1998 ; Giraud et al., 2007). Dans un dispositif de séchage convectif, l'humidité relative et la vitesse sont imposées grâce à la convection d'un air humide autour du matériau (Kowalski, 2003). Cette méthode présente l'avantage de pouvoir reproduire les conditions naturelles de séchage d'un milieu poreux soumis à la circulation de l'air ambiant. Elle sera donc utilisée dans ce chapitre. Comme dans la méthode précédente, la cinétique des processus de séchage est généralement analysée dans ce cas à partir de l'évolution de la masse d'échantillons soumis à une désaturation.

Ces méthodes d'imposition d'une humidité relative sont en outre fréquemment utilisées en géomécanique afin de déduire les courbes de perméabilité relative à l'eau de sols, de roches ou de matériaux cimentaires. Des méthodes inverses permettent la détermination de l'évolution de la perméabilité à partir de mesures de la perte de masse d'échantillons soumis à une désaturation (Homand et al., 2004 ; Giraud et al., 2007 ; Baroghel-Bouny et al., 2001 ; Giraud et al., 2009).

En réalité, il n'est pas possible d'obtenir à la fois des informations sur les échanges entre un matériau poreux et l'atmosphère et sur la courbe de perméabilité relative de ce même matériau à partir de la cinétique de la perte de masse d'un échantillon soumis à désaturation. En effet, lors de la détermination de la perméabilité relative, il est nécessaire de supposer que les transferts de vapeur ne sont limités que par les caractéristiques de transferts internes de l'échantillon, comme la perméabilité à l'eau. La capacité d'échange entre la paroi et l'extérieur est donc supposée infinie et toute l'eau ou la vapeur d'eau amenée en surface est dès lors échangée instantanément avec l'atmosphère. Sous cette hypothèse, la cinétique de perte de masse de l'échantillon n'est donc influencée que par la courbe de perméabilité relative du matériau. Il est possible de la déterminer par des méthodes inverses.

En réalité, les capacités d'évaporation en surface ne sont pas infinies. On suppose qu'il existe une couche limite en paroi du matériau qui contrôle les échanges de vapeur. Les transferts de fluides entre l'atmosphère et la roche peuvent donc être limités soit par les propriétés du matériau qui empêchent l'apport d'eau et de vapeur d'eau en surface soit par les capacités d'échange de la couche limite. C'est justement l'objet de l'étude des interactions roche – atmosphère que de caractériser l'évolution des capacités d'échange de la couche limite avec les caractéristiques de l'air ambiant et les conditions en surface. Pour quantifier les capacités d'échange de la couche limite, il est nécessaire de savoir comment les écoulements d'eau et de vapeur d'eau au sein de l'échantillon évoluent avec la pression capillaire. Il est donc nécessaire de supposer connue la courbe de perméabilité relative à l'eau. C'est cette dernière approche qui est choisie dans ce chapitre. Cette démarche est largement utilisée dans la communauté scientifique du séchage de matériaux poreux (Key, 1972; Kowalski, 2003 ; Coumans, 2000), mais plus rarement en géomécanique. C'est l'objectif de ce chapitre de mettre en évidence comment cette approche permet une identification précise des processus de désaturation des matériaux poreux soumis à l'influence de l'air ambiant.

2.2 **Conditions anisothermes**

Lors des essais de désaturation d'échantillons de sols, l'humidité est extraite de l'échantillon grâce à l'évaporation se déroulant à la paroi de l'échantillon. Ce processus nécessite de l'énergie et le séchage est dès lors le résultat de deux processus couplés : des transferts d'eau et de chaleur qui se déroulent simultanément.

Les essais de séchage sont réalisés généralement à température ambiante. Au début du test, le taux d'évaporation est tellement important que l'énergie ne peut être fournie intégralement par l'air extérieur. L'énergie est donc apportée par l'échantillon lui-même. Il en résulte une diminution de la température de l'échantillon et des échanges thermiques de l'atmosphère vers le matériau poreux. Lorsque le taux d'évaporation diminue en cours d'essai, l'énergie fournie par l'atmosphère devient suffisante pour permettre l'évaporation en paroi et la température de l'échantillon tend alors vers la température externe. Si la diminution de température au sein de l'échantillon est limitée, il est raisonnable de considérer des conditions de séchage isothermes pour analyser la cinétique de désaturation. C'est le cas lorsque l'évaporation de l'eau est limitée par la lenteur des transferts au sein de l'échantillon et non par les transferts de chaleur (Baggio et al., 1997 ; Coussy et al., 1998 ; Mainguy et al., 2001).

Coussy et al. (1998) ont proposé une relation estimant la différence de température maximale ΔT_{max} qui peut être attendue durant le séchage :

$$\Delta T_{max} = \frac{\tau_T}{\tau_d} \frac{wL}{\rho c_p} \left(1 - \frac{\tau_T}{\tau_d}\right)^{-1} \quad (5-1)$$

avec τ_T et τ_d les temps caractéristiques pour le transport de fluide en conditions isothermes et pour le transfert de chaleur, w la teneur en eau, L la chaleur latente, ρ la masse volumique de l'échantillon et c_p la chaleur spécifique du milieu.

Une faible valeur du rapport τ_T/τ_d assure une faible diminution de la température de l'échantillon au début du séchage. C'est le cas des matériaux peu perméables ou présentant de fortes conductivités thermiques. Les problèmes d'interactions roche – atmosphère dans le cadre du stockage de déchets radioactifs dans des roches peu perméables peuvent donc raisonnablement être analysés sous l'hypothèse de conditions isothermes. Cependant, la haute activité des déchets radioactifs engendre d'importants flux de chaleur à proximité de la paroi, ce qui modifie les conditions de température et influence les échanges de vapeur. Plus généralement, beaucoup de problèmes d'interactions sol – atmosphère en géomécanique (glissements de terrain...) se déroulent dans des couches superficielles. Ces terrains présentent de fortes perméabilités et donc des variations de température plus importantes dans les terrains. De plus, dans de tels problèmes, la température de l'air ambiant peut varier au cours du temps et modifier les conditions de séchage. Ces différentes raisons mettent en évidence la nécessité de prendre en compte les couplages thermo-hydrauliques dans l'étude de la cinétique de désaturation afin de comprendre précisément les processus de séchage.

2.3 Cinétique des processus de séchage

La cinétique de désaturation d'un échantillon soumis à une diminution de l'humidité relative de l'air ambiant peut être analysée à partir de la mesure continue de la masse. Etudier la diminution de la masse de l'échantillon en parallèle à l'évolution de température en surface de l'échantillon fournit des indications pertinentes sur les différentes étapes et processus de séchage.

La première méthode consiste à analyser l'évolution temporelle de la masse de l'échantillon placé dans le sécheur convectif (Giraud et al., 2007 ; Musielak & Banaszak, 2007). Une telle courbe met en évidence différentes périodes de séchage en fonction de la courbure : une

évolution linéaire durant la première période et une évolution non linéaire durant une seconde étape (Figure 5-1).

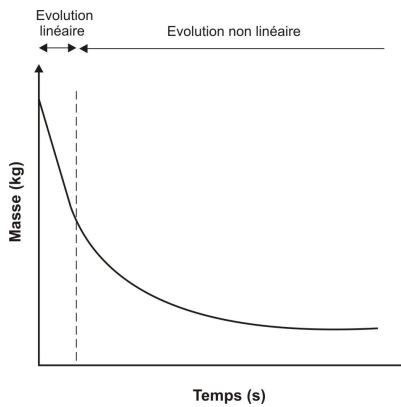


Figure 5-1 : Evolution temporelle théorique de la masse d'un échantillon soumis à désaturation

La cinétique de désaturation peut également être étudiée à partir de la courbe entre le flux de séchage et la teneur en eau de l'échantillon (Figure 5-2). Le flux de séchage \bar{q} est déterminé à partir de l'évolution de la masse de l'échantillon :

$$\bar{q} = -\frac{1}{A} \frac{dM}{dt} \quad (5-2)$$

où A est la surface de l'échantillon soumise au séchage, M la masse et t le temps. Il est a priori nécessaire de tenir compte du retrait de l'échantillon pour estimer au mieux la surface. Certaines méthodes comme la tomographie à rayons X ont été développées dans ce but (Léonard et al., 2002).

Cette courbe de séchage est intéressante, car elle met plus clairement en évidence différentes étapes dans la cinétique de désaturation (Key, 1972 ; Kowalski, 2003). Trois périodes de séchage peuvent en effet être clairement identifiées. Une période de préchauffage, une période à flux constant et une période à flux décroissant. Sur une telle courbe, il est facile de distinguer les périodes de préchauffage et à flux constant. En effet, même si la période de préchauffage est très courte, elle est distinguable vu le choix de tracer la courbe en fonction de la teneur en eau et non du temps. Cette courbe de séchage est à étudier en parallèle avec l'évolution temporelle de la température en paroi de l'échantillon. A la Figure 5-3 est représenté le cas d'un échantillon présentant une température initiale T_0 inférieure à la température de l'air ambiant T_a . Musielak & Banaszak (2007) ont confirmé expérimentalement une telle évolution de la température sur des échantillons de kaolin (voir Figure 2-36).

La période de préchauffage correspond à l'augmentation du flux de séchage. La température en paroi de l'échantillon monte alors jusqu'à la température humide T^h , qui est une caractéristique de l'air humide. Cette période est très courte. Durant la période à flux constant, la chaleur fournie par l'environnement est entièrement utilisée pour la vaporisation de l'eau liquide. Il n'en résulte donc aucune augmentation de température de l'échantillon et la température reste constante à la température humide. Cette période perdure aussi longtemps que les transferts d'eau du cœur de l'échantillon jusqu'à la surface sont suffisants pour maintenir le flux de séchage. Lorsque les transferts internes limitent l'apport d'eau, le flux de

séchage diminue et la période à flux décroissant débute. La température de l'échantillon augmente alors jusqu'à se stabiliser à la température de l'air ambiant T_a .

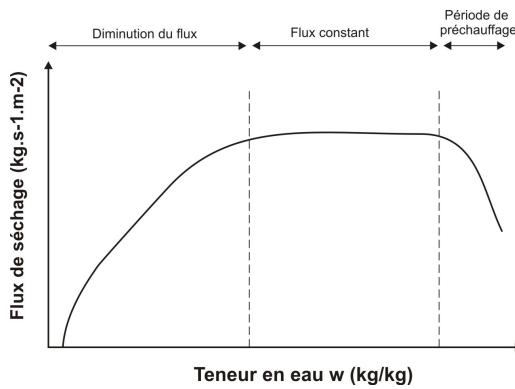


Figure 5-2 : Courbe de séchage théorique

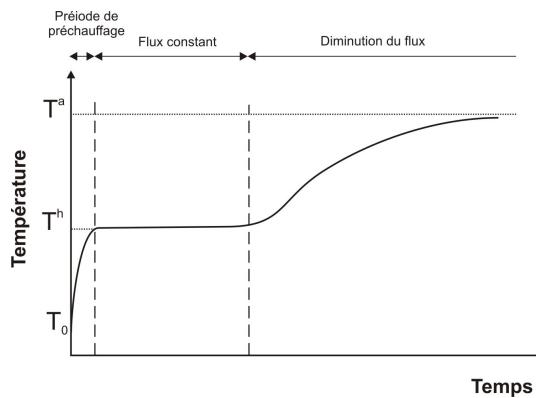


Figure 5-3 : Evolution temporelle théorique de la température en paroi d'un échantillon soumis à un essai de séchage avec une température de l'air T_a plus importante que la température initiale de l'échantillon T_0

Ces courbes de séchage sont analysées avec l'hypothèse de l'existence d'une couche limite en paroi d'échantillons, qui contrôle les échanges de vapeur et de chaleur entre l'échantillon et l'atmosphère (Kowalski, 2003). Durant la période à flux constant, on suppose que cette couche limite est saturée. Les transferts de vapeur d'eau et de chaleur sont alors uniquement influencés par les conditions externes, c'est-à-dire la température, l'humidité relative et la vitesse de l'air, mais aussi l'état de la surface de l'échantillon (Nadeau & Puiggali, 1995 ; Geankoplis, 1993). Dans cette période, ce sont donc les conditions externes qui sont le facteur limitant pour les échanges entre la roche et l'atmosphère, alors que ce sont les transferts internes qui deviennent le facteur limitant durant la période à flux décroissant. Le flux de vapeur \bar{q} entre le matériau et l'environnement est exprimé comme le produit entre un coefficient de transfert de masse α et d'un potentiel moteur au transfert. Différentes formulations de ce flux de vapeur ont été proposées et sont synthétisées au chapitre 2 (section 4.2.3). Nous choisissons dans ce chapitre d'utiliser la différence entre la masse volumique de la vapeur d'eau entre la roche et l'atmosphère pour exprimer le flux de vapeur de l'échantillon vers l'extérieur :

$$\bar{q} = \alpha (\rho_{v,roche}^{\Gamma} - \rho_{v,air}) \quad (5-3)$$

avec $\rho_{v,air}$ et $\rho_{v,roche}^{\Gamma}$ la masse volumique de la vapeur d'eau respectivement de l'air et en paroi d'échantillon. Le coefficient de transfert de masse α est supposé ne dépendre que des

conditions externes, c'est-à-dire la température, l'humidité relative et la vitesse de l'air (Dracos, 1980 ; Anagnostou, 1995 ; Léonard et al., 2005 ; Musielak & Banaszak, 2007).

De la même manière, on exprime que l'évaporation en surface dépend des conditions thermiques. Le flux de chaleur \bar{t} de la frontière vers l'extérieur est exprimé par :

$$\bar{t} = L\bar{q} - \beta(T_{air} - T_{roche}^r) \quad (5-4)$$

avec T_{air} et T_{roche}^r la température respectivement de l'air ambiant et en paroi d'échantillon, β un coefficient de transfert de chaleur et L la chaleur latente de vaporisation (= 2500 kJ/kg). Le premier terme correspond à l'énergie consommée pour la vaporisation de l'eau en paroi, tandis que le second terme correspond au flux de chaleur convectif entre l'atmosphère et le milieu poreux.

L'enjeu est à présent la détermination de ces coefficients de transfert qui caractérisent les échanges dans la couche limite. Ils seront déterminés à partir d'essais de séchage convectif.

3. Campagne expérimentale

Des essais de séchage convectifs sont réalisés sur deux types de sols. Ces essais présentent l'avantage de reproduire les conditions naturelles rencontrées dans les problèmes d'interactions roche – atmosphère. Les coefficients de transfert de masse et de chaleur sont déterminés à partir de la mesure continue de la masse de l'échantillon soumis à désaturation.

3.1 Dispositif expérimental et méthodes

Les essais de désaturation sont réalisés dans un sécheur de type convectif conçu pour le séchage de petits échantillons (0 à 8 g). Ce sécheur a été développé initialement pour le séchage de boues de station d'épuration (Léonard, 2003). Il est contrôlé en humidité relative, température et vitesse (Figure 5-4). L'air utilisé pour le séchage est fourni par le réseau d'air comprimé du laboratoire. Le débit fixé à une certaine consigne est régulé via une vanne pneumatique reliée à un débitmètre massique. Cet air peut alors être humidifié grâce à un générateur de vapeur. La dernière étape du conditionnement consiste à amener l'air à une température de consigne par passage au travers d'un corps chauffant. Cet air conditionné est alors envoyé vers la chambre de séchage dans laquelle l'échantillon est déposé sur un support fixé à une balance (précision : 0.001 g). Le support est conçu de manière telle que le séchage ait lieu sur toute la surface externe de l'échantillon. Le sécheur peut opérer à des températures allant de 20 à 180°C. Des vitesses de l'air situées entre 0.3 et 5 m/s peuvent être atteintes. Plus de détails sur le dispositif expérimental peuvent être consultés dans Léonard (2003).

Des échantillons cylindriques de sols d'environ 15 mm de hauteur et 15 mm de diamètre sont séchés sur des périodes allant de 6 à 24 heures selon la perméabilité du matériau testé. La masse de l'échantillon est enregistrée toutes les 10 ou 30 secondes selon les essais de manière à obtenir les courbes de séchage. Aucune mesure de la température de l'échantillon n'est réalisée durant les essais.

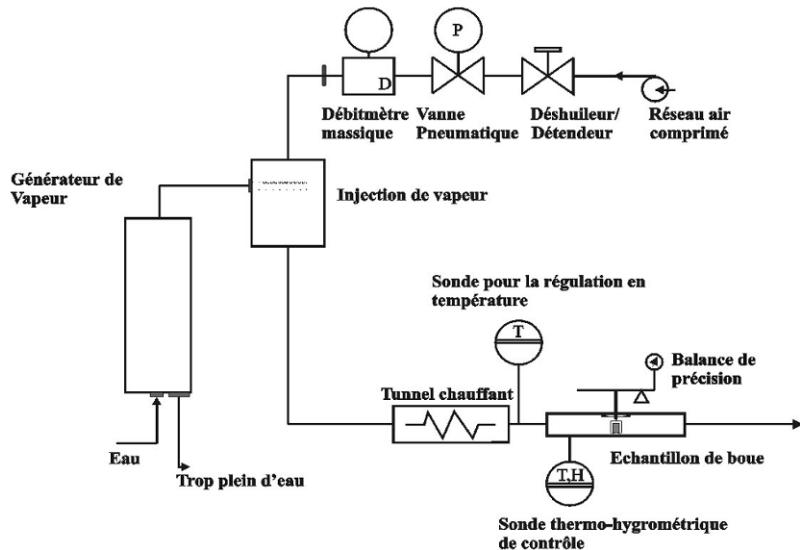


Figure 5-4 : Schéma du sécheur convectif (Léonard, 2003)

Les courbes de séchage sont obtenues à partir de la mesure de l'évolution de la masse de l'échantillon en cours de séchage. Afin d'atténuer les fluctuations dans les courbes de séchage provoquées par l'opération de dérivation de la masse, un filtrage des données expérimentales proposée par Léonard (2003) est réalisé. Ce filtrage est basé sur une décomposition en ondelettes, suivie d'une dérivation de Lanczos (1956). Plus de détails sur cette opération peuvent être obtenus chez Léonard (2003).

Une fois les courbes de séchage obtenues, il est possible de déterminer les coefficients de transfert de masse et de chaleur durant la phase à flux constant. Durant cette étape, la couche limite est supposée saturée et la température en paroi de l'échantillon est égale à la température humide T_h (voir annexe 3 pour le calcul de la température humide). A partir de l'équation 5-3, le coefficient de transfert de masse s'obtient :

$$\alpha = \frac{\bar{q}_{cst}}{\rho_{v0,roche}^{\Gamma}(T_h) - \rho_{v,air}} = - \frac{dM}{dt} \frac{1}{A_{cst} (\rho_{v0,roche}^{\Gamma}(T_h) - \rho_{v,air})} \quad (5-5)$$

avec \bar{q}_{cst} le flux de séchage à flux constant, $\rho_{v0,roche}^{\Gamma}$ la masse volumique de vapeur saturante en paroi d'échantillon (qui peut être calculée à partir de la relation 3-31) et A_{cst} la surface de l'échantillon lors de la période à flux constant.

De la même manière, le coefficient de transfert de chaleur s'obtient à partir de l'équation 5-4 :

$$\beta = \frac{L\bar{q}_{cst}}{T_{air} - T_h} \quad (5-6)$$

3.2 Matériel

Des essais de séchage sont réalisés sur deux types de sols. Dans un premier temps, un sol limoneux est testé. L'objectif de ces premiers essais est de valider la méthode expérimentale et de vérifier par un calcul aux éléments finis si la formulation de la condition limite thermo-hydraulique proposée permet de reproduire les résultats expérimentaux. Par la suite, des essais

sont réalisés sur des échantillons d'argile de Boom, qui est une roche hôte envisagée pour l'enfouissement de déchets radioactifs en Belgique. Ces essais permettent de comprendre comment la ventilation des galeries peut modifier la distribution des pressions de pores autour des ouvrages construits pour entreposer des colis de déchets.

3.2.1 Limon d'Awans

3.2.1.1 Caractéristiques géotechniques

Le sol utilisé lors des premiers essais est le limon d'Awans, qui est un limon sableux de Belgique (classification USCS : ML). Ces principales caractéristiques géotechniques ont été déterminées expérimentalement par Masekanya (2008) et sont présentées au Tableau 5-1.

Paramètre	Notation	Valeur
Limite de liquidité	w_L	32.6 %
Limite de plasticité	w_P	22.5 %
Indice de plasticité	IP	10.1 %
Perméabilité à l'eau	K_w^{sat}	$5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$
Module sécant	E_s	10 - 50 MPa
Cohésion	c	5 kPa
Angle de frottement	φ	24°
Conductivité thermique	λ	$1.3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Tableau 5-1: Caractéristiques géotechniques du limon d'Awans (Masekanya, 2008)

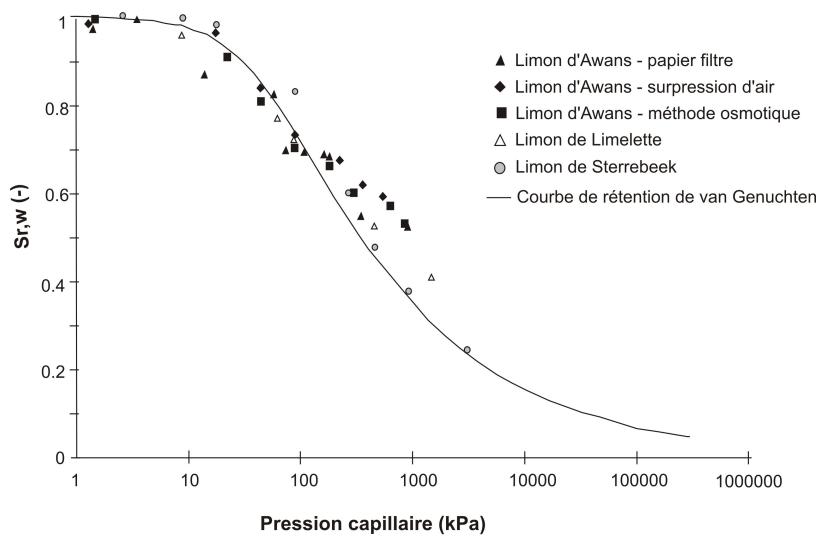


Figure 5-5 : Données expérimentales sur la courbe de rétention du limon d'Awans et d'autres limons

La courbe de rétention a été déterminée expérimentalement à partir de méthodes basées sur les pressions osmotiques, sur les surpressions d'air ou sur des mesures au papier filtre. A partir de ces données et en considérant d'autres résultats expérimentaux sur d'autres limons de Belgique présentant des courbes granulométriques semblables (limon de Sterrebeek et limon de Limelette) (Figure 5-5), il est possible de proposer une expression de la courbe de rétention basée sur la relation de van Genuchten (1980) :

$$S_{r,w} = \left(1 + \left(\frac{P_c}{P_r} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}-1} \quad (5-7)$$

avec $n = 1.35$ et $P_r = 0.05$ MPa.

3.2.1.2 Préparation des échantillons

La préparation des échantillons remaniés consiste en une première compaction de grands échantillons de limon présentant une teneur en eau de 17.4 %. Ils sont compactés jusqu'à la densité correspondant à l'optimum Proctor ($\rho_d = 1688 \text{ kN/m}^3$) (Figure 5-6). Les échantillons sont ensuite saturés sous confinement dans une cellule triaxiale. La teneur en eau finale est de 21.5 %. Finalement, des petits échantillons cylindriques de 14 mm de hauteur et 17 mm de diamètre sont coupés dans les carottes saturées. La masse d'un échantillon est d'environ 6.5 g.

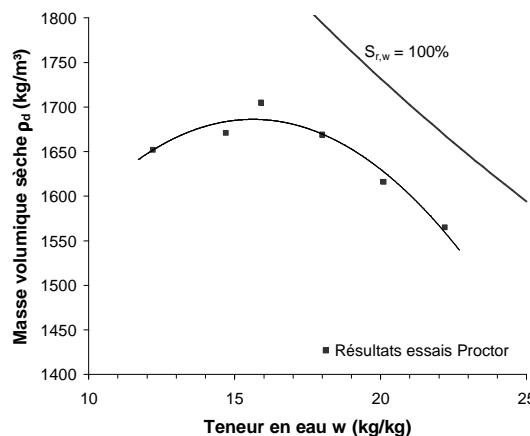


Figure 5-6 : Essais Proctor sur limon d'Awans (d'après Masekanya, 1998)

3.2.2 Argile de Boom

3.2.2.1 Caractéristiques géotechniques

L'argile de Boom est une roche hôte envisagée pour l'enfouissement de déchets radioactifs en Belgique. C'est un sédiment marin tertiaire du Rupélien. Cette roche argileuse plastique est très poreuse et présente une plus haute résistance mécanique que la plupart des matériaux argileux. La plupart de ses propriétés géomécaniques sont favorables pour la considérer comme une roche hôte pour l'enfouissement de déchets. Elle présente en effet une très faible perméabilité, de très bonnes propriétés de rétention des radionucléides et un comportement de « self-healing » ou de cicatrisation (Barnichon & Volckaert, 2003). D'autre part, le choix du site de Mol pour la construction du laboratoire souterrain de recherches HADES s'explique par la forte épaisseur de la couche d'argile de Boom à cet endroit (102 m) et par la grande stabilité mécanique et sismique de cette couche géologique (Figure 5-7). L'argile de Boom y est faiblement surconsolidée et l'état de contraintes in-situ est faiblement anisotrope.

Les principales caractéristiques géomécaniques de l'argile de Boom sont résumées au Tableau 5-2. Des données expérimentales sur la courbe de rétention de l'argile de Boom sont également disponibles (Figure 5-8). Ces résultats confirment le comportement d'hystéresis déjà observé sur la courbe de rétention de l'argilite du Callovo-Oxfordien selon le chemin de sollicitation hydrique suivi (Figure 2-14).

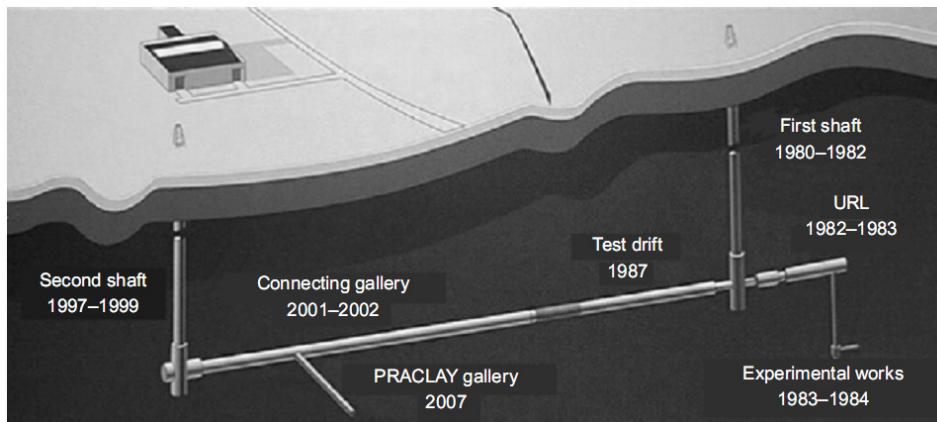


Figure 5-7 : Vue schématique du laboratoire souterrain HADES à Mol en Belgique construit dans l'argile de Boom (Bernier et al., 2007)

Paramètre	Notation	Valeur	Références
Limite de liquidité	w_L	59 – 83 %	Belanteur et al., 1997 ; SCK-CEN, 1997
Limite de plasticité	w_P	22 – 28 %	Belanteur et al., 1997 ; SCK-CEN, 1997
Porosité	ϕ	33 – 40 %	Bernier et al., 2007 ; SCK-CEN, 2007
Perméabilité à l'eau	K_w^{sat}	$2 – 4 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$	Bernier et al., 2007
Module d'Young	E	200 – 400 MPa	Bastiaens et al., 2006
Coefficient de Poisson	ν	0.125	Bernier et al., 2007 ; Bastiaens et al., 2006
Cohésion	c	0.3 MPa	Bernier et al., 2007 ; SCK-CEN, 2007
Angle de frottement	φ	18 °	Bernier et al., 2007
Résistance en compression simple	σ_c	2 – 2.8 MPa	Bernier et al., 2007
Conductivité thermique	λ	$1.69 \text{ W K}^{-1} \text{ m}^{-1}$	SCK-CEN, 1997
Chaleur spécifique	c_p	$1400 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$	SCK-CEN, 1997

Tableau 5-2: Caractéristiques géomécaniques de l'argile de Boom (d'après François, 2008)

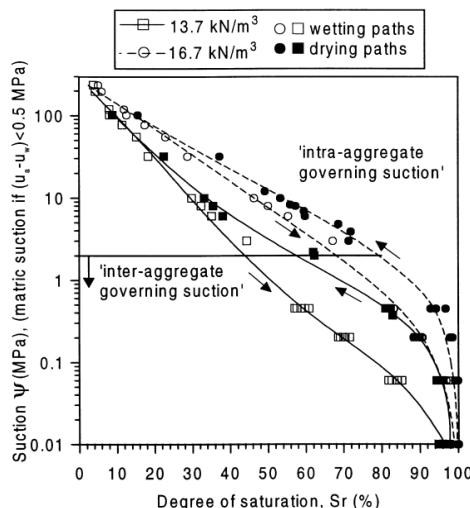


Figure 5-8 : Données expérimentales sur la courbe de rétention de l'argile de Boom pour deux masses volumiques sèches et selon le chemin de sollicitation hydrique suivi (Romero et al., 1999)

3.2.2.2 Préparation des échantillons

La préparation des échantillons d'argile de Boom placés dans le sécheur convectif commence par la saturation totale de carottes de 36 mm de diamètre au sein d'une cellule triaxiale. La phase de saturation consiste en trois étapes définies lors du projet européen Timodaz :

- confinement isotrope de 100 kPa jusqu'à stabilisation du système ;
- augmentation du confinement jusque 2.5 MPa de manière à reproduire l'état de contraintes in-situ ;
- saturation au CO₂, suivie par une phase de saturation à l'eau à l'aide d'une eau en équilibre chimique avec l'argile de Boom (Synthetic Boom clay water – SBCW).

Finalement, des échantillons cylindriques de 17 mm de hauteur et de 16.4 mm de diamètre sont coupés dans cette carotte saturée. Ces échantillons présentent une teneur en eau massique initiale $w = 25\%$.

3.3 Résultats d'essais sur limon d'Awans

Des premiers essais de séchage sont réalisés sur des échantillons de limon d'Awans. Ces essais préliminaires ont pour objectif de tester la méthode expérimentale et de valider par des simulations numériques la formulation de la condition limite thermo-hydraulique proposée en paroi d'échantillons. Le choix de ce matériau pour ces premiers essais se justifie par la grande perméabilité des limons, ce qui accélère les processus de désaturation. Les échantillons sont en outre soumis à la convection d'airs particulièrement secs et chauds ($h_r \approx 1\% - T = 50, 60$ ou 70°C) de manière à accélérer les processus de séchage. D'autres expériences de désaturation sont néanmoins réalisées avec des conditions ambiantes plus proches des conditions naturelles ($h_r = 30$ ou $50\% - \text{température ambiante}$). Il est possible de cette façon de mettre en évidence l'évolution des coefficients de transferts de masse et d'énergie avec l'humidité relative ou la température de séchage.

3.3.1 Observations de retrait ou de fissuration

Dans tous les essais de désaturation réalisés sur des échantillons de limon d'Awans saturés et compactés à l'optimum Proctor, aucune fissuration de l'échantillon n'a été observée macroscopiquement. Ceci s'explique certainement par la forte densité des échantillons compactés. En effet, Péron (2008) a pour sa part observé lors d'expériences identiques de la fissuration sur des échantillons de limon, mais qui n'étaient pas compactés à l'optimum Proctor et étaient donc moins résistants mécaniquement. D'autre part, on considérera dans l'analyse des résultats expérimentaux que le retrait du limon d'Awans est négligeable, ce qui est raisonnable vu les faibles limites de retrait de tels matériaux et la bonne compaction des échantillons. L'estimation du coefficient de transfert de masse défini à l'équation 5-5 ne nécessite donc pas la détermination de l'évolution de la surface de séchage en cours d'essai.

3.3.2 Cinétique de désaturation

Une première série de tests de séchage convectif est réalisée pour différentes humidités relatives de l'air, avec une température de séchage de 50°C et une vitesse de l'air de 1 m/s. La Figure 5-9 présente les courbes de séchage à partir de l'évolution temporelle de la masse des échantillons. L'opération de filtrage réalisée sur les courbes de séchage provoque la perte d'une partie de l'information en début et fin d'essai, si bien que la très courte période de préchauffage n'apparaît pas nécessairement sur les courbes obtenues. Les résultats montrent la bonne reproductibilité des expériences et la diminution du flux maximum de séchage avec l'augmentation de l'humidité relative. Les deux courbes obtenues avec une humidité relative

de 50% semblent évoluer différemment des autres. En réalité, le dispositif maintient difficilement de hautes humidités relatives, si bien que l'augmentation du flux de séchage pour une teneur en eau d'environ 15% peut être expliquée par une diminution momentanée de l'humidité relative de l'air. Néanmoins, vu que le début de la courbe est disponible, il est possible de déterminer les coefficients de transfert.

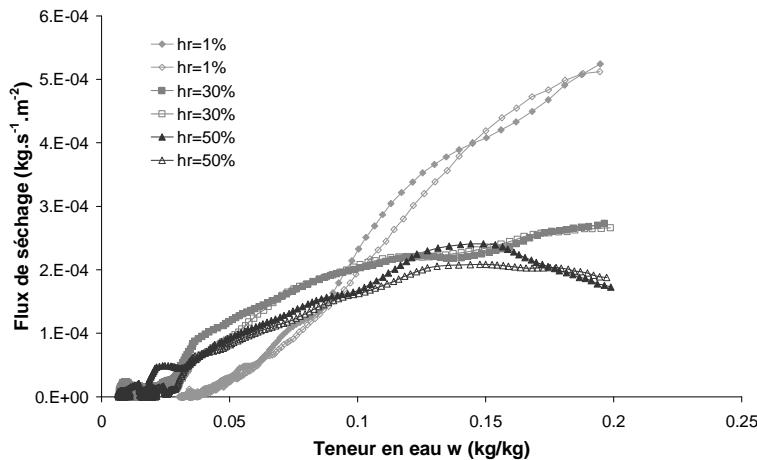


Figure 5-9 : Courbe de séchage obtenues sur des échantillons de limon d'Awans initialement saturés pour différentes humidités relatives ($T_{air} = 50^{\circ}C$ – vitesse = 1 m/s)

La période à flux constant apparaît clairement sur les courbes de séchage obtenues pour des humidités relatives élevées, mais moins pour des airs très secs (Figure 5-9). Ceci s'explique par le ralentissement des processus de séchage lorsque l'humidité relative de l'air augmente. Et avec des airs très secs, les transferts internes deviennent rapidement le facteur limitant, si bien que la période à flux constant est très courte. En l'absence de période à flux constant, le flux maximum est considéré pour la détermination du coefficient de transfert de masse.

A partir des relations 5-5 et 5-6, il est possible d'obtenir l'évolution des coefficients de transfert avec l'humidité relative. La Figure 5-10 (a) montre une diminution du coefficient de transfert de masse avec l'humidité relative. Aucune tendance claire ne peut actuellement être dégagée pour l'évolution du coefficient de transfert de chaleur avec l'humidité relative de l'air (Figure 5-10 (b)).

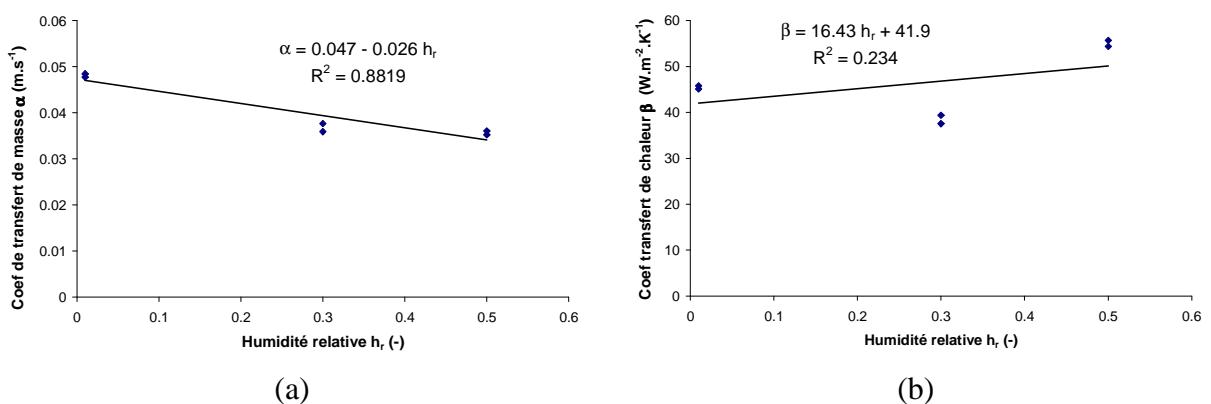


Figure 5-10 : Coefficients de transfert (a) de masse et (b) de chaleur du limon d'Awans en fonction de l'humidité relative ($T_{air} = 50^{\circ}C$ – vitesse = 1 m/s)

Une seconde série de tests a ensuite été réalisée pour différentes températures de séchage et avec un air sec ($h_r \approx 1\%$). Les courbes de séchage obtenues sont présentées à la Figure 5-11. Les résultats montrent une augmentation du flux maximum de séchage avec la température. La durée de la période à flux constant semble diminuer avec l'augmentation de température. Ceci s'explique par la plus faible efficacité du séchage lorsque la température est basse. Au plus les conditions de séchage sont efficaces (air chaud et sec), au plus les transferts internes deviennent rapidement le facteur limitant pour les échanges de vapeur entre le matériau et l'atmosphère.

La Figure 5-12 (a) montre que le coefficient de transfert de masse ne semble pas dépendre de la température de séchage. Ce résultat est en accord avec ceux obtenus par Léonard (2003) sur des boues de stations d'épuration, mais pas avec ceux de Musielak & Banaszak (2007) sur du kaolin, qui montraient une augmentation du coefficient de transfert de masse avec la température (Figure 2-35).

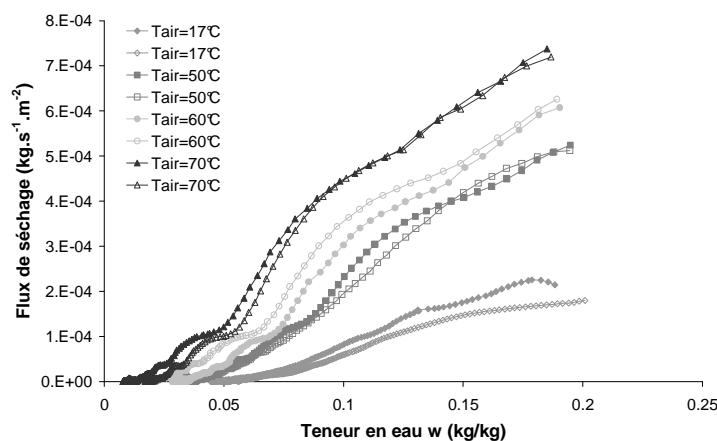


Figure 5-11 : Courbe de séchage obtenues sur des échantillons de limon d'Awans initialement saturés pour différentes températures de séchage ($h_r \approx 1\%$ – vitesse = 1 m/s)

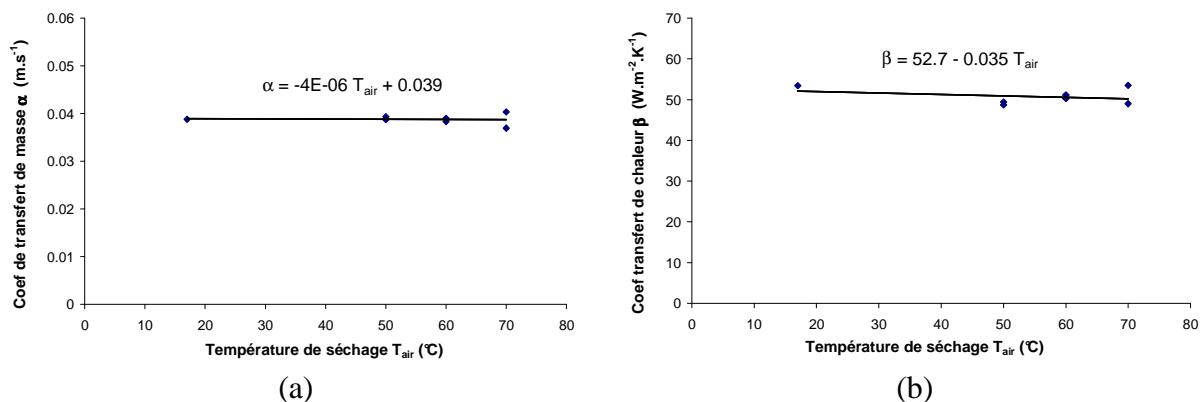


Figure 5-12 : Coefficients de transfert (a) de masse et (b) de chaleur du limon d'Awans en fonction de la température de séchage ($h_r \approx 1\%$ – vitesse = 1 m/s)

Ces essais préliminaires ont montré qu'il était possible de déterminer des coefficients de transfert de masse et de chaleur à partir de courbes de séchage pour différentes conditions expérimentales. Ces courbes de séchage sont relativement différentes de celles déterminées sur des matériaux beaucoup plus déformables, comme les boues de station d'épuration (Léonard, 2003) ou des échantillons de sols bien moins compactés (comme le limon de Bioley

lors des essais de Péron (2008)). Lorsque le matériau est très déformable, la période à flux constant est beaucoup plus marquée, car le retrait de l'échantillon compense la perte de masse et l'échantillon reste donc pratiquement saturé durant une plus longue période. Les coefficients de transfert de masse et de chaleur déterminés sur le limon d'Awans sont du même ordre de grandeur que ceux déterminés par Léonard (2003) sur des boues issues de stations d'épuration ($\alpha \approx 0.05 \text{ m/s}$ – $\beta \approx 50 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$). Ceci montre que les échanges de vapeur durant la phase à flux constant ne dépendent pas des caractéristiques du matériau et des transferts internes, mais principalement des conditions externes et éventuellement de l'état de la surface des échantillons.

3.4 Résultats d'essais sur argile de Boom

Des essais de désaturation sont ensuite réalisés sur l'argile de Boom, qui est une roche peu perméable envisagée pour l'enfouissement de déchets radioactifs. La perméabilité de l'argile de Boom est plus faible que celle du limon d'Awans, ce qui allonge les temps de séchage. Des premiers essais sont réalisés à différentes humidités relatives pour une température de 50°C. Ensuite, l'influence de la vitesse de circulation de l'air autour de l'échantillon est testée. La cinétique de désaturation de l'argile de Boom est analysée et comparée à celle du limon d'Awans. Une analyse plus fine du retrait engendré par la désaturation des échantillons est également effectuée.

3.4.1 Observations de retrait et de fissuration

Lors de certains essais menés sur l'argile de Boom, les déformations de retrait engendrées par la désaturation sont mesurées. Deux méthodes ont été pour cela utilisées.

Dans une première série d'essais, les échantillons sont analysés avant et après séchage par microtomographie à rayons X. La reconstruction des images obtenues par tomographie avec le programme Dataviewer permet de mesurer avant et après désaturation le diamètre et la hauteur des échantillons (le long de différentes coupes horizontales et verticales). De là, il est possible d'en déduire les déformations de retrait radiales et axiales.

Lors d'une seconde série d'essais, le microsécheur convectif était muni d'une caméra prenant une photographie de l'échantillon toutes les 4 secondes. L'analyse des photographies à différents temps permet de déterminer également les déformations de retrait du matériau, mais également la cinétique du retrait.

Les déformations mesurées pour différentes conditions de séchage sont présentées au Tableau 5-1. On constate que les déformations de retrait de l'argile de Boom déterminées par tomographie semblent homogènes et de l'ordre de 3% dans chaque direction. Par contre, l'analyse des photographies montre pour sa part une claire anisotropie du retrait, avec des déformations radiales de l'ordre de 2.8% et des déformations axiales d'environ 5.7%. Il est difficile actuellement d'expliquer ces différences de comportement. Le faible nombre d'essais pour lesquels le retrait a été mesuré complique l'interprétation des résultats. Il faut toutefois souligner que les échantillons cylindriques placés dans le sécheur convectif présentent un axe perpendiculaire au pendage du massif. De plus, le rapport d'anisotropie des déformations de retrait est de 2, ce qui correspond à l'anisotropie du module de Young de l'argile de Boom ($E_{\perp} = 200 \text{ MPa}$ – $E_{\parallel} = 400 \text{ MPa}$ (Bastiaens et al., 2006)). Les déformations mesurées par analyse de photographies sont donc cohérentes avec l'anisotropie du comportement mécanique de l'argile de Boom. D'autre part, il est difficile d'établir un lien entre le retrait et

les conditions de séchage imposées, car la plupart des échantillons pour lesquels les déformations ont été mesurées ont été soumis à des conditions très semblables de désaturation. D'autres essais de séchage pour d'autres conditions sont dès lors intéressants pour compléter notre analyse des déformations de l'argile de Boom sous sollicitations hydriques.

	Conditions de séchage			Déformations de retrait		
	h_r (%)	T (°C)	v (m/s)	ε_{rad} (%)	ε_{ax} (%)	ε_{v} (%)
TOMOGRAPHIE	10	50	1	3.0	2.9	8.9
	15	50	1	2.2	2.9	7.4
	15	50	1	3.4	3.4	10.0
VIDÉO	15	36	1.25	2.9	5.2	11.0
	15	36	1.75	2.8	6.0	11.6
	15	36	2.25	2.8	5.7	11.4

Tableau 5-3: Déformations de retrait mesurées par tomographie ou par suivi vidéo des échantillons d'argile de Boom soumis à désaturation

La cinétique de désaturation a pu être déterminée lors des essais suivis par vidéo. La Figure 5-13 (a) présente un exemple d'évolution temporelle des déformations axiales. On constate que les déformations de retrait sont très rapides. En une heure, les déformations axiales sont quasiment stabilisées, tandis qu'il faut plus de 4 heures pour que la masse de l'échantillon se stabilise (Figure 5-13 (b)). D'autre part, un gonflement de l'échantillon est initialement observé. L'origine de ce gonflement est la dilatation thermique du matériau qui est chauffé à 36°C.

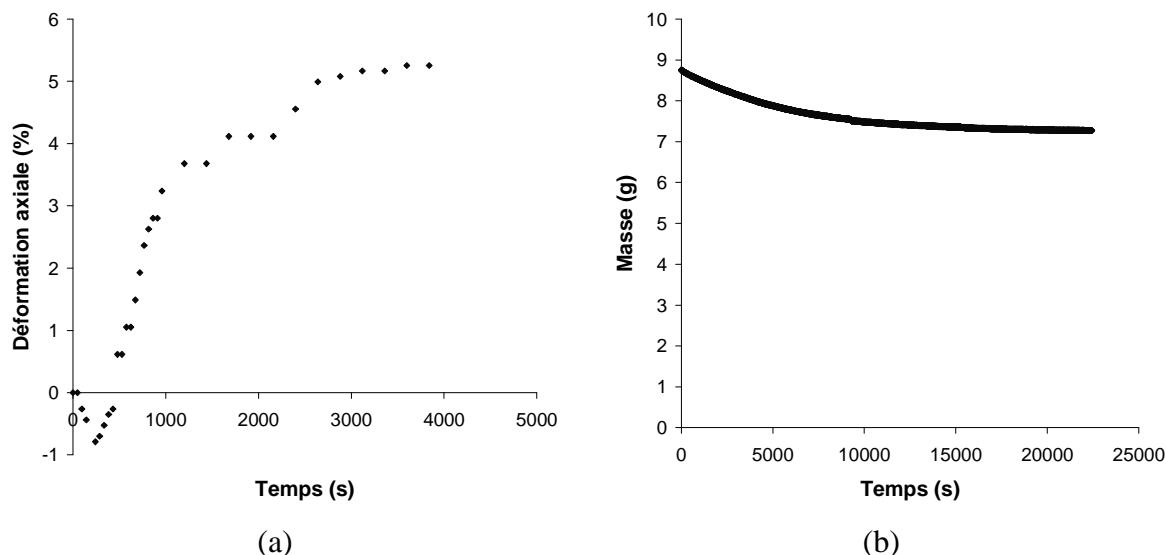


Figure 5-13 : (a) Cinétique de retrait d'un échantillon d'argile de Boom soumis à désaturation (b) et évolution temporelle de la masse (pour des conditions de séchage $h_r \approx 1\%$ – $T_{\text{air}} = 36^\circ\text{C}$ – vitesse = 1.25 m/s)

Les déformations de retrait influencent la surface de l'échantillon soumise au séchage. Théoriquement, lors de la détermination des coefficients de transfert, il est nécessaire de tenir compte de ce retrait. L'influence du comportement mécanique sera néanmoins négligée lors de la détermination des coefficients de transfert. Nous considérons donc que la surface de

l'échantillon lors de la période à flux constant correspond à la surface initiale. Cette hypothèse se justifie par le fait que la période à flux constant arrive très rapidement lors du séchage de l'échantillon, si bien que le retrait de l'échantillon est encore faible.

Les déformations de retrait observées sur l'argile de Boom sont plus importantes que sur le limon d'Awans. Ces déformations engendrent de la fissuration de l'argile. Cette fissuration des échantillons s'observe macroscopiquement à la fin des essais de désaturation (Figure 5-14). Des plans de fracturation inclinés selon les essais de 10 à 42° par rapport à l'horizontale sont observés. D'autres phénomènes de fissuration sont observés, comme de l'écaillage en paroi. La fracturation de l'argile de Boom est également étudiée par microtomographie à rayons X. Cette technique fournit des informations sur la structure interne du matériau. Les échantillons passent dans le tomographe avant et après désaturation. Les Figure 5-15 et Figure 5-16 montrent clairement que de la fracturation se développe au sein du matériau lors du retrait. Néanmoins, certaines discontinuités sont déjà initialement présentes dans les échantillons, mais l'ouverture des fractures semblent croître lors du séchage. Il est difficile actuellement d'expliquer pourquoi des discontinuités originelles apparaissent dans le matériau. Différentes hypothèses existent :

- fractures provoquées par l'histoire géologique du massif ;
- fractures provoquées par le creusement des grandes galeries (excavated damage zone) ;
- fractures provoquées par le carottage des échantillons.

L'existence de discontinuités initiales dans les échantillons d'argile de Boom testés à également été mis en évidence par microtomographie à rayons X par le Laboratoire 3S-R de Grenoble lors du projet européen Timodaz (Delage et al., 2010).



Figure 5-14 : Observations macroscopiques de fissuration sur des échantillons d'argile de Boom soumis à désaturation

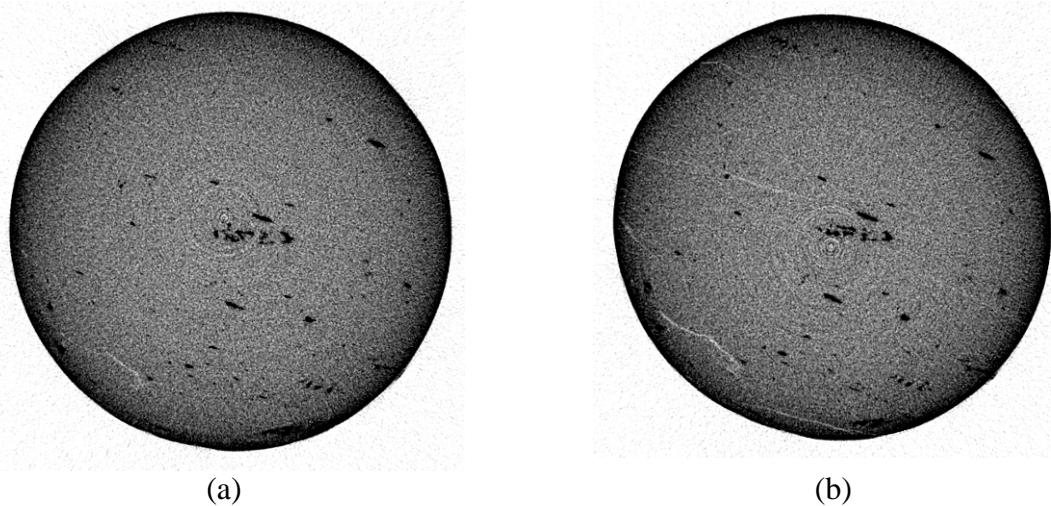


Figure 5-15 : Section horizontale par microtomographie à rayons X d'un échantillon d'argile de Boom (a) avant et (b) après désaturation ($T_{air} = 50^{\circ}C$ - $h_r \approx 10\%$ – vitesse = 1 m/s)

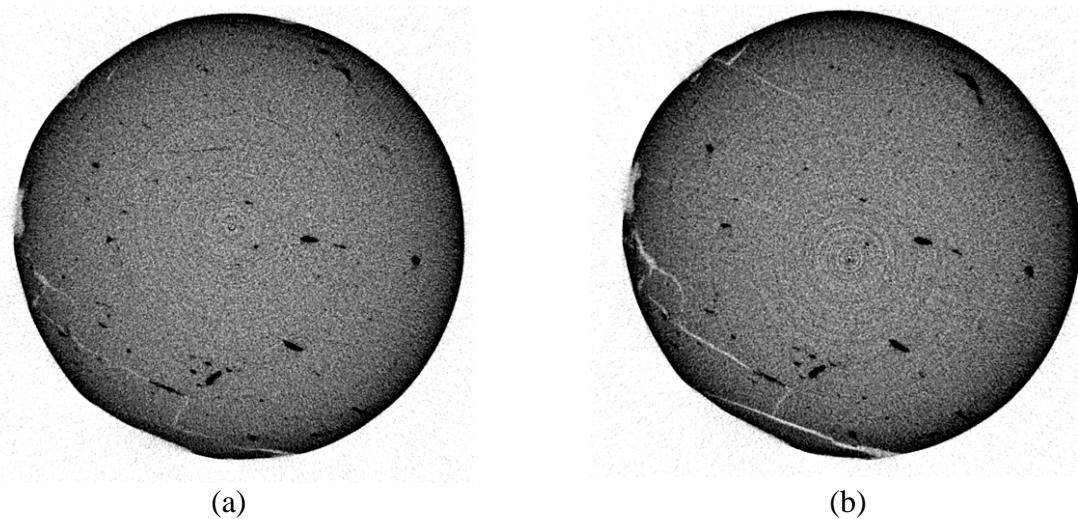


Figure 5-16 : Section horizontale par microtomographie à rayons X d'un échantillon d'argile de Boom (a) avant et (b) après désaturation ($T_{air} = 50^{\circ}C$ - $h_r \approx 10\%$ – vitesse = 1 m/s)

3.4.2 Cinétique de désaturation

Une première série d'essais est réalisée avec une vitesse de l'air de 1 m/s et une température de séchage de 50°C. Différentes humidités relatives sont testées (de 10 à 50 %). Les courbes de séchage correspondantes sont présentées à la Figure 5-17. Comme pour le limon d'Awans, on constate une augmentation du flux de séchage avec la diminution de l'humidité relative de l'air. Les courbes de séchage présentent cependant beaucoup plus d'oscillations, malgré la même opération de filtrage. Ces oscillations s'expliquent par la difficulté pour le dispositif expérimental de maintenir une humidité relative constante. Comme pour le limon d'Awans, la phase à flux constant n'apparaît pas clairement sur les résultats. Ceci peut s'expliquer par la faible perméabilité des argiles, ce qui entraîne que les transferts internes deviennent rapidement le facteur limitant les échanges avec l'extérieur. D'autre part, la déformation du matériau a été négligée lors de la détermination de la courbe de séchage à partir de l'évolution temporelle de la masse. On ne tient dès lors pas compte du retrait initial qui compense la perte de masse et qui permet à l'échantillon de rester saturé durant la phase à flux constant.

La Figure 5-18 montre l'évolution des coefficients de transfert de masse et de chaleur avec l'humidité relative de l'air. Les coefficients de transfert de masse mesurés sur l'argile de Boom sont plus faibles que ceux obtenus sur le limon d'Awans, mais restent du même ordre de grandeur. Comme pour le limon d'Awans, le coefficient de transfert de masse diminue avec l'humidité relative de l'air, tandis que l'analyse du coefficient de transfert de chaleur ne montre pas de tendance claire.

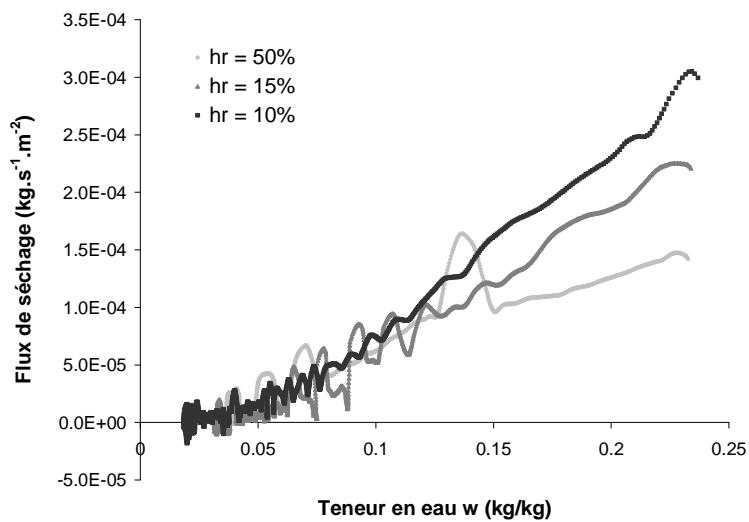


Figure 5-17 : Courbe de séchage obtenues sur des échantillons d'argile de Boom initialement saturés pour différentes humidités relatives ($T_{air} = 50^{\circ}C$ – vitesse = 1 m/s)

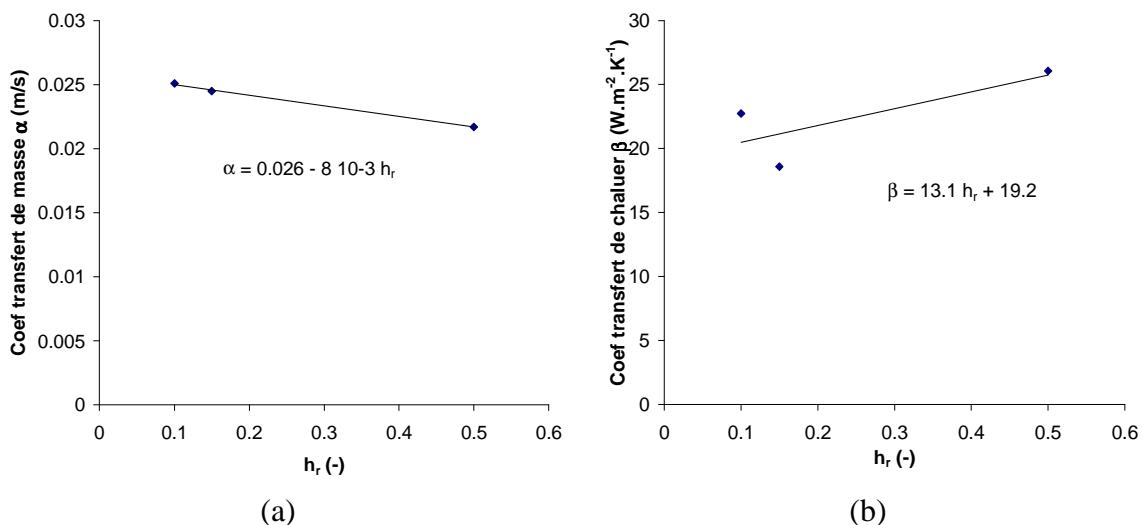


Figure 5-18 : Coefficients de transfert (a) de masse et (b) de chaleur en fonction de l'argile de Boom de l'humidité relative ($T_{air} = 50^{\circ}C$ – vitesse = 1 m/s)

Ensuite, une nouvelle série d'essais a été réalisée, mais pour différentes vitesses de l'air (de 1.25 à 2 m/s) et avec une température de séchage de 35°C et une humidité relative de l'air de 14% (Figure 5-19). La circulation continue de l'air favorisant la désaturation du matériau, on constate une augmentation du flux de séchage avec la vitesse de l'air. La Figure 5-20 montre comment les coefficients de transfert de masse augmentent avec la vitesse de l'air, signe que l'équilibre entre la roche et l'atmosphère est obtenu plus rapidement lorsque la circulation de l'air est rapide.

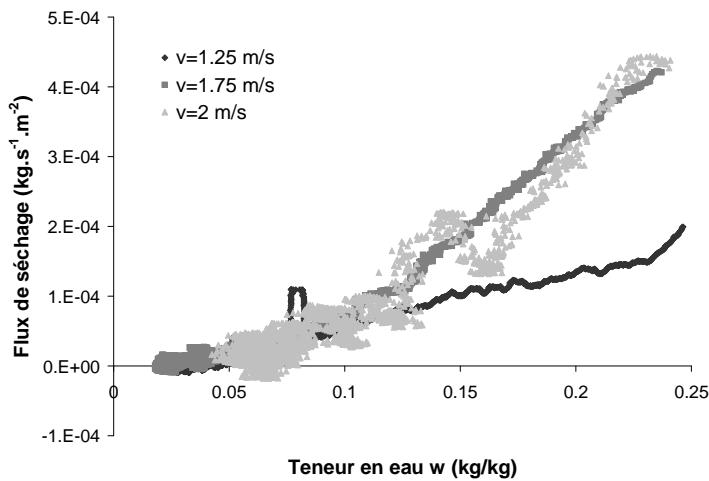


Figure 5-19 : Courbe de séchage obtenues sur des échantillons d'argile de Boom initialement saturés pour différentes vitesses de l'air ($T_{air} = 35^{\circ}C - h_r = 14\%$)

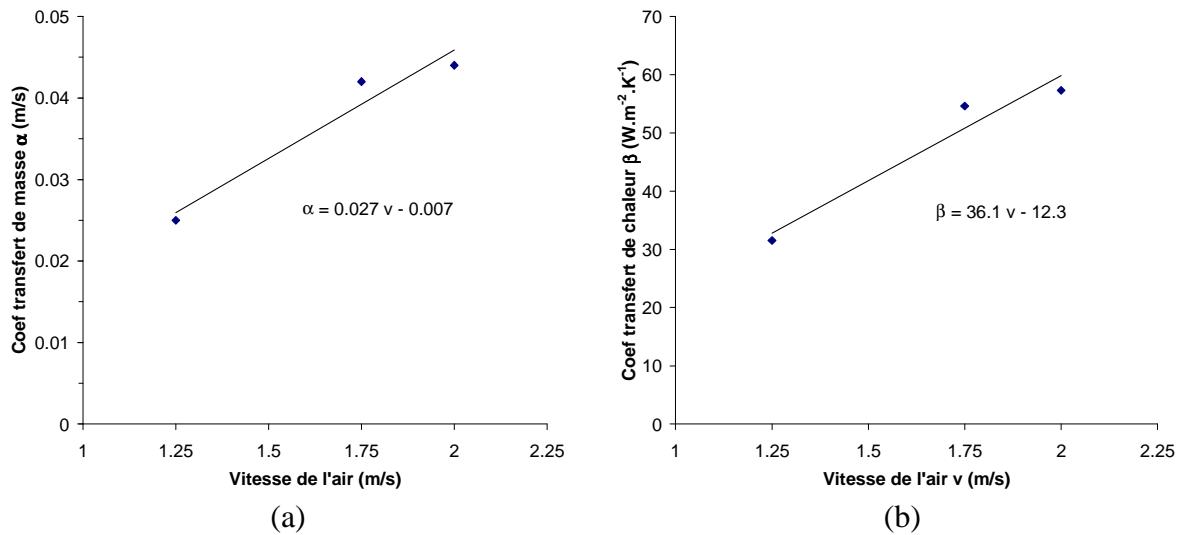


Figure 5-20 : Coefficients de transfert (a) de masse et (b) de chaleur de l'argile de Boom en fonction de l'humidité relative ($T_{air} = 35^{\circ}C - h_r = 14\%$)

3.5 Conclusions

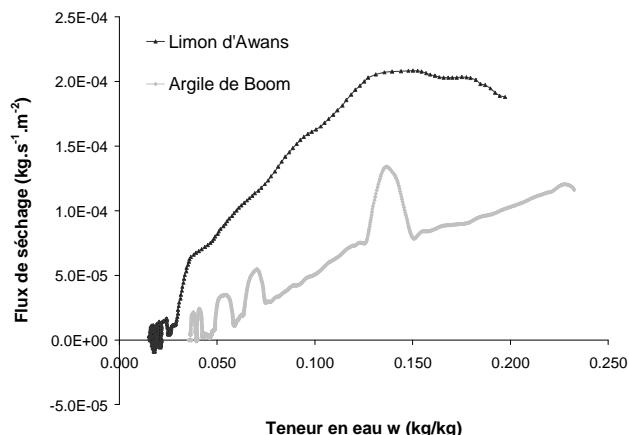
Des essais de désaturation ont été réalisés sur le limon d'Awans et l'argile de Boom pour différentes conditions de séchage (température, humidité relative et vitesse de l'air contrôlées). Ces essais ont été analysés avec l'hypothèse de l'existence d'une couche limite au sein de laquelle les transferts avec l'atmosphère prennent place. Ces échanges sont contrôlés par des coefficients de transfert de masse et de chaleur, qui ont été déterminés sur base des courbes de séchage et sous l'hypothèse que la surface de l'échantillon lors de la phase à flux de séchage constant correspondait à la surface initiale de l'échantillon.

Les résultats sur les deux matériaux montrent que le coefficient de transfert de masse diminue avec l'humidité relative de l'air, augmente avec la vitesse de l'air et semble être indépendant de la température de séchage. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus par Léonard (2003) sur des boues de station d'épuration, alors que Musielak & Banaszak (2007) avaient pour leur part montré que le coefficient de transfert de masse augmentait avec la température

(voir Figure 2-35). Il est plus difficile actuellement de tirer des conclusions sur le comportement du coefficient de transfert de chaleur vis-à-vis des conditions expérimentales.

Les déformations de retrait dans le limon ont été négligées, vu le faible retrait de ce type de matériaux et la compaction des échantillons à l'optimum Proctor. Pour l'argile de Boom, une analyse des déformations de retrait a été réalisée par microtomographie ou par suivi vidéo des échantillons. Des déformations volumiques de l'ordre de 8 à 11 % sont observées. Un comportement mécanique anisotrope est mis en évidence lors de certains essais de désaturation. D'autre part, de la fracturation de l'argile est constatée macroscopiquement et grâce à une analyse par microtomographie. Même si cette fracturation est en partie initialement présente, elle est amplifiée par la désaturation du matériau.

La comparaison de la cinétique de séchage entre les deux matériaux montre que le flux de séchage maximum est plus important sur le limon d'Awans, ce qui se traduit par un coefficient de transfert de masse plus grand (Figure 5-21). La zone à flux constant apparaît plus clairement pour le limon d'Awans, alors qu'elle est inexistante sur la courbe de l'argile de Boom. Ces observations confirment qu'au sein de l'argile, les transferts internes deviennent plus rapidement le facteur limitant qu'au sein du limon, car la perméabilité du matériau est plus faible. Dès lors, la période à flux décroissant est beaucoup plus rapidement atteinte. La très courte durée de la période à flux constant s'explique également par la faible déformabilité des matériaux testés. Dans le cas de matériaux beaucoup plus déformables comme les boues ou des sols compactés loin de l'optimum Proctor, la perte d'eau du matériau lors de la désaturation est longtemps compensée par l'important retrait des échantillons, si bien que le matériau reste saturé. La période à flux constant est alors plus importante.



4. Modèle hydromécanique et formulation d'éléments finis couplés

Afin de comprendre en détails les processus physiques liés à la désaturation des matériaux poreux, des simulations des essais de séchage sont intéressantes. Elles pourront nous fournir de l'information sur les mécanismes de transfert au sein du matériau. L'analyse de ces modélisations nous permettra également de mettre en évidence les éventuels couplages qui influencent le comportement du sol.

Une modélisation du comportement de désaturation observé expérimentalement nécessite l'extension du modèle hydromécanique en conditions partiellement saturées présenté au chapitre 3 afin de considérer :

- l'influence de la température et des échanges thermiques sur la cinétique de désaturation. En d'autres mots, il faut étendre le modèle du chapitre 3 aux conditions anisothermes.
- une formulation d'une condition limite thermo-hydraulique à appliquer en paroi d'échantillons pour reproduire les échanges de vapeur d'eau et de chaleur entre un matériau poreux et l'air ambiant.

D'autre part, la modélisation des processus de désaturation dans un code de calcul aux éléments finis nécessite de faire évoluer la formulation de l'élément fini couplé 2D présentée au chapitre 4. Cet élément fini couplé va devoir à présent tenir compte d'un degré de liberté supplémentaire, à savoir la température. La matrice tangente s'en trouve modifiée et des nouveaux couplages thermo-hydrauliques et thermo-mécaniques apparaissent. Par ailleurs, un élément fini frontière doit être développé afin de pouvoir appliquer la condition limite thermo-hydraulique en paroi de matériau.

4.1 Extension du modèle hydromécanique en saturation partielle aux conditions anisothermes

L'extension du modèle hydromécanique en saturation partielle présenté au chapitre 3 aux conditions anisothermes passe par la prise en compte d'une équation de bilan supplémentaire relative à la conservation de la chaleur. De nouvelles équations constitutives sont en outre nécessaires pour tenir compte des flux de chaleur au sein de milieu poreux.

4.1.1 Equation de bilan : conservation de la chaleur

L'équation de conservation de la chaleur s'écrit :

$$\operatorname{div}(\underline{f}_T) + \dot{h} - Q_T = 0 \quad (5-8)$$

avec \underline{f}_T le flux de chaleur, h l'enthalpie du système et Q_T un terme de source de chaleur.

4.1.2 Equations constitutives

Une équation constitutive supplémentaire est nécessaire pour exprimer le flux de chaleur \underline{f}_T au sein du matériau poreux. Trois contributions au transfert de chaleur sont considérées: la conduction du milieu, la convection des fluides et l'évaporation :

$$\underline{f}_T = -\lambda \nabla T + (c_{p,w} \underline{f}_w + c_{p,v} \underline{f}_v + c_{p,a} \underline{f}_a + c_{p,a-d} \underline{f}_{a-d})(T - T_0) + L \underline{f}_v \quad (5-9)$$

avec λ la conductivité thermique du milieu poreux ; $c_{p,w}$, $c_{p,v}$, $c_{p,a}$, $c_{p,a-d}$ la chaleur spécifique respectivement de l'eau, de la vapeur d'eau, de l'air et de l'air dissous ; L la chaleur latente de vaporisation ($= 2500$ kJ/kg) ; \underline{f}_w , \underline{f}_v , \underline{f}_a , \underline{f}_{a-d} le flux massique respectivement d'eau, de vapeur d'eau, d'air et d'air dissous (tels que définis au chapitre 3, équations 3-9 à 3-12).

L'enthalpie du système s'exprime comme la somme de l'enthalpie de chaque composant (Collin, 2003) :

$$h = [\phi S_{r,w} (\rho_w c_{p,w} + \rho_{a-d} c_{p,a-d}) + \phi (1 - S_{r,w}) (\rho_v c_{p,v} + \rho_a c_{p,a}) + (1 - \phi) \rho_s c_{p,s}] (T - T_0) + \phi (1 - S_{r,w}) \rho_v L \quad (5-10)$$

avec $c_{p,s}$ la chaleur spécifique des grains.

Il est possible de développer la variation de l'enthalpie (voir Collin, 2003 pour plus de détails). L'emmagasinement de chaleur dépend alors essentiellement des variations de température et de saturation.

D'autre part, certains paramètres intervenant dans les équations constitutives du modèle hydromécanique en saturation partielle développé au chapitre 2 sont influencés par les variations de température, comme la masse volumique de l'eau (exprimée à l'équation 3-22) ou la viscosité dynamique de l'eau :

$$\dot{\rho}_w = \rho_w \left(\frac{\dot{p}_w}{\chi_w} - \alpha_w \dot{T} \right) \quad (5-11)$$

$$\mu_w = \mu_{w0} (1 - \beta_w (T - T_0)) \quad (5-12)$$

avec α_w le coefficient de dilatation thermique de l'eau et β_w le coefficient de variation thermique de la viscosité.

De la même manière, l'expression de la variation de porosité (exprimée à l'équation 3-7) contient un terme dépendant de la température :

$$\dot{\phi} = (b - \phi) \left[\frac{S_{r,w}}{k_s} \dot{p}_w + \frac{1 - S_{r,w}}{k_s} \dot{p}_g - \alpha_s \dot{T} + \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right] \quad (5-13)$$

avec α_s le coefficient volumique de dilatation thermique des grains.

4.2 Condition limite thermo-hydraulique

La formulation de la condition limite thermo-hydraulique proposée pour reproduire les échanges de vapeur d'eau et de chaleur entre un milieu poreux et l'atmosphère est basée sur l'analyse de la cinétique de perte de masse. On considère que la cinétique de désaturation est

influencée par la présence d'une couche limite qui contrôle les transferts entre la roche et l'environnement. Dès lors, il ne suffit plus d'appliquer en paroi la pression capillaire correspondant à l'humidité relative de l'air, mais bien une condition limite thermo-hydraulique basée sur les coefficients de transferts de masse α et de chaleur β :

$$\bar{q} = \alpha (\rho_{v,roche}^{\Gamma} - \rho_{v,air}) \quad (5-14)$$

$$\bar{t} = L\bar{q} - \beta (T_{air} - T_{roche}^{\Gamma}) \quad (5-15)$$

L'expression de la condition limite hydraulique \bar{q} entre en compte dans la forme faible de l'équation de bilan de conservation de la masse d'eau (équation 4-11). La condition limite thermique \bar{t} intervient dans la forme faible de l'équation de conservation de la chaleur, qui n'est pas développée spécifiquement dans ce document.

4.3 Extension de la formulation d'éléments finis couplés

Lors du développement de l'élément fini couplé 2D MWAT présenté au chapitre 4, nous avons linéarisé les formes faibles des équations de bilan. Pour cela, nous avions supposé qu'avec les conditions limites hydrauliques traditionnelles (pression ou flux imposé), l'expression de la condition limite hydraulique \bar{q} ne dépendait pas de la configuration considérée. Cependant, avec la nouvelle expression de la condition limite hydraulique proposée à l'équation 5-14, le champ de pressions en paroi et le flux varient au cours du temps et sont donc influencés par la configuration choisie. La linéarisation de l'équation de bilan fluide (équation 4-25) se réécrit donc :

$$\begin{aligned}
 & \left. \left(\rho_{w,0} S_{r,w}^{\tau_1} \frac{d\phi^{\tau_1}}{\chi_w} \dot{p}^{\tau_1} + \rho_{w,0} S_{r,w}^{\tau_1} \frac{\phi^{\tau_1}}{\chi_w} \frac{dp^{\tau_1}}{\Delta t} + \rho_{w,0} dS_{r,w}^{\tau_1} \frac{\phi^{\tau_1}}{\chi_w} \dot{p}^{\tau_1} \right. \right. \\
 & + d\rho_w^{\tau_1} S_{r,w}^{\tau_1} \frac{(b - \phi^{\tau_1})}{k_s} \dot{p}^{\tau_1} - \rho_w^{\tau_1} S_{r,w}^{\tau_1} \frac{d\phi^{\tau_1}}{k_s} \dot{p}^{\tau_1} \\
 & \left. \left. + \rho_w^{\tau_1} S_{r,w}^{\tau_1} \frac{(b - \phi^{\tau_1})}{k_s} \frac{dp^{\tau_1}}{\Delta t} + 2S_{r,w}^{\tau_1} \rho_w^{\tau_1} dS_{r,w}^{\tau_1} \frac{(b - \phi^{\tau_1})}{k_s} \dot{p}^{\tau_1} \right. \right. \\
 & + d\rho_w^{\tau_1} \dot{S}_{r,w}^{\tau_1} \phi^{\tau_1} + \rho_w^{\tau_1} \frac{dS_{r,w}^{\tau_1}}{\Delta t} \phi^{\tau_1} + \rho_w^{\tau_1} \dot{S}_{r,w}^{\tau_1} d\phi^{\tau_1} + bd\rho_w^{\tau_1} S_{r,w}^{\tau_1} \frac{\dot{\Omega}^{\tau_1}}{\Omega^{\tau_1}} \\
 & \left. \left. + b\rho_w^{\tau_1} dS_{r,w}^{\tau_1} \frac{\dot{\Omega}^{\tau_1}}{\Omega^{\tau_1}} + b\rho_w^{\tau_1} S_{r,w}^{\tau_1} \left(\frac{\partial du_m^{\tau_1}}{\partial x_m^{\tau_1}} \frac{1}{\Delta t} - \frac{\dot{\Omega}^{\tau_1}}{\Omega^{\tau_1}} \frac{\partial du_m^{\tau_1}}{\partial x_m^{\tau_1}} \right) + \dot{S}^{\tau_1} \frac{\partial du_m^{\tau_1}}{\partial x_m^{\tau_1}} \right) \right. \\
 & \left. \left. - d\rho_w^{\tau_1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau_1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p^{\tau_1}}{\partial x_l^{\tau_1}} + \rho_w^{\tau_1} g_l \right) - \rho_w^{\tau_1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau_1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial dp^{\tau_1}}{\partial x_l^{\tau_1}} + d\rho_w^{\tau_1} g_l \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \int_{\Omega^{\tau_1}} \frac{\partial p^*}{\partial x_l^{\tau_1}} \left(-\rho_w^{\tau_1} \frac{K_{sat}}{\mu_w} dk_{r,w}^{\tau_1} \left(\frac{\partial p^{\tau_1}}{\partial x_l^{\tau_1}} + \rho_w^{\tau_1} g_l \right) + \rho_w^{\tau_1} \frac{K_{sat} k_{r,w}^{\tau_1}}{\mu_w} \frac{\partial du_j^{\tau_1}}{\partial x_l^{\tau_1}} \frac{\partial p^{\tau_1}}{\partial x_j^{\tau_1}} \right. \right. \\
 & \left. \left. - f_j^{\tau_1} \frac{\partial du_l^{\tau_1}}{\partial x_j^{\tau_1}} + f_l^{\tau_1} \frac{\partial du_m^{\tau_1}}{\partial x_m^{\tau_1}} \right) \right. \\
 & \left. \left. = \int_{\Gamma_q^{\tau_1}} \left(dq^{\tau_1} + q^{\tau_1} \frac{\partial du_m^{\tau_1}}{\partial x_m^{\tau_1}} \right) d\Gamma^{\tau_1} - W^{\tau_1} \right) \right. \\
 & \left. d\Omega^{\tau_1} \quad (5-16) \right. \\
 \end{aligned}$$

avec Γ_q la frontière où la condition hydraulique d'échange de vapeur d'eau est appliquée et $dq^{\tau_1} = \alpha(d\rho_{v,roche}^{\tau_1} - d\rho_{v,air}^{\tau_1})$.

De la même manière, la linéarisation de l'équation de conservation de la chaleur conduirait à un terme dt^{τ_1} issu de la dépendance de la condition thermique avec la configuration.

Afin d'appliquer la condition limite hydraulique en surface des milieux poreux, il est dès lors nécessaire de développer un élément frontière 1D qui sera associé à l'élément quadratique 2D MWAT. Cet élément frontière comporte 4 nœuds (Figure 5-22). Les trois premiers nœuds sont situés sur la frontière (N1, N2 et N3). Ils permettent une discréétisation spatiale de la distribution de la pression d'eau et de la température en paroi du matériau poreux. Le quatrième nœud (N4) est introduit de manière à pouvoir définir l'humidité relative et la température de l'atmosphère. Sa position géométrique n'influence pas les résultats. Ce quatrième nœud sera en outre intéressant pour traiter d'éventuels problèmes d'interactions roche – atmosphère où les conditions atmosphériques varieraient au cours du temps. Deux points de Gauss sont utilisés pour l'élément fini frontière 1D (Figure 5-23). Les flux d'échange de vapeur d'eau \bar{q} et de chaleur \bar{t} sont calculés à partir des équations (5-3) et (5-4). La masse volumique de la vapeur d'eau en paroi est évaluée aux points de Gauss.

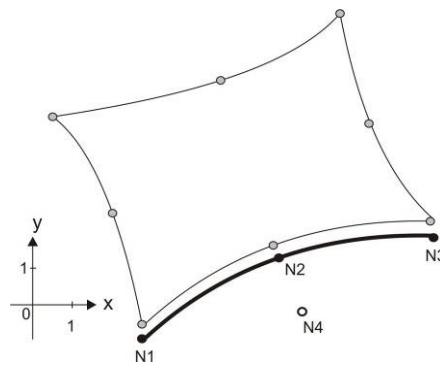


Figure 5-22 : Élément fini 2D et élément frontière associé

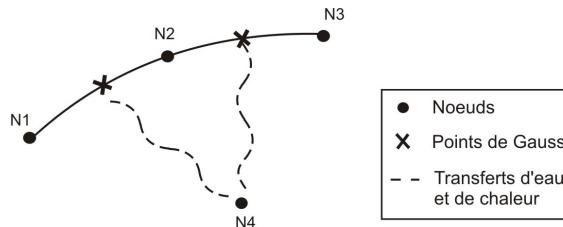


Figure 5-23 : Description de l'élément fini frontière

D'autre part, il est nécessaire de tenir compte des conditions anisothermes dans le développement de l'élément fini 2D MWAT et de l'élément frontière. Une équation de bilan supplémentaire de conservation de la chaleur (relation 5-8) est à linéariser suivant les mêmes principes qu'au chapitre 4. Dès lors, dans le cas d'un système d'écoulement monophasique en saturation partielle et en conditions anisothermes, la procédure de linéarisation du problème non linéaire conduit à un problème auxiliaire qui peut être réécrit sous une forme matricielle:

$$\underbrace{\int_{\Omega^{\tau 1}} \left[U_{(x,y)}^{*,\tau 1} \right]^T \left[E^{\tau 1} \right] \left[dU_{(x,y)}^{\tau 1} \right] d\Omega^{\tau 1}}_{\text{calculé dans l'élément fini 2D}} - \underbrace{\int_{\Gamma_q^{\tau 1}} \left[U_{(x,y)}^{*,\tau 1} \right]^T \left[F^{\tau 1} \right] \left[dU_{(x,y)}^{\tau 1} \right] d\Gamma_q^{\tau 1}}_{\text{calculé dans l'élément frontière 1D}} = -R^{\tau 1} - W^{\tau 1} - V^{\tau 1} \quad (5-17)$$

Cette équation diffère de la relation en conditions isothermes et avec une condition limite hydraulique à pression imposée (relation 4-31) par :

- la présence de résidus thermiques $V^{\tau 1}$ issus de l'équation de conservation de la chaleur dans la configuration $\tau 1$;
- les matrices $\left[dU_{(x,y)}^{\tau 1} \right]$ et $\left[U_{(x,y)}^{*,\tau 1} \right]$ qui doivent à présent prendre en compte un degré de liberté supplémentaire (la température) et qui sont donc des matrices (12 X 1) :

$$\left[dU_{(x,y)}^{\tau 1} \right]^T \equiv \left[\frac{\partial dU_1^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} \frac{\partial dU_1^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} \frac{\partial dU_2^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} \frac{\partial dU_2^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} dU_1^{\tau 1} dU_2^{\tau 1} \frac{\partial dp^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} \frac{\partial dp^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} dp^{\tau 1} \frac{\partial dT^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} \frac{\partial dT^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} dT^{\tau 1} \right] \quad (5-18)$$

- la matrice de rigidité $\left[E^{\tau 1} \right]$ de l'élément fini quadratique 2D qui doit à présent prendre en compte un degré de liberté supplémentaire (la température) et qui est donc une matrice (12 X 12) :

$$\begin{bmatrix} E^{\tau 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{MM_{(6 \times 6)}}^{2D, \tau 1} & K_{WM_{(6 \times 3)}}^{2D, \tau 1} & K_{TM_{(6 \times 3)}}^{2D, \tau 1} \\ K_{MW_{(3 \times 6)}}^{2D, \tau 1} & K_{WW_{(3 \times 3)}}^{2D, \tau 1} & K_{TW_{(3 \times 3)}}^{2D, \tau 1} \\ K_{MT_{(3 \times 6)}}^{2D, \tau 1} & K_{WT_{(3 \times 3)}}^{2D, \tau 1} & K_{TT_{(3 \times 3)}}^{2D, \tau 1} \end{bmatrix} \quad (5-19)$$

- une contribution associée à l’élément fini frontière et qui fait intervenir une matrice de rigidité $[F^{\tau 1}]$ de dimension (12 X 12). L’élément fini frontière ne contenant pas de contribution mécanique, les termes de la matrice tangente associés au comportement mécanique s’annulent :

$$\begin{bmatrix} F^{\tau 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0_{(6 \times 6)} & 0_{(6 \times 3)} & 0_{(6 \times 3)} \\ K_{MW_{(3 \times 6)}}^{BE, \tau 1} & K_{WW_{(3 \times 3)}}^{BE, \tau 1} & K_{TW_{(3 \times 3)}}^{BE, \tau 1} \\ K_{MT_{(3 \times 6)}}^{BE, \tau 1} & K_{WT_{(3 \times 3)}}^{BE, \tau 1} & K_{TT_{(3 \times 3)}}^{BE, \tau 1} \end{bmatrix} \quad (5-20)$$

A partir de matrices de transformation $[T^{\tau 1}]$ et $[B^{\tau 1}]$ pour l’élément fini 2D (et $[S^{\tau 1}]$ et $[C^{\tau 1}]$ pour l’élément fini frontière) qui permettent de relier $[dU_{(x,y)}^{\tau 1}]$ aux variables nodales $[dU_{Node}^{\tau 1}]$, il est possible de discréteriser spatialement l’équation (5-17). L’intégration de cette équation sur un élément fini conduit alors à :

$$\begin{aligned} & \left[U_{node}^{2D,*} \right]^T \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 [B]^T [T^{\tau 1}]^T [E^{\tau 1}] [T^{\tau 1}] [B] \det J^{\tau 1} d\xi d\eta [dU_{Node}^{2D, \tau 1}] \\ & - \left[U_{node}^{BE,*} \right]^T \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 [C]^T [S^{\tau 1}]^T [F^{\tau 1}] [S^{\tau 1}] [C] \det N^{\tau 1} d\xi [dU_{Node}^{BE, \tau 1}] \\ & \equiv \left[U_{node}^{2D,*} \right]^T [k^{2D, \tau 1}] [dU_{Node}^{\tau 1}] - \left[U_{node}^{BE,*} \right]^T [k^{BE, \tau 1}] [dU_{Node}^{\tau 1}] \end{aligned} \quad (5-21)$$

où $[k^{2D, \tau 1}]$ et $[k^{BE, \tau 1}]$ sont les matrices de rigidité locales, respectivement pour l’élément fini 2D et pour l’élément frontière ; $J^{\tau 1}$ est la matrice jacobienne pour la transformation des coordonnées (ξ, η) vers un système d’axes (x, y) pour l’élément fini 2D (de manière identique, $N^{\tau 1}$ est la matrice jacobienne pour passer de la coordonnée (ξ) vers (x, y) pour l’élément frontière).

Les différents termes de la matrice de rigidité $[E^{\tau 1}]$ pour l’élément fini 2D ont été calculé au chapitre 4 ou doivent être calculés pour tenir compte de la contribution de la thermique. Cette opération n’est pas réalisée dans ce document, mais des détails peuvent être consultés dans Collin et al. (2002).

K_{MW}^{BE} , K_{WW}^{BE} , K_{TW}^{BE} contiennent les termes associés à la dépendance du flux d’échange hydraulique \bar{q} avec les champs de déplacements, la pression d’eau et la température. K_{MT}^{BE} , K_{WT}^{BE} , K_{TT}^{BE} contiennent les termes associés à la dépendance du flux d’échange thermique \bar{t}

avec les champs de déplacements, la pression d'eau et la température. Ces différentes matrices s'écrivent :

$$K_{MW_{(3 \times 6)}}^{BE,\tau 1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \bar{q}^{\tau 1} & 0 & 0 & \bar{q}^{\tau 1} & 0 & 0 \end{bmatrix}; K_{WW_{(3 \times 3)}}^{BE,\tau 1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Z \end{bmatrix}; K_{TW_{(3 \times 3)}}^{BE,\tau 1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & X \end{bmatrix} \quad (5-22)$$

$$K_{MT_{(3 \times 6)}}^{BE,\tau 1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \bar{t}^{\tau 1} & 0 & 0 & \bar{t}^{\tau 1} & 0 & 0 \end{bmatrix}; K_{WT_{(3 \times 3)}}^{BE,\tau 1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & LZ \end{bmatrix}; K_{TT_{(3 \times 3)}}^{BE,\tau 1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta + LX \end{bmatrix} \quad (5-23)$$

$$Z = \alpha \frac{M_v h_r^{\Gamma,\tau 1} \rho_{v,0}^{\Gamma,\tau 1}}{R T^{\Gamma,\tau 1}} \left(\frac{1}{\rho_w^{\Gamma,\tau 1}} - \frac{(p_w^{\Gamma,\tau 1} - p_g^{\Gamma,\tau 1}) \chi_w}{\rho_{w,0} (p_w^{\Gamma,\tau 1})^2} \right) \quad (5-24)$$

$$X = \alpha h_r^{\Gamma,\tau 1} \left[\frac{\partial \rho_{v,0}^{\Gamma,\tau 1}}{\partial T^{\Gamma,\tau 1}} - \frac{M_v \rho_{v,0}^{\Gamma,\tau 1} (p_w^{\Gamma,\tau 1} - p_g^{\Gamma,\tau 1})}{R (T^{\Gamma,\tau 1})^2 \rho_w^{\Gamma,\tau 1}} + \frac{M_v \rho_{v,0}^{\Gamma,\tau 1} (p_w^{\Gamma,\tau 1} - p_g^{\Gamma,\tau 1})}{R (T^{\Gamma,\tau 1})^3 \rho_{w,0} \beta_w} \right] \quad (5-25)$$

Nous disposons à présent d'un élément fini couplé 2D et d'un élément frontière 1D à même de reproduire les transferts de fluides et thermiques au sein du matériau, mais aussi les échanges avec l'atmosphère. Cette formulation sera utilisée dans un code de calcul aux éléments finis afin d'obtenir la distribution des pressions de fluide autour des cavités induite par la ventilation permanente des galeries.

5. Validation

L'objectif principal de cette section est de valider la formulation de la condition limite thermo-hydraulique en comparant les résultats expérimentaux obtenus sur le limon d'Awans avec les résultats numériques. Une analyse des mécanismes de transfert au sein du matériau est également réalisée, afin de comprendre par quels processus les échanges thermo-hydrauliques avec l'atmosphère ont lieu.

Ces travaux ont fait l'objet d'une publication spécifique, qui peut être consultée pour plus de détails (Gerard et al., 2010).

5.1 Définition du problème

Une modélisation axisymétrique 2D des essais de séchage réalisés sur des échantillons cylindriques de limon d'Awans et présentés à la section 3.3 de ce chapitre est réalisée. Vu le faible retrait des limons et la compaction à l'optimum Proctor du matériau, on considère que les déformations sont négligeables et le matériau est supposé parfaitement rigide. La pression de gaz est supposée constante et égale à la pression atmosphérique.

La géométrie du modèle est présentée à la Figure 5-24. L'échantillon de limon d'Awans est initialement saturé. La pression d'eau initiale dans le matériau est égale à la pression atmosphérique, tandis que la température initiale est égale à la température ambiante ($= 17^\circ\text{C}$). Les échanges de vapeur d'eau et de chaleur sont imposés sur toute la surface de l'échantillon via la condition limite thermo-hydraulique développée (équations 5-14 et 5-15). L'humidité relative et la température de l'agent sécheur (l'air) sont imposées au nœud environnement.

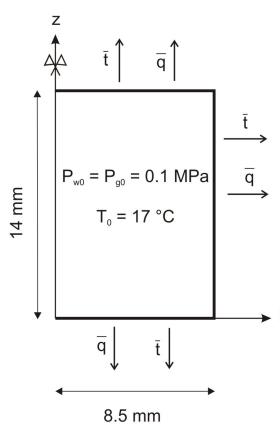


Figure 5-24 : Géométrie, conditions initiales et conditions limites de la modélisation d'un essai de séchage sur le limon d'Awans

5.2 Paramètres du modèle

Le modèle hydromécanique en conditions partiellement saturées étendu aux conditions anisothermes est utilisé pour reproduire les échanges de fluides et de chaleur au sein de l'échantillon. Le mélange binaire de fluides est composé d'eau et d'air. Les paramètres hydromécaniques de ces fluides ont déjà été présentés au Tableau 3-2, mais les principaux sont repris au Tableau 5-4. Les paramètres thermiques de l'eau et de l'air sont également présentés dans ce tableau. Les chaleurs spécifiques de l'air et de l'air dissous sont négligées dans le calcul.

Compressibilité de l'eau	χ_w	2000 MPa
Masse volumique de l'eau	ρ_w	1000 kg/m ³
Viscosité dynamique de l'eau	μ_w	0.001 Pa.s
Coefficient de diffusion du mélange air sec – vapeur d'eau	$D_{v/a}$	$2.78 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
Coefficient de dilatation thermique de l'eau	α_w	$3 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$
Coefficient de variation thermique de la viscosité	β_w	10^{-2} K^{-1}
Chaleur spécifique de l'eau	$c_{p,w}$	$4180 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Chaleur spécifique de la vapeur d'eau	$c_{p,v}$	$1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Tableau 5-4: Paramètres thermo-hydro-mécaniques de l'eau et de l'air (pour $T=20^\circ\text{C}$ et $p_w=p_g=0.1 \text{ MPa}$)

La pression de gaz est constante. L'advection de la phase gazeuse n'est donc pas considérée et la vapeur d'eau ne se déplace que par diffusion. Les paramètres thermo-hydrauliques du limon d'Awans sont présentés au Tableau 5-5 et Tableau 5-6. Ces paramètres sont issus d'essais en laboratoire et avaient été présentés précédemment à la section 3.2.1.1 de ce

chapitre, en particulier pour la courbe de rétention (Figure 5-5). D'ordinaire, on considère que la conductivité thermique des milieux poreux dépend du degré de saturation, mais nous la considérerons constante dans cette modélisation vu le manque de données expérimentales à ce sujet pour le limon d'Awans.

Perméabilité à l'eau	K_w^{sat}	$5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$
Porosité	ϕ	0.35
Tortuosité	τ	0.10
Paramètre de van Genuchten	n	1.35
Paramètre de van Genuchten	P_r	0.05 MPa

Tableau 5-5: Paramètres hydrauliques du limon d'Awans intervenant dans le modèle thermo-hydro-mécanique en saturation partielle

Conductivité thermique	λ	$1.3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Coefficient volumique de dilatation thermique des grains	α_s	10^{-5} K^{-1}
Chaleur spécifique des grains	$c_{p,s}$	$879 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Tableau 5-6: Paramètres thermiques du limon d'Awans intervenant dans le modèle thermo-hydro-mécanique en saturation partielle

Aucune donnée expérimentale sur l'évolution de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation n'est disponible pour le limon d'Awans. Nous allons supposer une courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten, basée sur les paramètres de la courbe de rétention :

$$k_{r,w} = \sqrt{S_{r,w}} \left(1 - \left(1 - S_{r,w}^{1/m} \right)^m \right)^2 \quad (5-26)$$

avec $m = 1 - 1/n$ et $n = 1.35$.

5.3 Résultats numériques

5.3.1 Résultats préliminaires

La modélisation d'un essai de séchage d'un échantillon de limon d'Awans avec un air présentant une humidité relative de 30% et une température de 50°C est tout d'abord réalisée. L'intérêt de débuter par cette modélisation est que l'humidité relative de l'air correspond à une pression capillaire située dans le domaine de la courbe de rétention du matériau où des données expérimentales sont disponibles (Figure 5-5). Dans cette première simulation, le coefficient de transfert de masse est supposé constant. La couche limite reste donc saturée durant tout le processus de désaturation du matériau. Les valeurs utilisées pour les coefficients de transfert de masse et de chaleur sont celles déterminées expérimentalement lors de la période à flux constant et présentées à la section 3-3 de ce chapitre.

La courbe de séchage obtenue numériquement en appliquant la condition limite thermo-hydraulique en paroi d'échantillons et en imposant l'humidité relative et la température de l'air au nœud environnement est présentée à la Figure 5-25 (a). La période à flux constant

obtenue numériquement est plus prononcée que celle observée expérimentalement. L'évolution temporelle de la température en paroi d'échantillon est tracée à la Figure 5-25 (b). On constate que la température reste constante et égale à la température humide de l'air lors de la phase à flux constant. Lors de la phase de diminution du flux de séchage, la température de l'échantillon tend alors vers la température du milieu environnant. Notons qu'en début d'essai, la modélisation montre des flux de séchage négatif synonymes d'humidification de l'échantillon par l'atmosphère. Ce processus s'explique par le choix de l'expression de la condition limite hydraulique, qui décrit les échanges de vapeur comme proportionnels à la différence des masses volumiques de vapeur d'eau entre l'échantillon et l'air ambiant. Bien que l'échantillon soit initialement saturé et que l'air présente une humidité relative de 30%, la température élevée de l'air a pour effet d'augmenter la masse volumique de l'air ambiant. Cependant, durant la phase de préchauffage, la température en paroi d'échantillon augmente très rapidement et les échanges de vapeur sont dirigés du limon d'Awans vers l'atmosphère. L'échantillon est alors désaturé progressivement.

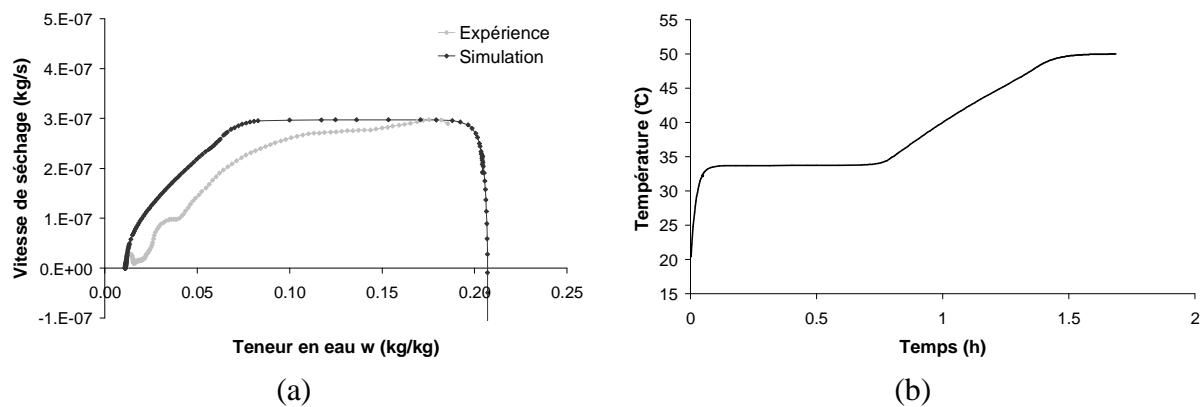


Figure 5-25 : (a) Courbe de séchage – Comparaison entre résultats expérimentaux et numériques – (b) Evolution temporelle de la température en paroi d'échantillons – Essai de séchage sur limon d'Awans avec $h_r = 30\%$ - $T_{air} = 50^\circ\text{C}$ - $v = 1 \text{ m/s}$

5.3.2 Influence de la courbe de perméabilité relative à l'eau

Il serait intéressant de réduire la surestimation de la vitesse de séchage durant la phase à flux constant observée à la Figure 5-25 (a). Pour cela, il est nécessaire que les échanges de vapeur entre l'échantillon et l'atmosphère soient plus rapidement limités par les transferts internes et non par la couche limite. Dans une première approche, nous avons modifié un paramètre de transfert interne, à savoir la perméabilité relative à l'eau. Si la perméabilité à l'eau du limon d'Awans diminue plus rapidement avec le degré de saturation, l'approvisionnement en eau de la surface de l'échantillon est plus faible et le facteur limitant les échanges entre la paroi et l'air ambiant devient les transferts internes et non la capacité d'échange de la couche limite. De plus, aucune donnée expérimentale n'est disponible sur la courbe de perméabilité relative à l'eau du limon d'Awans, si bien qu'il est raisonnable d'imaginer que la courbe de van Genuchten utilisée dans les modélisations préliminaires (relation 5-26) peut être modifiée. Différentes valeurs du coefficient m de la courbe de van Genuchten ont ainsi été testées de manière à obtenir une diminution plus rapide de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation (Figure 5-26). Les résultats numériques montrent qu'il est possible de diminuer la durée de la phase à flux constant en modifiant la courbe de perméabilité relative à l'eau (Figure 5-27 (a)). Le choix du coefficient m égal à 0.15 permet une bonne reproduction de la cinétique de désaturation. L'analyse de l'évolution temporelle de la température en paroi d'échantillon montre que la température en paroi se stabilise à la température humide quelque soit la courbe de perméabilité relative considérée. Mais la durée de la période à flux constant

est réduite lorsque la perméabilité à l'eau diminue plus rapidement avec le degré de saturation.

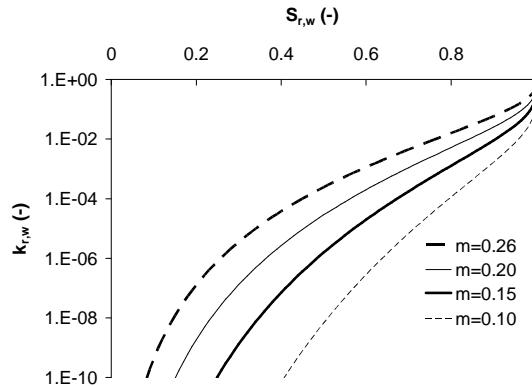


Figure 5-26 : Courbes de perméabilité relative à l'eau du limon d'Awans basée sur la relation de van Genuchten (1980) pour différentes valeurs du paramètre m

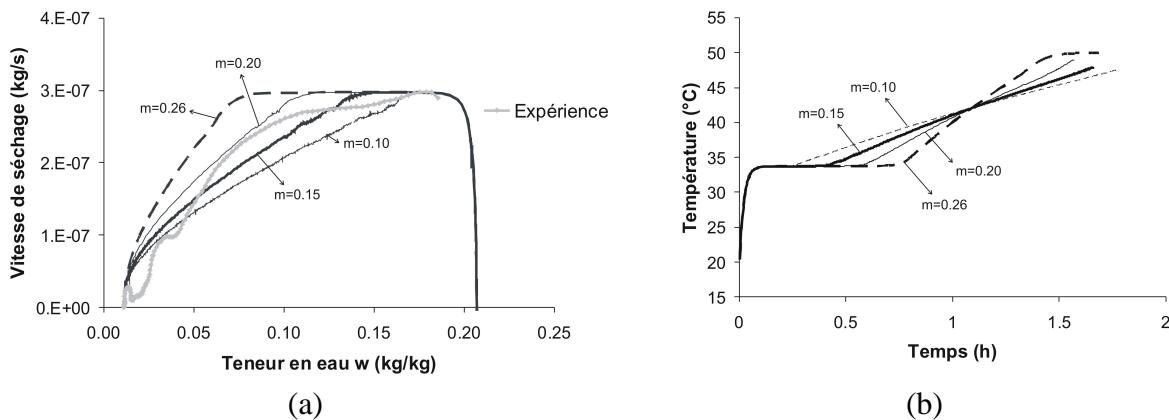


Figure 5-27 : (a) Courbes de séchage et (b) évolution temporelle de la température en paroi d'échantillons pour différentes valeurs du paramètre m dans la courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten - Essai de séchage sur limon d'Awans avec $h_r = 30\%$ - $T_{air} = 50^\circ\text{C}$ - $v = 1 \text{ m/s}$

5.3.3 Influence de la condition limite hydraulique

Afin d'éviter la surestimation du flux de séchage observée à la Figure 5-25 (a), une deuxième approche est considérée. Elle consiste à supposer que l'expression de la condition limite hydraulique n'est pas adéquate. Si nous supposons que la couche limite se désature lors du séchage du matériau, il est raisonnable d'imaginer que le coefficient de transfert de masse contrôlant les échanges de vapeur est modifié. Une dépendance du coefficient de transfert avec le degré de saturation est ainsi proposée afin de reproduire une diminution de la capacité d'échange de vapeur au sein de la couche limite. Une dépendance linéaire du coefficient de transfert de masse avec le degré de saturation est considérée :

$$\bar{q} = \alpha(S_{r,w}^{\Gamma})(\rho_{v,roche}^{\Gamma} - \rho_{v,air}) = \alpha_0 S_{r,w}^{\Gamma} (\rho_{v,roche}^{\Gamma} - \rho_{v,air}) \quad (5-27)$$

avec $S_{r,w}^{\Gamma}$ le degré de saturation en paroi d'échantillons et α_0 le coefficient de transfert de masse lorsque la paroi de l'échantillon est saturée.

Le coefficient α_0 est déterminé durant la phase à flux constant durant laquelle la couche limite est saturée. Avec cette nouvelle expression de la condition limite hydraulique, une bonne comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques est obtenue (Figure 5-28 (a)). La période à flux constant est réduite. En effet, lorsque la paroi de l'échantillon se désature, la capacité d'échange de la couche limite diminue. Notons cependant qu'avec cette approche, ce sont les transferts au sein de la couche limite qui restreignent les échanges entre le limon et l'air ambiant, ce qui ne correspond pas à la théorie du séchage (Kowalski, 1997). La température en paroi ne se stabilise donc pas à la température humide (Figure 5-28 (b)), car la quantité de chaleur fournie par l'atmosphère est supérieure à l'énergie nécessaire pour l'évaporation de l'eau disponible au sein de la couche limite.

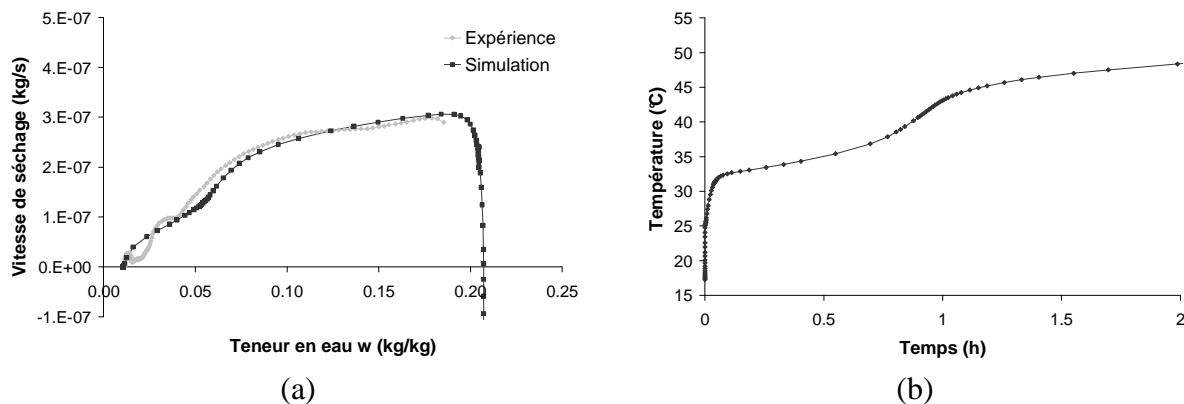


Figure 5-28 : (a) Courbe de séchage – Comparaison entre résultats expérimentaux et numériques – (b) Evolution temporelle de la température en paroi d'échantillons avec un coefficient de transfert de masse dépendant du degré de saturation – Essai de séchage sur limon d'Awans avec $h_r = 30\%$ - $T_{air} = 50^\circ\text{C}$ - $v = 1 \text{ m/s}$

5.3.4 Comparaisons pour d'autres essais de séchage

D'autres essais de désaturation ont été modélisés avec les deux conditions limites hydrauliques proposées ci-dessus :

- en supposant la présence d'une couche limite au sein de laquelle les échanges sont contrôlés par un coefficient de transfert de masse dépendant du degré de saturation et un coefficient m de la courbe de perméabilité relative à l'eau égal à 0.26 ;
- en supposant la présence d'une couche limite au sein de laquelle les échanges sont contrôlés par un coefficient de transfert de masse constant et un coefficient m de la courbe de perméabilité relative à l'eau égal à 0.15 (et correspondant à la valeur permettant la meilleure reproduction de l'essai de séchage avec $h_r = 30\%$ - $T_{air} = 50^\circ\text{C}$ - Figure 5-27).

La Figure 5-29 (a) compare ces deux modélisations avec les résultats expérimentaux d'un essai de séchage avec un air chaud et humide ($h_r = 50\%$ - $T_{air} = 50^\circ\text{C}$ - $v = 1 \text{ m/s}$). On constate que supposer un coefficient de transfert constant et une courbe de perméabilité relative à l'eau plus raide ($m = 0.26$) fournit une bonne comparaison avec les résultats de l'essai. Par contre, lors d'un essai avec un air sec et à température ambiante ($h_r = 1\%$ - $T_{air} = 17^\circ\text{C}$ - $v = 1 \text{ m/s}$), c'est la modélisation avec un coefficient de transfert dépendant du degré de saturation qui fournit la meilleure reproduction de la cinétique de séchage (Figure 5-29 (b)). Une forte vitesse de séchage est également observée au début du processus lorsque le coefficient de transfert de masse est supposé constant, tandis que le pic est beaucoup plus atténué lorsque le coefficient de transfert évolue avec le degré de saturation. Il est difficile de disposer d'informations sur l'évolution des échanges de vapeur en début d'essai afin de

connaître la cinétique réelle de désaturation, car un filtrage des données expérimentales nous fait perdre une partie de l'information. Néanmoins, on peut remarquer l'absence de période à flux constant lorsque l'air est très sec, car les transferts internes deviennent rapidement le facteur limitant vu la diminution de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation.

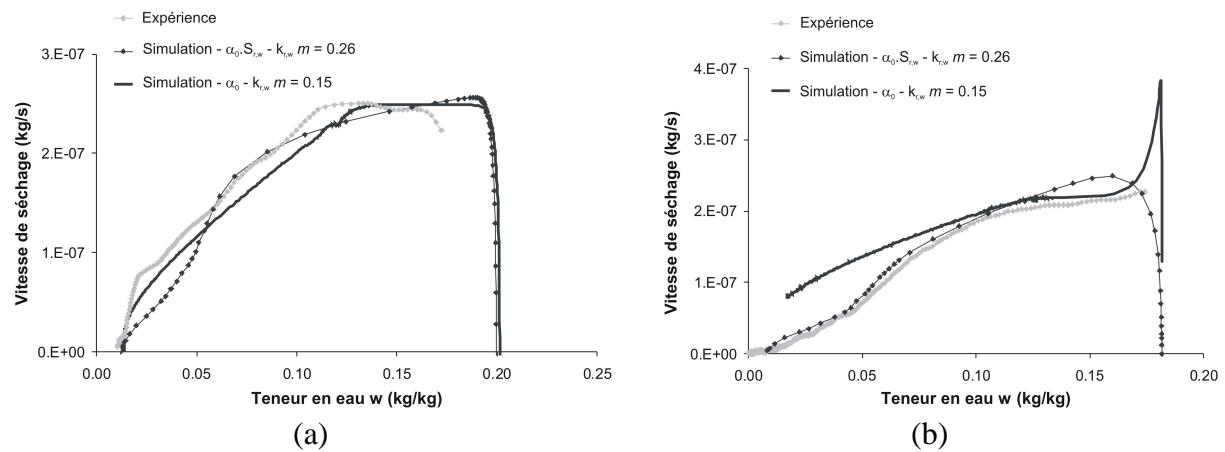


Figure 5-29 : Comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques pour deux conditions limites hydrauliques (couche limite avec coefficient de transfert de masse dépendant du degré de saturation et coefficient m de la courbe de rétention de van Genuchten = 0.26 ou couche limite avec coefficient de transfert de masse constant et coefficient m de la courbe de rétention de van Genuchten = 0.15) pour des essais de séchage sur limon d'Awans avec (a) $h_r = 50\%$ - $T_{air} = 50^\circ\text{C}$ - $v = 1 \text{ m/s}$ et (b) avec $h_r = 1\%$ - $T_{air} = 17^\circ\text{C}$ - $v = 1 \text{ m/s}$

A partir de trois essais de séchage dans des conditions expérimentales différentes, nous venons de montrer qu'une modification soit de l'expression de la condition limite hydraulique ou soit des transferts internes via la courbe de perméabilité relative à l'eau du limon permet de reproduire correctement la cinétique de désaturation. Il n'est cependant pas possible actuellement de privilégier un de ces deux choix de modélisation.

5.4 Analyse des mécanismes de transfert

Lorsqu'un échantillon de sol est soumis à la convection d'un air sec, des échanges de vapeur d'eau se développent de l'échantillon vers l'atmosphère afin de tendre vers l'équilibre thermodynamique. Il est intéressant de connaître les mécanismes de transferts internes au sein du matériau poreux (Figure 5-30). L'eau liquide est-elle principalement conduite par advection jusqu'à la surface de l'échantillon, avant d'être évaporée en paroi (1' + 2') ? Ou observe-t-on plutôt une évaporation de l'eau au sein de l'échantillon suivi de la diffusion de la vapeur jusqu'à la surface (1 + 2) ?

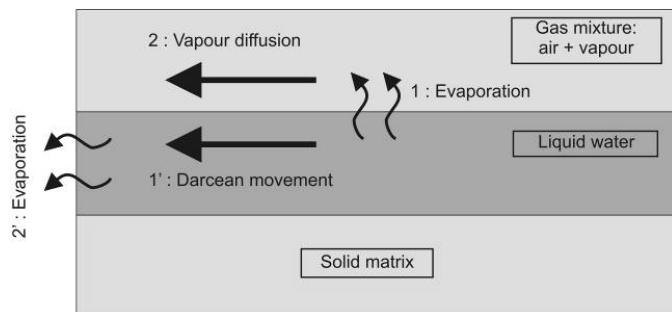


Figure 5-30 : Représentation schématique des mécanismes de transferts internes de fluides au sein d'un matériau poreux subissant une désaturation (Mainguy et al., 2001)

Les mécanismes des transferts internes de fluides vont être analysés pour les deux choix de modélisation proposés ci-dessus pour améliorer la comparaison avec les courbes de séchage expérimentales, c'est-à-dire supposer un coefficient de transfert dépendant du degré de saturation ou une perméabilité relative à l'eau diminuant plus rapidement avec le degré de saturation. Lorsqu'on analyse les différentes courbes de séchage obtenues numériquement (Figure 5-27 à Figure 5-29), on constate sur chaque exemple un changement dans la concavité pour les modélisations prenant en compte une diminution du coefficient de transfert avec le degré de saturation. Ce changement de courbure n'apparaît pas lorsqu'une perméabilité relative à l'eau plus raide (coefficient m de van Genuchten = 0.15) est utilisée pour reproduire au mieux les courbes de séchage. Cette distinction de comportement s'explique par des mécanismes de transferts différents.

La Figure 5-31 présente l'évolution temporelle de chaque mécanisme de transfert interne (advection d'eau liquide ou diffusion de vapeur) en paroi d'échantillon. Lorsque le coefficient de transfert de masse dépend du degré de saturation (Figure 5-31 (a)), l'advection d'eau liquide jusqu'en paroi du limon est dans un premier temps le mécanisme le plus important. C'est alors les échanges au sein de la couche limite qui sont le facteur limitant. Lorsque la désaturation devient trop importante, les transferts internes d'advection diminuent et deviennent le facteur limitant. La diffusion de vapeur vers la paroi contribue alors majoritairement à alimenter la couche limite en vapeur d'eau. Un front d'évaporation se développe et pénètre alors vers le cœur de l'échantillon (Figure 5-32 (a)).

Par contre, lorsque la perméabilité à l'eau décroît plus rapidement avec le degré de saturation (coefficient de van Genuchten $m = 0.15$), on constate que l'advection d'eau liquide reste le mécanisme de transfert interne le plus important durant tout le séchage (Figure 5-31 (b)). Le drainage étant plus faible, les gradients de pression à proximité de la paroi sont plus importants que lorsque la perméabilité à l'eau est plus importante (Figure 5-33). Ces gradients importants favorisent la contribution de l'advection de l'eau liquide. On en arrive donc à la conclusion paradoxale que moins un milieu poreux est perméable, plus l'advection de l'eau liquide jusqu'en paroi suivi d'évaporation contribue de façon importante aux échanges de vapeur avec l'extérieur. Cette conclusion rejoint celle de Coussy (2004), qui avait montré que pour des matériaux dont la perméabilité était faible, la vaporisation de l'eau au sein du matériau poreux suivi par la diffusion de la vapeur jusqu'à la paroi était négligeable.

Dès lors, le changement de concavité observé dans les courbes de séchage obtenues en supposant un coefficient de transfert de masse dépendant du degré de saturation correspond au changement du mode principal de transport interne. On passe en effet d'un régime où les transferts internes sont gouvernés par l'advection de l'eau liquide à un régime contrôlé par la diffusion de la vapeur d'eau. Les courbes de séchage obtenues avec un coefficient d'échange constant ne présentent pas ce changement de concavité, car la cinétique des écoulements internes est toujours gouvernée par l'advection de la phase liquide.

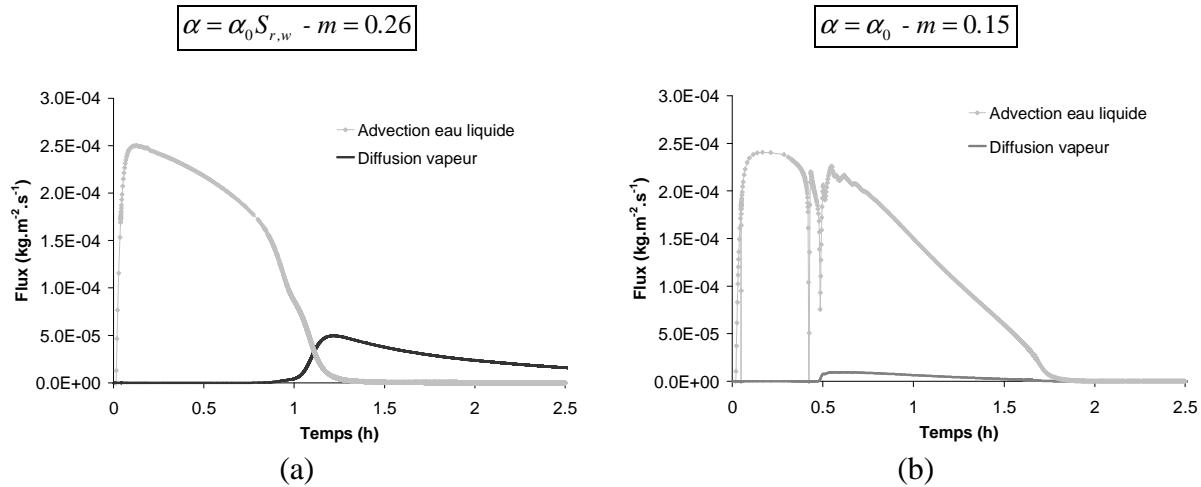


Figure 5-31 : Evolution temporelle des flux d'advection d'eau liquide et de diffusion de vapeur à la surface de l'échantillon (premier élément à mi-hauteur de l'échantillon) (a) avec un coefficient d'échange variable et coefficient de van Genuchten $m = 0.26$ et (b) avec un coefficient d'échange constant et coefficient de van Genuchten $m = 0.15$ – Essai de séchage sur limon d'Awans avec $h_r = 30\%$ et $T_{air} = 50^\circ\text{C}$

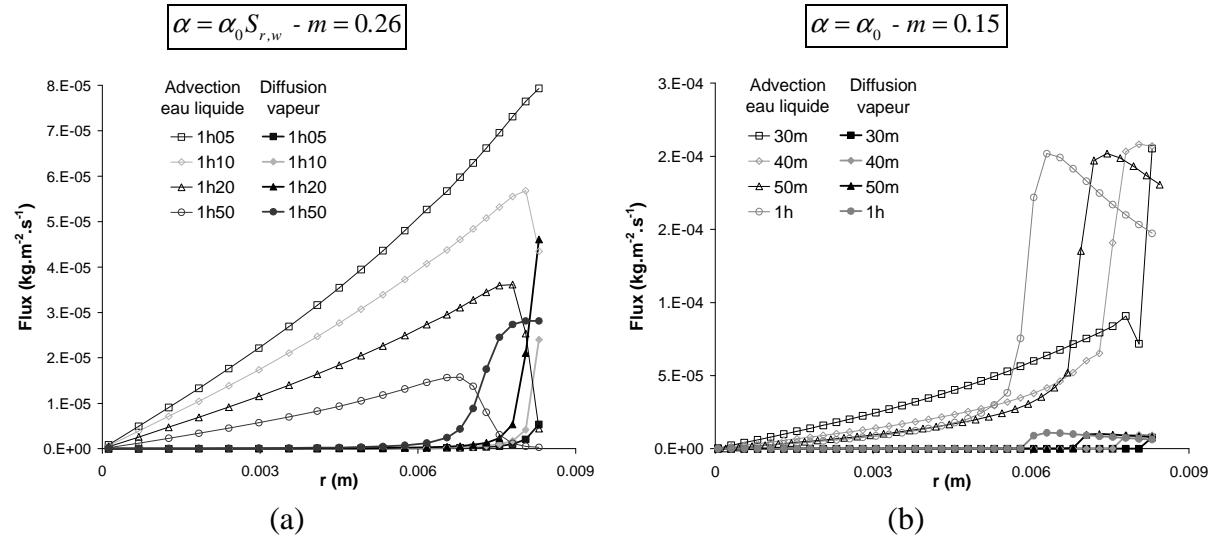


Figure 5-32 : Profils des flux d'advection d'eau liquide et de diffusion de vapeur (le long d'une coupe horizontale à mi-hauteur de l'échantillon) (a) avec un coefficient d'échange variable et (b) avec une courbe de perméabilité relative à l'eau plus raide – Essai de séchage sur limon d'Awans avec $h_r = 30\%$ et $T_{air} = 50^\circ\text{C}$

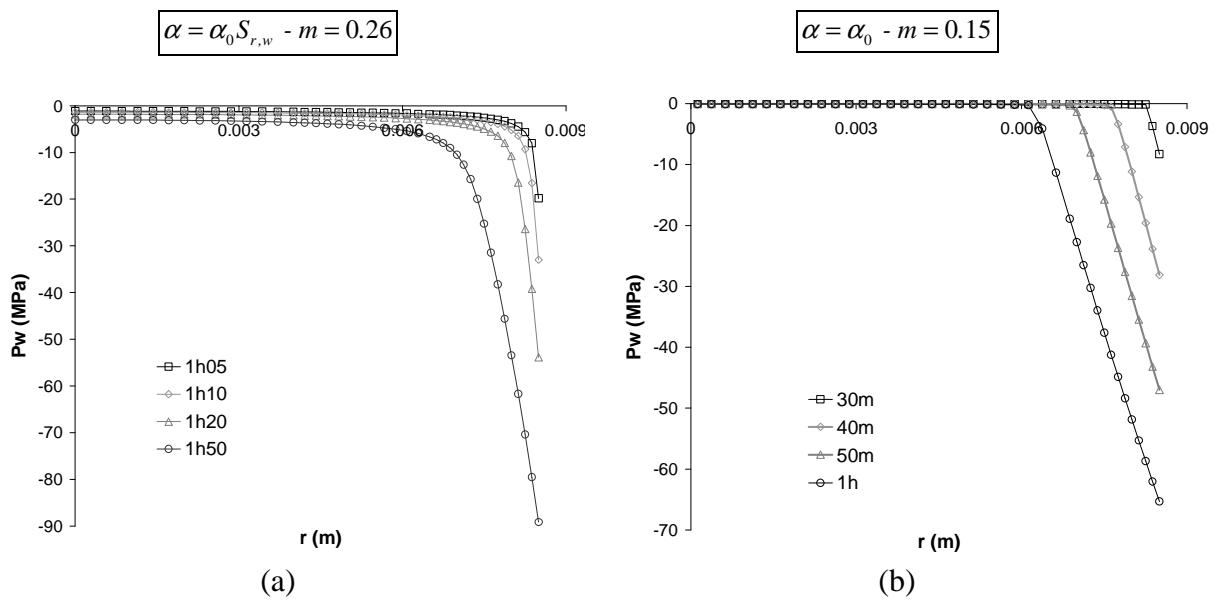


Figure 5-33 : Profils de pressions d'eau (le long d'une coupe horizontale à mi-hauteur de l'échantillon) (a) avec un coefficient d'échange variable et (b) avec une courbe de perméabilité relative à l'eau plus raide – Essai de séchage sur limon d'Awans avec $h_r = 30\%$ et $T_{air} = 50^\circ\text{C}$

5.5 Conclusions

Les modélisations des essais de désaturation d'échantillons de limon d'Awans ont été réalisées en conditions purement thermo-hydrauliques, vu le faible retrait mécanique du matériau. L'existence d'une couche limite en paroi est supposée au sein de laquelle les transferts de vapeur d'eau et d'énergie ont lieu. Ces modélisations ont montré que le flux de séchage maximum pouvait être reproduit numériquement à partir du coefficient de transfert de masse déterminé expérimentalement. Pour reproduire correctement l'ensemble de la cinétique de désaturation, deux approches ont été envisagées.

La première approche nécessite une calibration de la courbe de perméabilité relative à l'eau de manière à reproduire les courbes de séchage obtenues expérimentalement. La seconde approche suppose que la perméabilité relative à l'eau est déduite de la courbe de rétention de van Genuchten. Afin de reproduire la cinétique de désaturation, on considère une désaturation de la couche limite en cours de séchage, si bien que le coefficient de transfert de masse ne reste pas constant et dépend du degré de saturation.

Ces deux approches permettent de reproduire globalement la cinétique de désaturation du limon d'Awans, mais diffèrent dans l'analyse des mécanismes de transfert de fluides au sein du matériau. Lorsque le coefficient de transfert de masse dépend du degré de saturation, on constate que les transferts internes sont dans un premier temps contrôlés par l'advection d'eau liquide jusqu'à la surface, suivie de l'évaporation de l'eau. Dans un second temps, le front de vapeur avance vers le cœur de l'échantillon. De la diffusion de la vapeur jusqu'à la surface permet alors l'alimentation de la couche limite en fluide.

Lors de la calibration de la courbe de perméabilité relative, il a été nécessaire de supposer une rapide diminution de la perméabilité lors de la désaturation du matériau. On constate alors dans ce cas que seule l'advection d'eau liquide suivie d'évaporation en paroi contribue aux transferts internes. Ceci s'explique par les gradients de pression plus importants à proximité de la paroi, ce qui accroît la contribution des flux advecifs. On en arrive à la conclusion que

moins un matériau est perméable, plus l’advection de l’eau liquide devient le facteur prépondérant pour assurer les transferts internes de fluides.

Cette différence de comportement dans les mécanismes de transferts internes entre les deux approches étudiées se répercute sur la forme des courbes de séchage. En effet, dans le cas où la diffusion de la vapeur d’eau devient le processus prépondérant, une modification dans la concavité des courbes de séchage est numériquement observée, correspondant à un changement dans la cinétique de séchage. Sur base des résultats expérimentaux, il est difficile actuellement de se prononcer sur l’approche à considérer par la suite. De plus, aucune donnée sur l’évolution de la perméabilité du limon d’Awans avec le degré de saturation ne permet de connaître avec précision ce paramètre. L’hypothèse d’un coefficient de transfert de masse ne dépendant que des conditions externes est néanmoins généralement utilisée dans la communauté scientifique étudiant les processus de séchage. Cette option sera dès lors considérée dans la suite de ce chapitre.

La validation de la condition limite hydraulique pourrait également se réaliser au travers de la modélisation des essais de séchage sur l’argile de Boom. Une comparaison entre résultats expérimentaux et numériques pour les deux approches considérées ci-dessus pourrait éventuellement permettre de valider la formulation de la condition limite. Des modélisations thermo-hydro-mécaniques des essais de séchage de l’argile de Boom peuvent également être réalisées pour de futures recherches de manière à analyser plus finement les déformations de retrait observées, voire à analyser l’état de contraintes au sein de l’échantillon et chercher à expliquer de la sorte la fracturation du matériau. Cette étape est nécessaire pour expliquer l’évolution de la zone endommagée autour des ouvrages en fonction des conditions de ventilation dans la galerie.

6. Application : Influence du suintement et de la ventilation en paroi de galerie

6.1 Motivations

La ventilation continue des galeries influence la désaturation de la roche autour des ouvrages. Dans le cadre du stockage de déchets radioactifs, il est important de pouvoir prédire la distribution des pressions d’eau autour des cavités, car cela influence l’évolution de la zone endommagée créée lors du creusement des galeries. L’objectif de cette section est d’analyser les prédictions obtenues sur la cinétique de désaturation d’un massif rocheux autour d’un tunnel en utilisant la condition limite hydraulique développée et validée ci-avant dans ce chapitre.

D’autre part, le développement d’une condition limite hydraulique adéquate à appliquer en paroi de galerie est également motivé par le comportement observé dans les terrains fortement dilatants. Dans de tels matériaux, l’application d’une pression atmosphérique en paroi pour reproduire le drainage du massif durant le creusement engendre des venues non physiques d’eau liquide de la galerie vers le massif vu la dilatance du terrain. Ceci nous pousse à proposer une condition unilatérale de suintement en paroi de tunnel. Une telle condition ne permet des flux d’eau liquide que du massif rocheux vers l’air ambiant, et non l’inverse.

Dans cette section, une extension de la condition limite d’échanges de vapeur proposée précédemment est proposée afin de prendre en compte la condition de suintement en paroi.

Ensuite, la modélisation du creusement d'une galerie dans un terrain dilatant est effectuée. Une analyse de la convergence observée en fonction de la condition limite hydraulique utilisée est présentée. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication spécifique, qui peut être consultée pour plus de détails (Gerard et al., 2008a).

6.2 Condition limite hydraulique

Durant un processus d'excavation, la pression d'eau au sein du massif est rabattue. A long terme, un équilibre thermodynamique s'installe entre la roche en paroi et l'air au sein de la galerie. C'est ce qui a motivé le développement d'une condition limite hydraulique d'échanges de vapeur basée sur l'existence d'une couche limite en paroi de matériau. La formulation de cette condition limite hydraulique a été présentée aux sections 2.3 et 4.2 de ce chapitre (équation 5-14). Un coefficient de transfert de masse constant est considéré.

D'autre part, la condition limite hydraulique à appliquer en paroi doit empêcher le développement de flux non physiques d'eau liquide dirigés de la galerie vers le massif rocheux, tels qu'observés dans les matériaux dilatants lors de la modélisation de l'excavation (Hoxha et al., 2004). Une condition de suintement en paroi permet de n'autoriser des flux d'eau liquide que vers la galerie. Du suintement se développe si les conditions suivantes sont réunies :

- le massif rocheux est saturé, de manière à s'assurer que l'eau liquide peut ruisseler vers la galerie. Cette condition revient à exprimer que la pression d'eau en paroi est supérieure à la pression atmosphérique (sous l'hypothèse d'une pression de gaz constante et égale à la pression atmosphérique);
- le flux d'eau est dirigé du massif rocheux vers la galerie, ce qui revient à exprimer que la pression d'eau en paroi est supérieure à la pression d'eau correspondant à l'humidité relative de l'air au sein de la galerie.

La condition de suintement peut alors être exprimée comme une condition unilatérale de Signorini. De cette manière, les arrivées d'eau vers le massif sont empêchées (Figure 5-34). Pour des raisons numériques, cette condition est introduite dans le code de calculs aux éléments finis par l'intermédiaire d'une fonction en rampe (Bardet & Tobita, 2002 ; Zheng et al., 2008) :

$$\begin{cases} \bar{S} = K_{pén} (p_{w,roche}^\Gamma - p_{atm})^2 & \text{si } p_{w,roche}^\Gamma \geq p_{w,air} \text{ et } p_{w,roche}^\Gamma \geq p_{atm} \\ \bar{S} = 0 & \text{si } p_{w,roche}^\Gamma < p_{w,air} \text{ ou } p_{w,roche}^\Gamma < p_{atm} \end{cases} \quad (5-28)$$

avec $p_{w,roche}^\Gamma$ la pression d'eau en paroi de cavité, $p_{w,air}$ la pression d'eau correspondant à l'humidité relative de l'air (via la loi de Kelvin) et $K_{pén}$ un coefficient de pénalisation qui doit être le plus important possible de manière à respecter la condition unilatérale de suintement.

La condition limite hydraulique à appliquer en paroi consiste à imposer un flux \bar{E} égal à la somme de la contribution aux échanges de vapeur \bar{q} entre la roche et l'atmosphère et la contribution de suintement \bar{S} :

$$\bar{E} = \bar{q} + \bar{S} \quad (5-29)$$

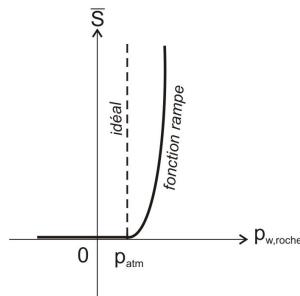


Figure 5-34 : Condition limite de suintement

Si la ventilation de la galerie est permanente et permet de maintenir constante les conditions atmosphériques, on peut considérer que l'humidité relative de l'air dans le tunnel est constante. Les flux d'évaporation et de suintement ne dépendent dès lors que de la valeur de la pression d'eau en paroi $p_{w,roche}^r$ (Figure 5-35). Si le massif rocheux est initialement saturé ($p_{w,roche}^r \geq p_{atm} > p_{w,air}$), les échanges de vapeur ont lieu du massif vers l'atmosphère de manière à assurer l'équilibre thermodynamique. Le flux d'évaporation reste constant aussi longtemps que le massif reste saturé en paroi ($p_{w,roche}^r \geq p_{atm}$). Lorsque la roche se désature, le flux d'évaporation reste dirigé du massif rocheux vers l'atmosphère, mais diminue jusqu'à obtention de l'équilibre entre la roche et l'air ambiant. Du suintement n'est observé que lorsque la paroi est totalement saturée.

Dans la situation moins fréquente où le massif rocheux est initialement désaturé et où la pression d'eau en paroi de galerie est inférieure à la pression d'eau correspondant à l'humidité relative de l'air ($p_{w,roche}^r < p_{atm}$ et $p_{w,roche}^r < p_{w,air}$), de la vapeur d'eau en provenance de la galerie et dirigée vers le massif est condensée en paroi de manière à atteindre l'équilibre thermodynamique. Aucun suintement n'est dans ce cas observé en paroi.

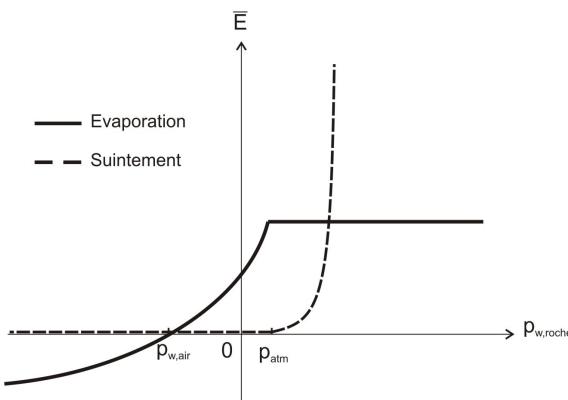


Figure 5-35 : Flux d'évaporation et de suintement en fonction de la pression d'eau en paroi de galerie

6.3 Modélisation d'une excavation de galerie

Dans le cadre du stockage de déchets radioactifs dans des couches géologiques peu perméables et profondes, il est important de pouvoir reproduire numériquement et avec précision les processus multiphysiques qui se développent autour des galeries. En vue de mettre en évidence l'influence de la condition limite hydraulique appliquée en paroi de tunnel, la modélisation de l'excavation d'une galerie est réalisée. Cette modélisation est un exemple académique et ne se veut donc pas une reproduction précise d'un site de stockage. Les lois de

comportement et les paramètres utilisés ne se réfèrent donc pas à un des matériaux argileux envisagés pour l'enfouissement de déchets, même si elles s'approchent fort de celles de l'argilite du Callovo-Oxfordien. Un terrain fortement dilatant et peu perméable est envisagé dans les simulations. Une forte dilatance du terrain est considérée de manière à mettre en évidence l'intérêt d'une condition limite hydraulique adéquate pour empêcher les venues d'eau non physiques de la galerie vers le massif.

L'analyse des processus de désaturation nous a montré qu'une diminution de température en paroi était nécessaire pour fournir au massif l'énergie nécessaire à la vaporisation de l'eau lorsque les températures initiales de l'air et de la roche étaient identiques. En pratique, cette diminution de la température n'est observée que sur une très courte période et l'équilibre thermique est très vite de nouveau atteint. De plus, la diminution de température est d'autant plus faible que le matériau est peu perméable (équation 5-1). Dans les roches argileuses considérées dans cet exemple, la diminution est si faible qu'elle peut être négligée. Des conditions isothermes seront donc supposées dans cet exemple.

6.3.1 Définition du problème

Une modélisation hydro-mécanique 1D axisymétrique du creusement d'une galerie est effectuée. Un tunnel non soutenu de 3 m de diamètre et situé dans un terrain homogène et peu perméable est considéré. La pression d'eau initiale dans le massif est de 5 MPa. L'état de contraintes initial est isotrope et tel que $\sigma'_r = 7$ MPa. Les conditions sont isothermes ($T = 20^\circ\text{C}$) et la pression de gaz est supposée constante et égale à la pression atmosphérique.

Deux étapes sont considérées dans la modélisation : le creusement et une phase d'attente. Le processus d'excavation dure 20 jours et est modélisé de manière classique dans une première modélisation, c'est-à-dire par la diminution de la contrainte totale radiale et de la pression d'eau en paroi à la pression atmosphérique. Une phase de maintenance d'une durée de 9,5 ans est ensuite modélisée, durant laquelle la contrainte radiale et la pression d'eau en paroi sont maintenues à la pression atmosphérique. L'objectif de ces simulations est d'analyser l'évolution de la convergence du tunnel suite au drainage progressif. Différentes conditions limites hydrauliques reproduisant le suintement et/ou les échanges de vapeur en paroi seront ensuite testées de manière à mettre en évidence leur influence sur le comportement mécanique du massif.

Les frontières extérieures du modèle sont situées suffisamment loin du centre du tunnel pour que leur influence soit minime sur la convergence du tunnel. Une pression d'eau et une contrainte totale constantes et égales aux conditions initiales y sont considérées.

6.3.2 Modèle hydro-mécanique en saturation partielle

Un modèle hydro-mécanique en conditions partiellement saturées basé sur le modèle développé au chapitre 3 est utilisé pour reproduire le comportement du massif.

De manière à reproduire la diminution progressive de la résistance du matériau, une loi mécanique élastoplastique associée avec radoucissement telle que proposée lors du benchmark du GdR-Momas est utilisée (Chavant & Fernandez, 2005). Cette loi est basée sur le critère de Drucker-Prager et est donnée par l'équation :

$$F \equiv \sqrt{\frac{3}{2}} II_{\hat{\sigma}} + m \left(I_{\sigma} - \frac{3c}{\tan \phi} \right) = 0 \quad (5-30)$$

où $II_{\hat{\sigma}}$ est le second invariant des contraintes (relatif aux contraintes déviatoriques), I_{σ} est le premier invariant des contraintes, φ est l'angle de frottement interne, m est un paramètre qui dépend de φ : $m = \frac{2 \sin(\varphi)}{3 - \sin(\varphi)}$, c est la cohésion.

La cohésion est la variable sur laquelle porte le radoucissement. Elle est définie par :

$$c = c_0 f(\gamma^p) \quad (5-31)$$

avec c_0 la cohésion initiale et γ^p la déformation déviatorique plastique équivalente. Vu que la loi plastique est associée, le matériau est fortement dilatant, ce qui augmente les couplages entre les problèmes mécanique et hydraulique. L'évolution de la cohésion avec les déformations plastiques équivalentes est donnée par :

$$f(\gamma^p) = \begin{cases} \left(1 - (1 - \theta^p) \frac{\gamma^p}{\gamma_R^p}\right)^2 & \text{si } 0 < \gamma^p < \gamma_R^p \\ \theta^2 & \text{si } \gamma^p \geq \gamma_R^p \end{cases} \quad (5-32)$$

où θ est un paramètre contrôlant la valeur de la cohésion résiduelle et γ_R^p est la déformation déviatorique plastique équivalente pour laquelle la cohésion résiduelle est atteinte.

La définition de la contrainte effective de Bishop σ'_{ij} est considérée (équation 3-5) :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - b \left(S_{r,w} p_w + (1 - S_{r,w}) p_g \right) \delta_{ij} \quad (5-33)$$

avec σ_{ij} la contrainte effective totale et δ_{ij} le symbole de Kronecker.

Le modèle de transfert de fluides est basé sur le modèle d'écoulements biphasiques présenté au chapitre 3. Le mélange au sein de la phase gazeuse est composé de vapeur d'eau et d'air sec. Comme la pression de gaz est supposée constante, seule la diffusion de la vapeur d'eau au sein de la phase gazeuse assure le mouvement de la vapeur. Les écoulements d'eau liquide sont assurés par l'advection de la phase liquide. La présence d'air dissous n'est pas considérée.

La courbe de rétention est basée sur la courbe de van Genuchten (1980) :

$$S_{r,w} = \left(1 + \left(\frac{p_c}{P_r} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}-1} \quad (5-34)$$

La courbe de perméabilité relative est donnée par la fonction suivante (Chavant & Fernandez, 2005):

$$k_{r,w} = \left(1 + \left(S_{r,w}^{-d} - 1 \right)^r \right)^{-1} \quad (5-35)$$

6.3.3 Paramètres du modèle

Un mélange binaire d'eau et d'air est considéré pour le modèle d'écoulements biphasiques. Les paramètres ont déjà été présentés au Tableau 3-2, mais les principaux sont repris au Tableau 5-7.

Compressibilité de l'eau	χ_w	2000 MPa
Masse volumique de l'eau	ρ_w	1000 kg/m ³
Viscosité dynamique de l'eau	μ_w	0.001 Pa.s
Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air	D_{av}	2.78 10 ⁻⁵ m ² /s

Tableau 5-7: Paramètres hydro-mécaniques de l'eau et de l'air (pour $T=20^\circ\text{C}$ et $p_w=p_g=0.1 \text{ MPa}$)

Les paramètres mécaniques du massif rocheux utilisés dans le modèle élastoplastique avec radoucissement sont présentés au Tableau 5-8. On constate la forte rigidité du matériau, en tout cas en comparaison avec celle de l'argile de Boom (voir Tableau 5-2).

Les paramètres hydrauliques du massif rocheux sont présentés au Tableau 5-9. Le matériau présente une perméabilité à l'eau semblable à celle des roches argileuses. Le paramètre P_r , équivalent à la pression d'entrée d'air sur la courbe de rétention de van Genuchten, est assez élevé. Des pressions capillaires importantes sont donc nécessaires pour désaturer le matériau (Figure 5-36 (a)). L'évolution de la perméabilité à l'eau avec le degré de saturation est présenté à la Figure 5-36 (b).

Module d'Young	E	5800 MPa
Coefficient de Poisson	ν	0.3
Cohésion initiale	c_0	1 MPa
Paramètre contrôlant la cohésion résiduelle	θ	0.01
Angle de frottement interne	φ	25°
Seuil des déformations plastiques déviatoriques	γ_R^p	0.015
Coefficient de Biot	b	1

Tableau 5-8: Paramètres mécaniques du massif rocheux

Perméabilité à l'eau	K_w^{sat}	10 ⁻¹⁹ m ²
Porosité	ϕ	0.15
Tortuosité	τ	0.412
Paramètre de van Genuchten	n	1.70
Paramètre de van Genuchten	P_r	10 MPa
Paramètre de la courbe de perméabilité relative à l'eau	d	2.429
Paramètre de la courbe de perméabilité relative à l'eau	r	1.176

Tableau 5-9: Paramètres hydrauliques du massif rocheux

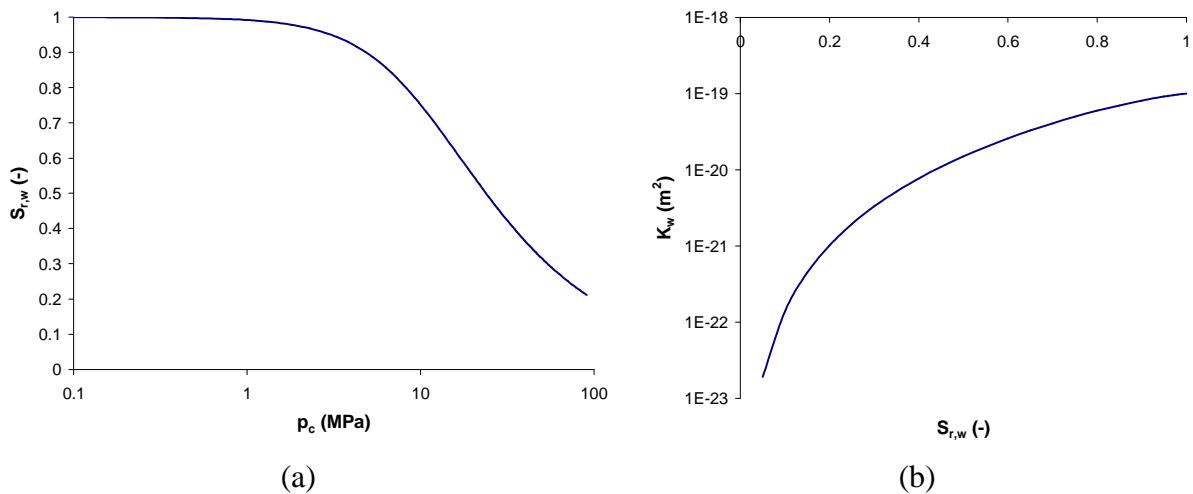


Figure 5-36 : (a) Courbe de rétention et (b) courbe de perméabilité à l'eau en fonction du degré de saturation pour le massif rocheux

6.3.4 Résultats numériques – Cas de référence

Lorsque le creusement est reproduit en rabattant la contrainte totale radiale et la pression d'eau en paroi à la pression atmosphérique, des pressions d'eau négatives sont observées au sein du massif sur les profils de pressions vu la forte dilatance du terrain (Figure 5-37 (a)). De telles distributions des pressions d'eau impliquent des venues d'eau non physiques de la galerie vers la formation (Figure 5-37 (b)). L'analyse du chemin de contraintes dans le premier élément après la paroi montre que le massif entre en plasticité lors du creusement du tunnel (Figure 5-37 (d)). Le radoucissement du matériau provoque alors une diminution de la cohésion du terrain. A la fin de la modélisation, l'état de contraintes en bord de galerie tend vers zéro et quasiment aucune contrainte déviatorique n'est observée. Quant aux déplacements, une convergence de 1,66 cm est observée une fois le rabattement effectué. Après 3500 jours, la convergence s'élève à 20,1 cm (Figure 5-37 (c)). Dans ce cas de référence, les couplages entre les processus hydrauliques et mécaniques sont très importants et s'expliquent par le choix de la condition limite hydraulique. Maintenir la pression atmosphérique en paroi provoque en effet une diminution des contraintes moyennes et déviatoriques dans un terrain fortement plastique, d'où une convergence importante.

6.3.5 Influence de la condition limite hydraulique sur la convergence

Le creusement d'une galerie est généralement modélisé d'un point de vue hydraulique en rabattant les pressions d'eau en paroi à la pression atmosphérique (Cas 1 – Tableau 5-10). Nous venons de montrer que dans un terrain fortement dilatant, cela induit des venues d'eau non physiques. D'autres conditions limites hydrauliques peuvent être utilisées et sont synthétisées au Tableau 5-10. Il est possible d'imposer la pression d'eau en paroi à une pression correspondant à l'humidité relative de l'air dans la galerie (Cas 2 – Tableau 5-10). Une condition limite de suintement a également été proposée (équation 5-28). Une telle condition limite empêche les venues d'eau liquide vers le massif (Cas 3 – Tableau 5-10). Finalement, une condition mixte combinant le suintement et des échanges de vapeur en paroi a été développée (équation 5-29). Les échanges de vapeur dépendent d'un coefficient de transfert de masse α , qui peut-être déterminé expérimentalement comme expliqué à la section 3.1 de ce chapitre. Afin d'analyser l'influence de ce paramètre sur la distribution des pressions d'eau et sur la convergence, différentes valeurs sont testées (Cas 4-1, Cas 4-2 et Cas 4-3 - Tableau 5-10).

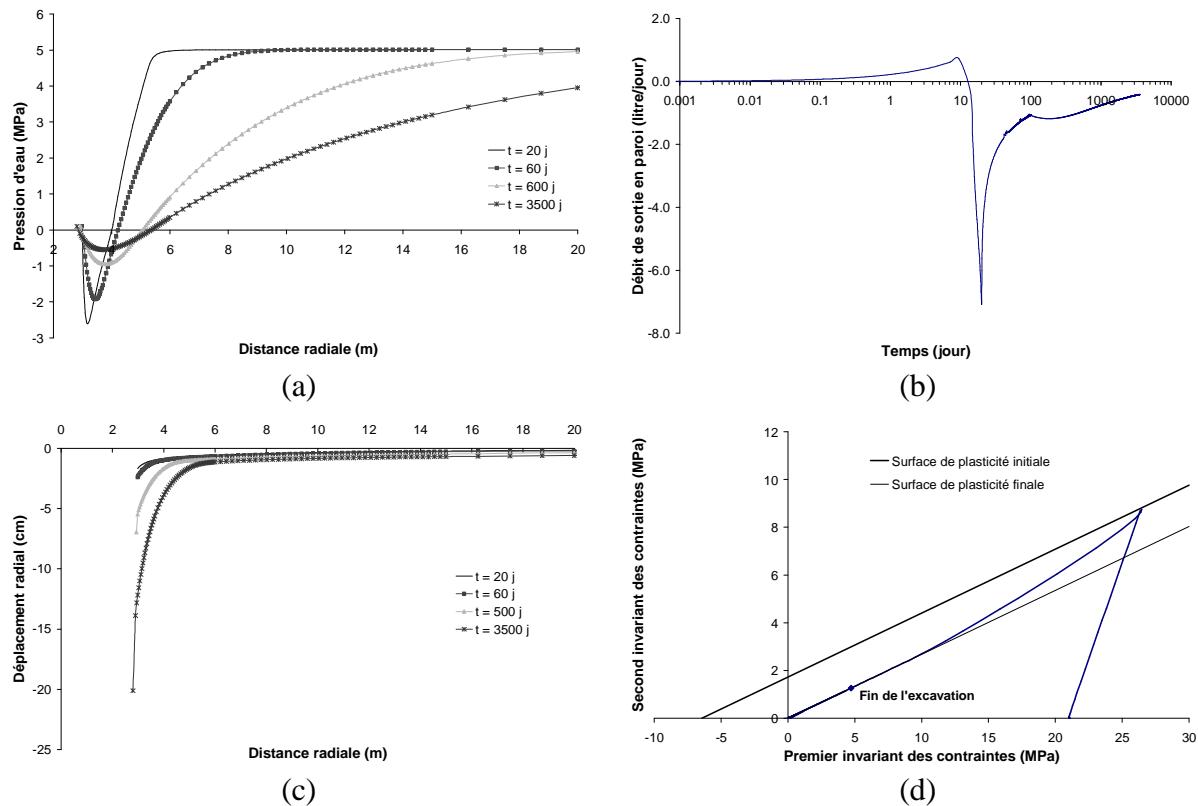


Figure 5-37 : Cas 1 - (a) Profils de pression d'eau, (b) évolution temporelle du débit d'eau en paroi, (c) profils des déplacements radiaux et (d) chemin de contraintes en paroi

	p_w imposée en paroi	Suintement	Echanges de vapeur en paroi
Cas 1	$p_w = p_{atm}$		
Cas 2	$p_w = -5\text{ MPa}$		
Cas 3		$K_{pén} = 10^{-7}\text{ s}^3/\text{kg}$	
Cas 4-1		$K_{pén} = 10^{-7}\text{ s}^3/\text{kg}$	$\alpha = 10^{-4}\text{ m/s}$
Cas 4-2		$K_{pén} = 10^{-7}\text{ s}^3/\text{kg}$	$\alpha = 10^{-2}\text{ m/s}$
Cas 4-3		$K_{pén} = 10^{-7}\text{ s}^3/\text{kg}$	$\alpha = 10^{-3}\text{ m/s}$

Tableau 5-10: Synthèse des différentes conditions limites hydrauliques testées

Une deuxième modélisation (**Cas 2**) est réalisée en imposant en paroi la pression capillaire correspondant à l'humidité relative de l'air dans la galerie. De la sorte, on suppose que l'équilibre entre l'atmosphère et la roche en paroi est instantané. Dans cet exemple académique, une humidité relative de l'air de 96 % (correspondant à une pression d'eau négative de -5 MPa) est imposée en paroi de galerie. Les pressions d'eau en paroi sont dès lors négatives et constantes dès la fin de l'excavation et durant toute la phase d'attente (Figure 5-38 (a)). La zone désaturée pénètre dans le massif au fur et à mesure de la phase d'attente. Aucune venue d'eau non physique n'est dans ce cas observée en paroi (Figure 5-38 (b)). Cependant, une telle condition limite n'empêcherait pas ces flux d'eau entrants dans des terrains encore plus dilatants. Avec une telle condition limite, la convergence de la galerie n'évolue pas trop durant la phase de maintenance (1,23 cm à la fin du creusement et 1,24 cm à la fin de la phase d'attente).

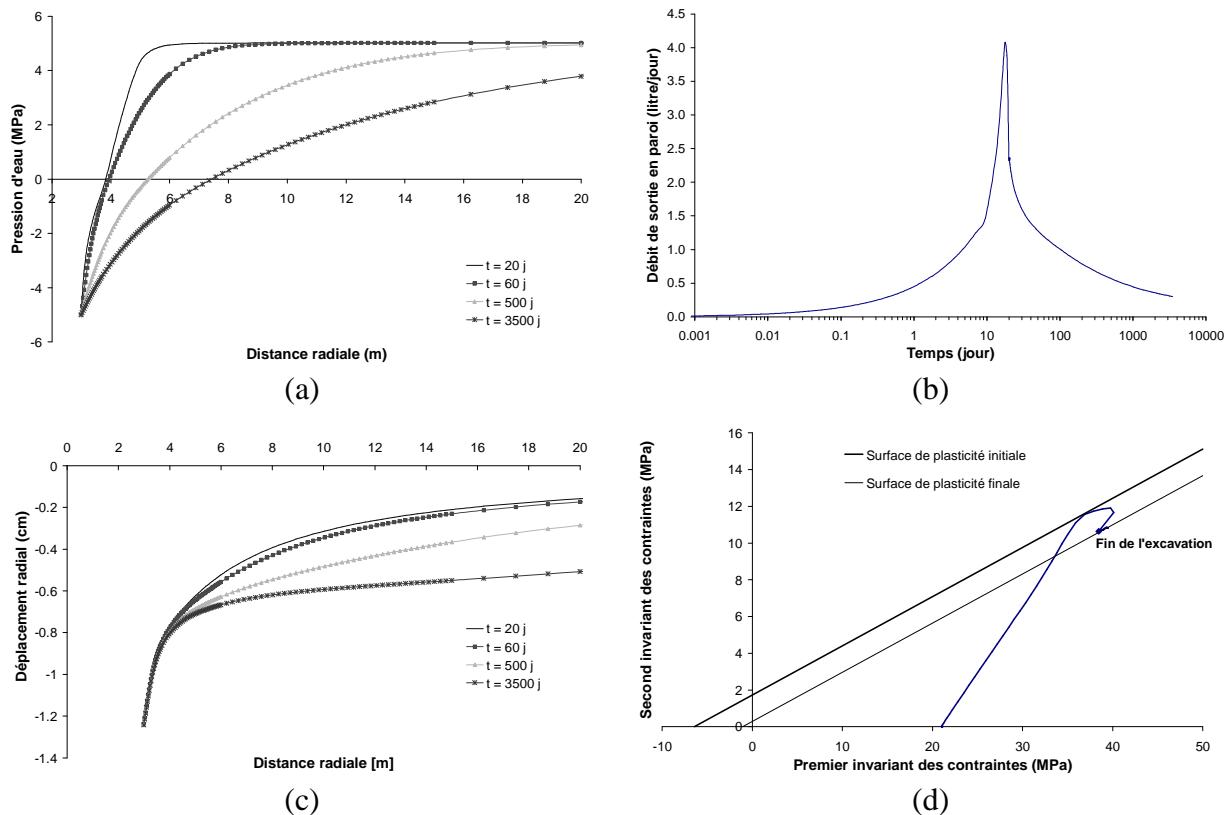


Figure 5-38 : Cas 2 - (a) Profils de pression d'eau, (b) évolution temporelle du débit d'eau en paroi, (c) profils des déplacements radiaux et (d) chemin de contraintes en paroi

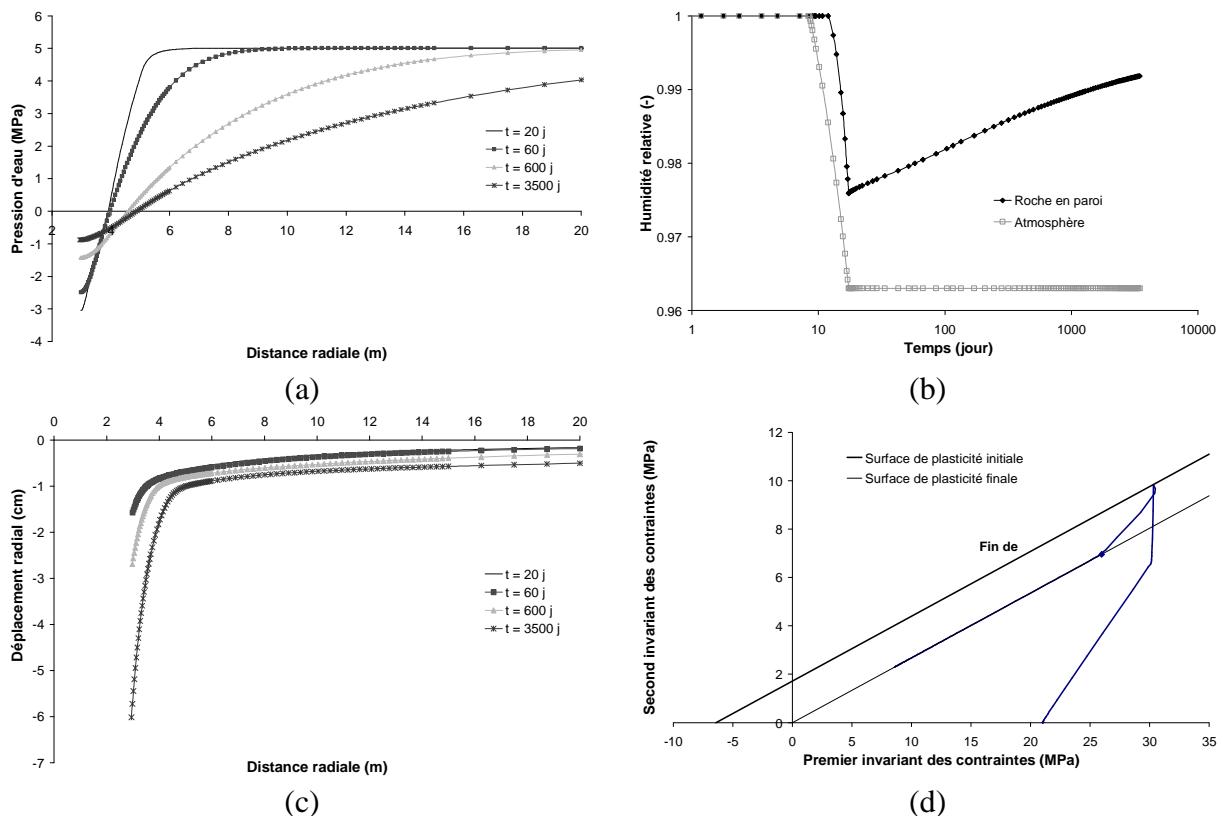


Figure 5-39 : Cas 3 - (a) Profils de pression d'eau, (b) évolution temporelle du débit d'eau en paroi, (c) profils des déplacements radiaux et (d) chemin de contraintes en paroi

Afin d'empêcher les venues d'eau non physiques, une condition hydraulique de suintement a été développée (**Cas 3**). Cette condition unilatérale ne permet que des flux d'eau liquide du massif vers la galerie et dépend d'un coefficient de pénalisation K (équation 5-28) qui doit être le plus grand possible pour assurer l'unilatéralité de la condition. Dans nos simulations, le coefficient $K_{\text{pén}}$ est égal à $10^{-7} \text{ s}^3/\text{kg}$. On constate qu'une fois le creusement effectué, les pressions d'eau en paroi remontent progressivement pour tendre à long terme vers la pression atmosphérique (Figure 5-39 (a)). Malgré la dilatance du terrain, les flux d'eau de la galerie vers la roche sont empêchés, ce qui se traduit par une distribution asymptotiquement horizontale des pressions d'eau à proximité de la paroi. Néanmoins, avec une telle condition, l'équilibre thermodynamique entre l'atmosphère et la roche en paroi n'est pas atteint à long terme (Figure 5-39 (b)). En effet, l'humidité relative de la roche en paroi diminue lors du creusement vu la dilatance du terrain, mais remonte ensuite lors de la phase d'attente.

Ces trois dernières modélisations (Cas 1, Cas 2 et Cas 3) mettent en évidence le besoin de disposer d'une condition limite hydraulique capable de reproduire les transferts de fluides qui se développent en paroi. C'est dans ce but qu'une condition limite mixte, combinant le suintement avec des échanges de vapeur d'eau entre la roche et l'atmosphère, a été développée (équation 5-29). Les échanges de vapeur sont contrôlés par un coefficient de transfert de masse α . Ce coefficient de transfert de masse a été déterminé expérimentalement sur des échantillons de limon d'Awans et d'argile de Boom pour différentes conditions de séchage. Des valeurs de l'ordre de $2 \cdot 10^{-2}$ à $5 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ ont été mesurées sur ces deux matériaux. Ces coefficients ont été déterminés sur de petits échantillons de 15 mm de hauteur et il est difficile de prédire si un éventuel effet d'échelle influence la valeur de ces coefficients dans des problèmes à l'échelle des galeries de stockage. Ghezzehei et al. (2004) a également cherché à estimer les coefficients de transfert de masse lors d'essais in-situ dans du tuff fracturé pour différentes conditions de ventilation (cavité fermée ou cavité ouverte avec ou sans ventilation). Les coefficients déterminés variaient entre 10^{-3} m/s pour un tunnel fermé à $4 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ pour un tunnel soumis à une ventilation. La comparaison entre les valeurs déterminées au laboratoire et celles mesurées in-situ semble montrer un effet d'échelle, même si ces coefficients n'ont pas été mesurés sur des matériaux et dans des conditions de désaturation identiques. Nous nous proposons donc d'utiliser trois valeurs de ce coefficient pour évaluer son influence. Dans ces différentes simulations, l'humidité relative de l'air est imposée au nœud environnement de l'élément frontière particulier développé pour reproduire les interactions roche – atmosphère (voir section 4.3 de ce chapitre - Figure 5-23).

Avec une faible valeur du coefficient de transfert de masse (**Cas 4-1** – $\alpha = 10^{-4} \text{ m/s}$), seul le suintement a de l'influence. Les pressions d'eau en paroi tendent vers la pression atmosphérique (Figure 5-40 a)) de la même manière que lorsque seul le suintement était imposé en surface (Cas 3 – Figure 5-39 (a)). L'équilibre en termes d'humidité relative entre l'atmosphère et la roche en paroi n'est donc pas atteint au terme de la simulation (Figure 5-40 (b)).

A l'opposé, avec un coefficient de transfert de masse plus important (**Cas 4-2** – $\alpha = 10^{-2} \text{ m/s}$), le flux d'évaporation en paroi devient cette fois la contribution prépondérante par rapport au suintement. Dès lors, les pressions d'eau en paroi restent négatives et quasiment égales à la pression d'eau imposée au nœud environnement et qui correspond à l'humidité relative de l'air (Figure 5-41 (a)). L'équilibre entre l'atmosphère et la roche en paroi est donc très rapidement atteint (Figure 5-41 (b)). Les distributions de pressions d'eau s'approchent donc de celles obtenues lorsque la pression capillaire était simplement imposée en paroi (Cas 2).

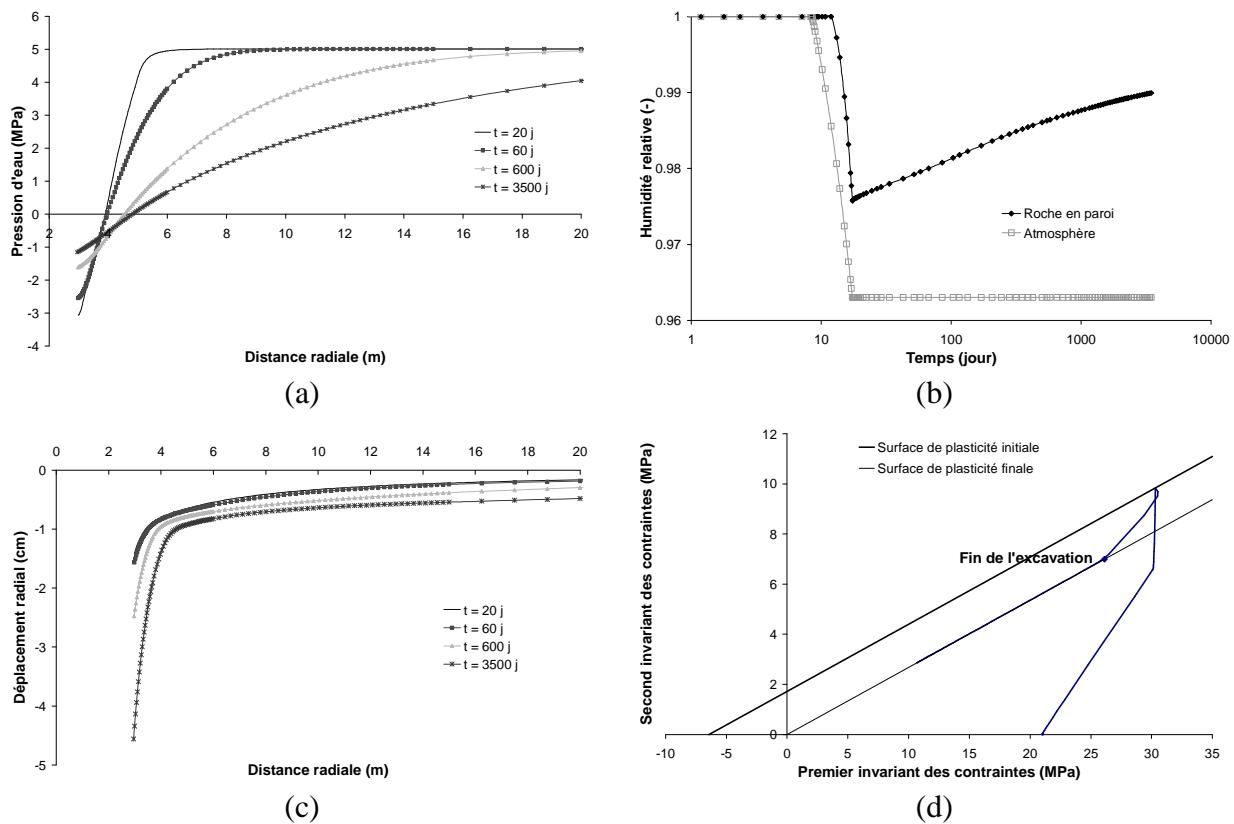


Figure 5-40 : Cas 4-1 - (a) Profils de pression d'eau, (b) évolution temporelle du débit d'eau en paroi, (c) profils des déplacements radiaux et (d) chemin de contraintes en paroi

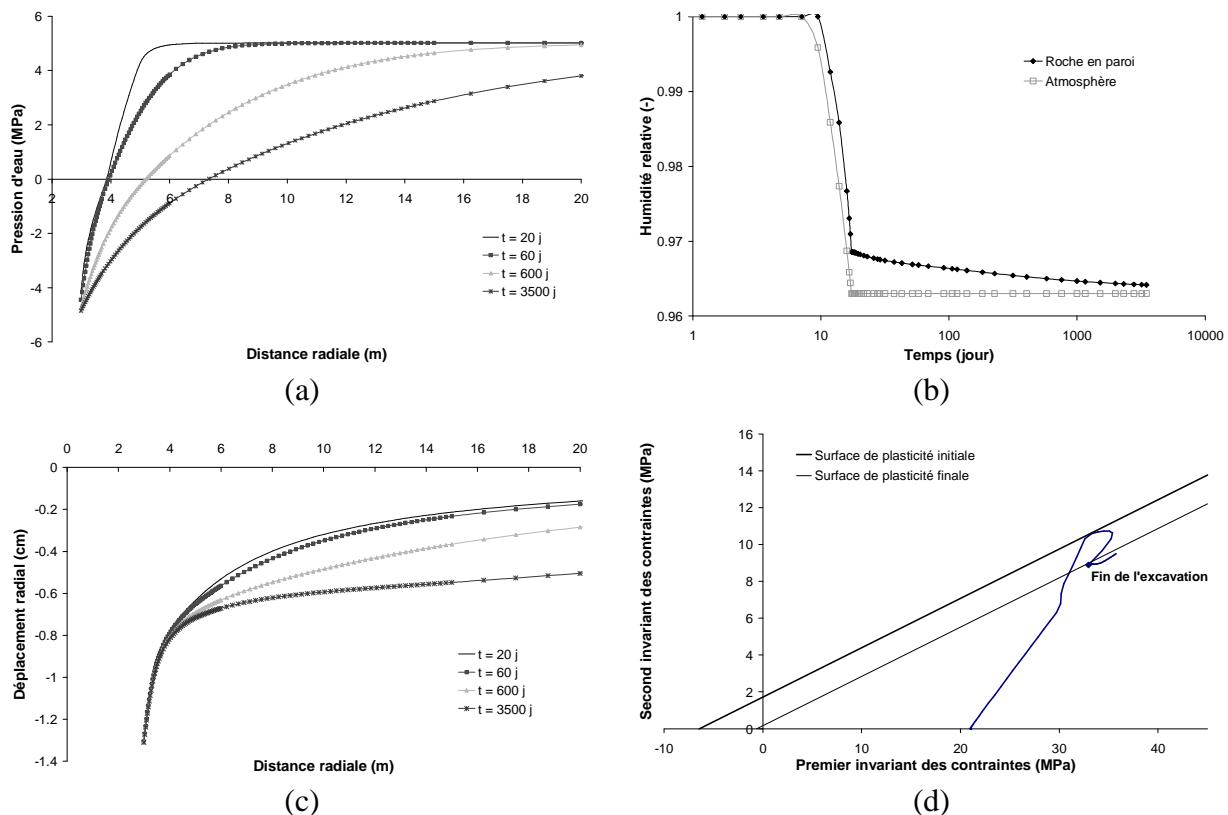


Figure 5-41 : Cas 4-2 - (a) Profils de pression d'eau, (b) évolution temporelle du débit d'eau en paroi, (c) profils des déplacements radiaux et (d) chemin de contraintes en paroi

Avec une valeur intermédiaire du coefficient de transfert de masse (**Cas 4-3** – $\alpha = 10^{-3}$ m/s), à la fois le suintement et l'évaporation en paroi influencent les interactions entre la roche et l'air dans la galerie. Les pressions d'eau en paroi augmentent dans un premier temps, puis se stabilisent aux alentours de -3 MPa (Figure 5-42 (a)). L'analyse de l'évolution de l'humidité relative en paroi montre cependant que l'équilibre n'est pas encore atteint à la fin de la modélisation (Figure 5-42 (b)).

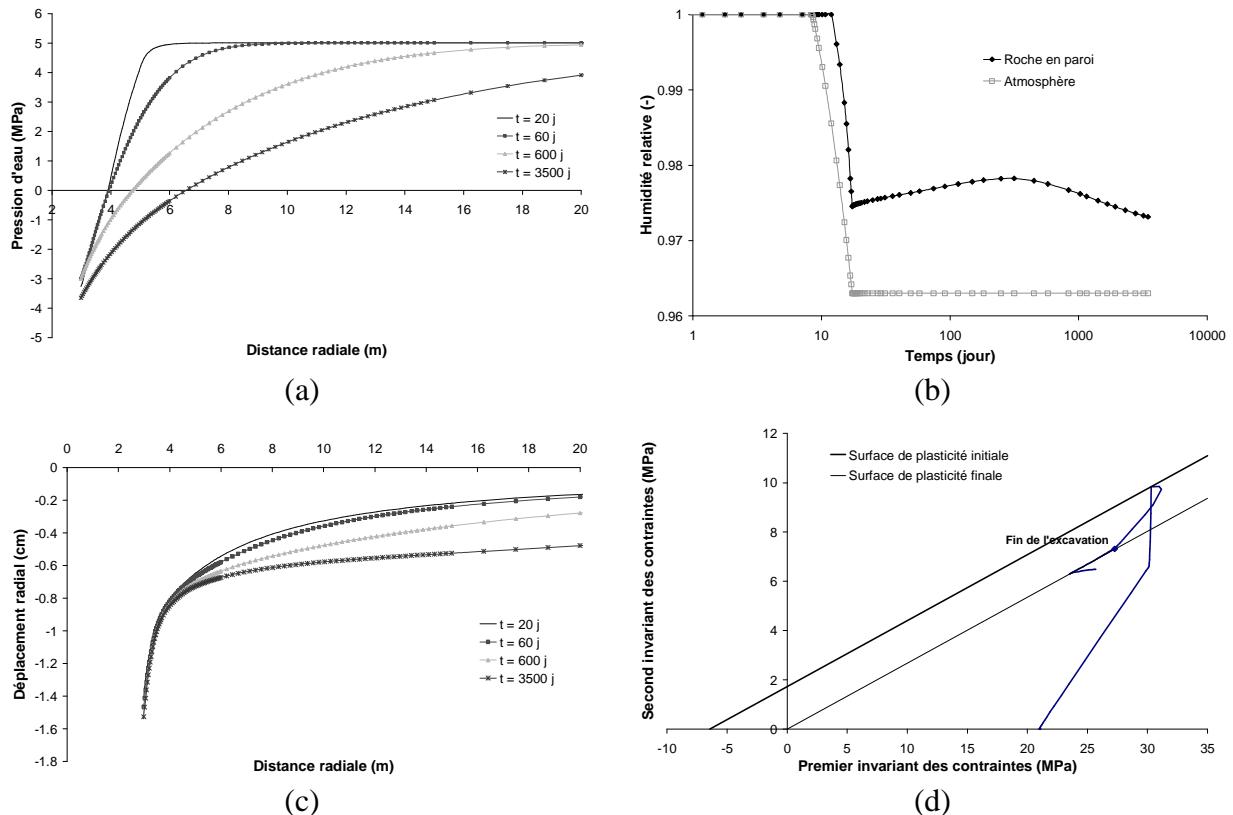


Figure 5-42 : Cas 4-3 - (a) Profils de pression d'eau, (b) évolution temporelle du débit d'eau en paroi, (c) profils des déplacements radiaux et (d) chemin de contraintes en paroi

Ces différentes distributions de pressions d'eau observées selon la condition limite hydraulique imposée en paroi influencent le comportement mécanique et donc la convergence du massif. Le Tableau 5-11 présente la convergence de la cavité à la fin du creusement (20 jours) et à la fin de la simulation (3500 jours) selon la condition limite utilisée. A la fin du creusement, les convergences sont plus ou moins identiques. Mais pour des prédictions à plus long terme lors desquelles le drainage progressif du massif a le temps de s'établir, les convergences diffèrent fortement selon la condition hydraulique utilisée. Lorsque l'humidité relative est imposée en paroi (Cas 2), la succion résiduelle en paroi assure une résistance supplémentaire à la roche et limite de la sorte la convergence de la galerie. La modélisation avec un important coefficient de transfert de masse (Cas 4-2) est quasiment similaire à celle du Cas 2. L'analyse des chemins de contraintes suivis à proximité de la paroi confirme ces résultats. En effet, les Figure 5-38 (d) et Figure 5-41 (d) montrent que l'état de contraintes évolue de manière identique dans ces deux modélisations. Le massif retrouve un état élastique à la fin de la simulation et l'importante valeur des contraintes déviatoriques explique les faibles déformations plastiques obtenues. De plus, le chemin de contraintes n'évolue quasiment pas une fois le creusement effectué.

Lorsque seul du suintement est imposé en paroi (Cas 3) ou lorsque la condition mixte est utilisée avec un faible coefficient de transfert de masse (Cas 4-1), les convergences et les chemins de contraintes suivis sont également similaires. Les Figure 5-39 (d) et Figure 5-40 (d) montrent que la cohésion résiduelle est atteinte dès la fin du creusement et que le massif reste plastique jusqu'à la fin de la modélisation. La contrainte déviatorique finale est légèrement plus grande que dans le Cas 1 (Figure 5-37 (d)), ce qui explique la convergence un peu moins importante. Il est également intéressant de noter que le chemin de contraintes devient purement déviatorique (contrainte moyenne constante) lors du creusement lorsque le massif commence à se désaturer. En effet, en conditions partiellement saturées, le suintement n'agit plus et la condition limite hydraulique en paroi devient équivalente à une condition non drainée.

(cm)	Cas 1	Cas 2	Cas 3	Cas 4-1	Cas 4-2	Cas 4-3
20 j (Fin creusement)	1.66	1.23	1.41	1.41	1.30	1.40
3500 j (Fin phase d'attente)	20.1	1.24	6.01	4.56	1.31	1.47

Tableau 5-11: Convergence du tunnel pour différentes conditions limites hydrauliques en paroi

Avec un coefficient de transfert de masse intermédiaire (Cas 4-3), la contrainte déviatorique diminue une fois le creusement effectué, mais le massif retombe dans le domaine élastique à la fin de la simulation (Figure 5-42 (d)).

L'étendue de la zone plastique, qui est une des manières de caractériser l'étendue de la zone endommagée, s'étend à 2,1 fois le rayon de la cavité dans le cas de référence (Cas 1). Avec la condition limite mixte combinant suintement et évaporation (Cas 4-1, Cas 4-2 et Cas 4-3), la zone plastique varie entre 1,71 et 1,74 fois le rayon du tunnel. La zone endommagée est donc relativement plus faible avec une telle condition limite, mais surtout elle semble ne pas dépendre du coefficient de transfert de masse, au contraire de la convergence. Dès lors, même si l'étendue de la zone endommagée est identique, l'intensité des déformations plastiques qui s'y développent est différente.

6.3.6 Influence de l'humidité relative de l'air

La modélisation précédente considérait la circulation permanente d'un air avec une humidité relative de 96 %. Une telle humidité relative n'est pas représentative de la ventilation assurée dans les tunnels. Si une humidité relative d'environ 70 % est à présent imposée dans la galerie (ce qui correspond à une pression d'eau $p_w = -45 \text{ MPa}$), les mêmes allures de distributions des pressions d'eau sont observées en fonction de la valeur du coefficient de transfert de masse (Figure 5-43). Un important coefficient de transfert implique des échanges pratiquement instantanés entre la roche et l'atmosphère, si bien que les pressions d'eau en paroi sont constantes et égales à la pression d'eau imposée au nœud environnement (Figure 5-43 (a)). Un faible coefficient de transfert revient à imposer uniquement du suintement en paroi. Les profils des pressions d'eau ne dépendent dans ce cas pratiquement pas de l'humidité relative de l'air (Figure 5-40 (a) et Figure 5-43 (b)). La Figure 5-43 (c) présente un cas intermédiaire. L'humidité relative de l'air modifie néanmoins l'interprétation des résultats, car :

- le coefficient de transfert de masse à imposer dans la couche limite pour pouvoir négliger l'évaporation en paroi diminue lorsque l'air considéré est plus sec ($\alpha = 10^{-6} \text{ m/s}$ si $h_r = 70 \%$ (Figure 5-43 (b)) – $\alpha = 10^{-4} \text{ m/s}$ si $h_r = 96 \%$ (Figure 5-40 (a))) ;
- la convergence mesurée en paroi diminue lorsque l'air considéré est plus sec (Tableau 5-12), et la différence avec un air plus humide est d'autant plus importante que le coefficient de transfert de masse est élevé. Cette diminution de la convergence

s'explique par une succion plus importante autour de la cavité, ce qui fournit une contribution supplémentaire à la résistance du massif.

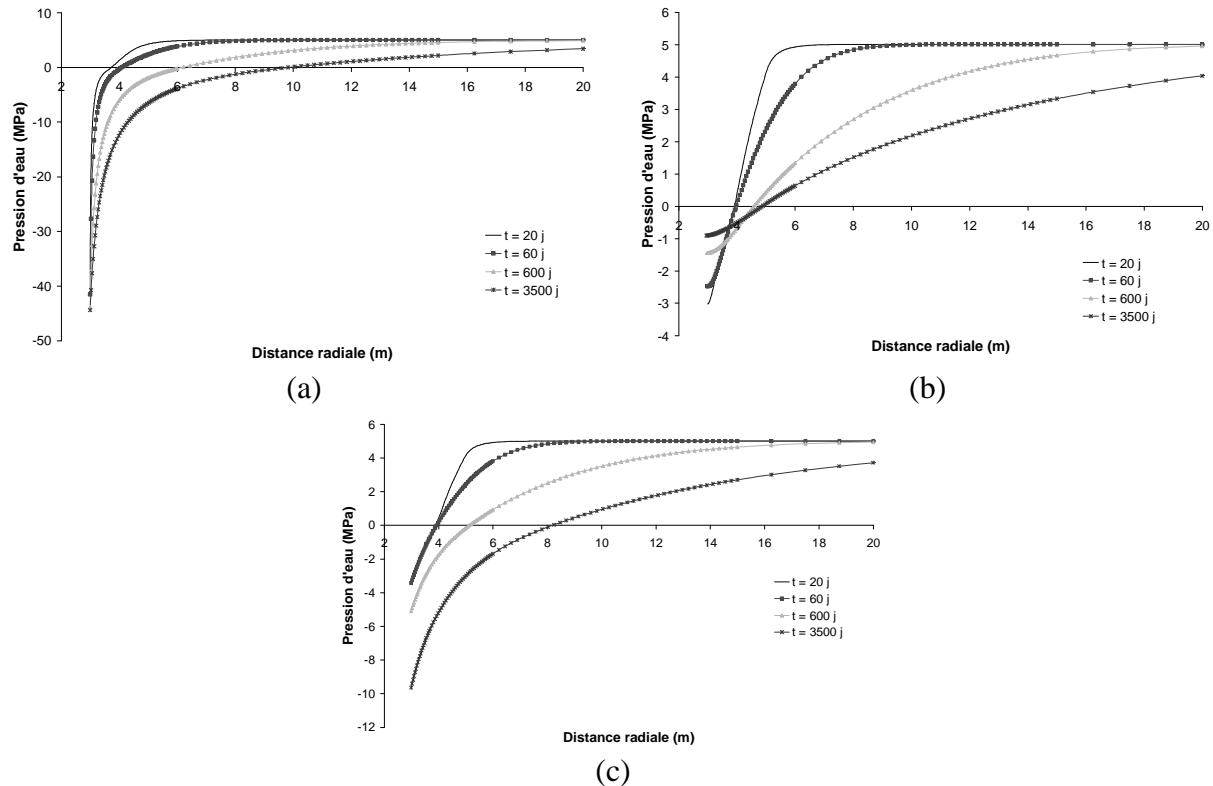


Figure 5-43 : Profils de pression d'eau obtenues avec la condition limite mixte combinant suintement et évaporation en paroi avec une humidité relative de l'air de 70% et pour différentes valeurs du coefficient de transfert de masse – (a) $\alpha = 10^{-2} \text{ m/s}$ – (b) $\alpha = 10^{-6} \text{ m/s}$ – (c) $\alpha = 10^{-4} \text{ m/s}$

	$\alpha = 10^{-2} \text{ m/s}$	$\alpha = 10^{-4} \text{ m/s}$	$\alpha = 10^{-6} \text{ m/s}$
20 j (Fin creusement)	0.884	1.37	1.39
3500 j (Fin phase d'attente)	0.889	1.38	5.84

Tableau 5-12: Convergence du tunnel pour différentes conditions limites hydrauliques en paroi

6.3.7 Conclusions

Une modélisation hydromécanique du creusement d'un tunnel ventilé dans un terrain fortement dilatant a été présentée. Nous avons mis en évidence les limites des conditions limites hydrauliques traditionnelles (pression atmosphérique ou succion imposée en paroi, ou suintement). En effet, dans de tels terrains, ces conditions limites n'empêchent pas les venues d'eau de la galerie vers le massif, qui ne sont pas physiques. De plus, elles ne permettent pas l'installation d'un équilibre à long terme entre l'humidité relative de l'air dans la galerie et celle de la roche en paroi. Une nouvelle condition limite mixte a été développée. Elle combine le suintement et l'évaporation paroi. La modélisation du creusement d'une cavité ventilée montre qu'une telle condition limite hydraulique permet de reproduire la physique des interactions roche-atmosphère. L'influence de la condition limite sur les chemins de contraintes suivis en paroi et sur la convergence des galeries a été étudiée. Un faible coefficient de transfert de masse implique une convergence importante, proche de celle obtenue en imposant en paroi uniquement une condition de suintement. A l'opposé, une faible

convergence est obtenue avec un important coefficient de transfert, vu la succion qui se développe dans ce cas autour de la galerie et qui induit une résistance supplémentaire du sol.

Dans le cadre du stockage de déchets radioactifs, la détermination du coefficient de transfert de masse se révèle un enjeu important. Ce coefficient modifie en effet la distribution des pressions d'eau à proximité des ouvrages et conditionne dès lors l'évolution de la zone endommagée dans laquelle la migration des radionucléides est favorisée. Des expériences de désaturation d'échantillons de sols et de roches ont été réalisées en laboratoire afin d'estimer les échanges de vapeur. Mais il est actuellement difficile de prédire si un effet d'échelle existe lors du passage d'expériences sur échantillons au laboratoire à la ventilation d'une alvéole de stockage de déchets.

7. Conclusions

En vue de l'enfouissement de déchets radioactifs dans des couches géologiques profondes et peu perméables, la prise en compte dans nos modélisations de l'effet de la ventilation des galeries durant les phases opératoires un enjeu important, car elle influence la distribution des pressions d'eau autour des ouvrages. Or la distribution des pressions influence l'évolution de la zone endommagée créée lors de l'excavation des galeries. Une éventuelle extension de la zone endommagée peut accélérer la migration des radionucléides dans le massif rocheux. Les interactions entre la roche en paroi et l'air ambiant se font sous forme d'échanges de vapeur d'eau.

Afin de quantifier la cinétique de désaturation d'un massif rocheux soumis aux interactions avec l'atmosphère, des essais de séchage ont été réalisés sur des échantillons de limon d'Awans puis d'argile de Boom. Les échantillons sont placés dans un microsécheur convectif et sont soumis à un air contrôlé en température, humidité relative et vitesse et qui reproduit les conditions naturelles de ventilation rencontrée dans un tunnel. A partir de la cinétique de perte de masse des échantillons, une courbe de séchage qui relie le flux de séchage à la teneur en eau des échantillons est obtenue. Deux phases principales peuvent être mises en évidence. Une période à flux constant très courte voire inexistante. Durant cette phase, les transferts avec l'extérieur sont contrôlés par la capacité d'échange de la couche limite située en surface de l'échantillon. Ensuite, une phase à flux de séchage décroissant, signe que le matériau se désature et que les transferts internes deviennent le facteur limitant les échanges avec l'extérieur. La très courte durée voire l'absence de phase à flux constant s'explique par la très faible perméabilité des matériaux argileux, ce qui implique que les transferts internes deviennent rapidement le facteur limitant les échanges de vapeur d'eau.

La désaturation du matériau argileux s'accompagne de déformations de retrait, voire de fissuration. Des déformations volumiques de l'ordre de 10% ont été mises en évidence durant le séchage des échantillons argileux et un comportement anisotrope des déformations a été repéré sur certains essais. De plus, l'analyse par microtomographie à rayons X des échantillons d'argile de Boom a mis en évidence la présence de fractures initiales sur les échantillons saturés dont l'origine est actuellement incertaine. Cette méthode d'analyse d'images montre aussi que la désaturation du matériau s'accompagne de microfissuration du matériau.

Pour modéliser ces interactions roche – atmosphère, il est essentiel de disposer d'une condition limite hydraulique adéquate afin de pouvoir reproduire la distribution de pressions

d'eau obtenue en paroi. On suppose pour cela que les échanges dans la couche limite sont proportionnels à la différence de densité de la vapeur d'eau et sont contrôlés par des coefficients de transfert de masse ou de chaleur, qu'il est possible de déterminer sur base des courbes de séchage obtenues expérimentalement. A partir des résultats expérimentaux obtenus pour différentes conditions de séchage, il est possible d'affirmer que le coefficient de transfert de masse semble diminuer lorsque l'air devient plus humide, augmenter avec la vitesse de circulation de l'air et rester constant avec la température de séchage. Il est par contre plus difficile de tirer actuellement des conclusions sur l'évolution du coefficient de transfert de chaleur.

Avec une telle condition limite hydraulique, il a ensuite été possible par deux approches de reproduire la cinétique de désaturation observée expérimentalement:

- supposer un coefficient de transfert constant durant l'essai et de là calibrer une courbe de perméabilité relative ;
- supposer que la désaturation de la couche limite modifie le coefficient de transfert en cours de séchage et se donner une courbe de perméabilité relative issue de la courbe de rétention du matériau (en l'absence de données sur la courbe de perméabilité relative).

Ces deux approches qui permettent de reproduire globalement les courbes de séchage diffèrent néanmoins dans les mécanismes qui assurent les transferts internes approvisionnant la couche limite en vapeur d'eau. Dans la deuxième approche, l'advection de la phase liquide suivie par de la vaporisation en paroi est dans un premier temps le mécanisme prépondérant. Ensuite, l'évaporation au sein de l'échantillon suivie de diffusion jusqu'à la paroi devient le mécanisme le plus important. Par contre, dans la première approche où il a été nécessaire de se définir une perméabilité diminuant plus rapidement avec le degré de saturation vu le coefficient de transfert constant, seul le mécanisme d'advection d'eau suivi d'évaporation contribue aux transferts internes. Cette différence de comportement dans les mécanismes de transferts internes se répercute tout de même sur les courbes de séchage, où un changement de concavité est observé lorsque la diffusion de la vapeur devient dominante. Cependant, le peu de résultats expérimentaux ne nous permet pas actuellement de se positionner quant aux principaux modes de transport de fluides. Il serait donc intéressant de disposer de nouveaux essais, d'une part sur la perméabilité relative à l'eau de l'argile de Boom et d'autre part sur les courbes de séchage de ce matériau.

Finalement, un exemple académique axisymétrique 1D de creusement d'une cavité ventilée dans un terrain dilatant aux propriétés proches de celle de l'argilite du Callovo-Oxfordien a été réalisé. Une condition limite mixte combinant les échanges de vapeur en paroi avec du suintement a été développée de manière à fournir une réponse physique au drainage du massif rocheux. Il a été montré que la distribution des pressions d'eau autour des ouvrages et la convergence des galeries dépendent de la valeur du coefficient de transfert de masse. Il est cependant difficile actuellement d'établir si un effet d'échelle existe entre les coefficients de transfert déterminés lors d'essais de désaturation sur des échantillons de petites dimensions et lors de problèmes in-situ de ventilation de galeries. Des résultats d'expériences in-situ menées dans des laboratoires souterrains (comme l'expérience SDZ à Bure en France) devraient nous permettre de valider le résultat de ces recherches à l'échelle du site du stockage.

Chapitre 6

Thème 2

Transfert de gaz à long terme :
Migration du gaz produit par corrosion

1. Introduction

La compréhension des mécanismes de transfert de gaz dans les roches argileuses est un point essentiel lorsqu'il s'agit d'évaluer l'impact de la production de gaz induite par la corrosion des composants métalliques sur la faisabilité de l'enfouissement des déchets radioactifs. L'analyse des mécanismes de migration du gaz réalisée au chapitre 2 a en effet montré que les processus étaient complexes, mais surtout fortement couplés avec le comportement mécanique des roches argileuses. De la fracturation de la roche est en effet observée lorsqu'une certaine pression de gaz est dépassée. De tels phénomènes ont pour effet de modifier la cinétique de resaturation du massif rocheux autour des alvéoles et d'accélérer la migration des radionucléides.

Pour rappel, les mécanismes de transfert du gaz dans les roches argileuses dépendent de la pression de gaz et peuvent être synthétisés de la façon suivante (Figure 6-1) :

- Si la pression d'injection est faible, le gaz est totalement dissous dans l'eau et la migration du gaz se fait à travers l'écoulement de la phase liquide.
- Si la pression d'injection augmente, une phase gazeuse se développe. Un écoulement biphasique eau – gaz est ensuite observé lorsque la pression d'injection atteint la « pression d'entrée d'air ».
- Si la pression d'injection atteint la « pression de fracturation », des chemins préférentiels d'écoulement pour le gaz se développent. L'ouverture de ces chemins préférentiels semble être principalement contrôlée par la pression de gaz et s'accompagne d'une augmentation de la perméabilité au gaz, ainsi que d'une modification du volume poreux. Le développement de tels chemins d'écoulement peut s'expliquer soit par la distribution hétérogène de la taille des pores du matériau (ce qui favorise les écoulements le long des plus grands pores interconnectés) soit par la présence de fractures antérieures à la migration et qui sont réactivées par l'augmentation de la pression de gaz. Un écoulement biphasique prend alors place dans ces chemins préférentiels, mais les paramètres d'écoulement tels que la perméabilité au gaz ou la courbe de rétention ne sont plus invariables et évoluent avec la pression de gaz.
- Dans certaines circonstances (roches indurées, chargement mécanique favorisant le cisaillement), l'augmentation rapide et forte de la pression d'injection provoque la formation de fractures macroscopiques de la roche argileuse, selon un processus similaire à la fracturation hydraulique. Une phase gazeuse unique s'écoule alors dans ces macro-fractures.

La pression de gaz dans les ouvrages dépend dès lors fortement de la capacité du gaz à migrer dans les roches argileuses, que ce soit par dissolution dans l'eau porale ou sous forme gazeuse. Pour reproduire les écoulements de gaz et prédire les pressions de gaz rencontrées, un modèle hydro-mécanique en conditions partiellement saturées a été présenté au chapitre 3. Ce modèle prend en compte la présence d'eau, de vapeur d'eau, de gaz et de gaz dissous. Nous avons montré que l'espèce gazeuse peut être invariablement de l'air, de l'hydrogène, de l'azote, de l'hélium ou toute autre espèce gazeuse. La formulation proposée tient compte d'un écoulement biphasique d'eau et de gaz au sein du milieu poreux. L'advection de chaque phase (liquide et gazeuse) ainsi que la diffusion au sein de chacune d'entre elles sont ainsi modélisées. Avec un tel modèle, les paramètres d'écoulement tels que la perméabilité au gaz ou la courbe de rétention sont supposés constants quelles que soient les conditions d'injection

du gaz. Ce modèle doit dès lors pouvoir reproduire les écoulements biphasiques continus observés pour des pressions d'injection de gaz inférieures à la « pression de fracturation », c'est-à-dire sans développement de chemins préférentiels d'écoulement. A la section 3, nous utiliserons ce modèle à l'aide d'un exemple académique, puis nous montrerons quelles sont les capacités d'un modèle d'écoulements biphasiques continus pour reproduire un essai in-situ d'injection de gaz dans les roches argileuses. Un accent particulier sera placé sur la mise en évidence des paramètres de transfert essentiels à connaître avec précision pour obtenir des prédictions numériques fiables. En effet, nous avions montré au chapitre 2 la relative dispersion des données expérimentales sur des relations telles que les courbes de rétention et de perméabilité relative. Il est intéressant d'étudier l'influence de cette dispersion expérimentale sur les résultats des modélisations.

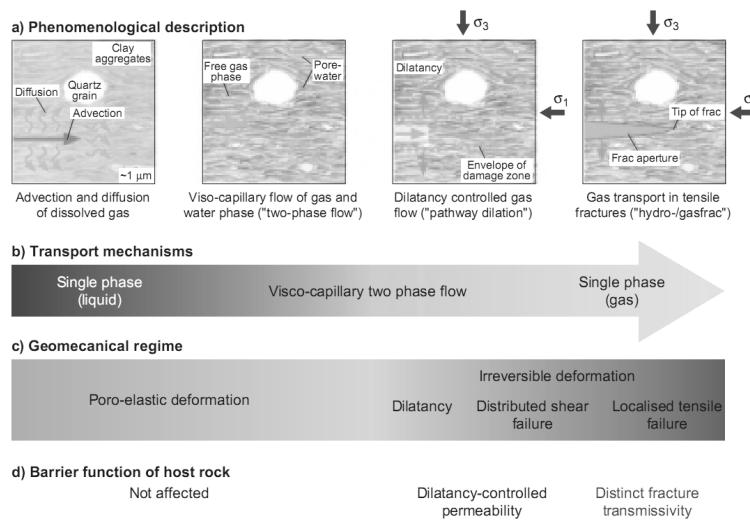


Figure 6-1 : Classification et analyse des processus de transport de gaz au sein des roches argileuses (Marschall et al., 2005)

Le modèle hydro-mécanique en conditions partiellement saturées ne peut reproduire le développement de chemins localisés observés expérimentalement sur des échantillons argileux. En effet, des paramètres d'écoulement comme la perméabilité au gaz restent constants tout au long de l'injection, si bien que les écoulements restent continus. Des couplages hydro-mécaniques supplémentaires sont dès lors nécessaires pour reproduire ces écoulements gazeux au sein de chemins discrets lorsque la pression d'injection augmente fortement. Une extension du modèle hydro-mécanique en saturation partielle est ainsi proposée dans la section 4 de ce chapitre. On propose d'y ajouter un couplage hydro-mécanique supplémentaire, liant directement la perméabilité et la courbe de rétention aux déformations. La modélisation de deux essais en laboratoire mettant en évidence le développement de chemins préférentiels est ensuite présentée, ce qui permet de montrer les aptitudes du modèle à reproduire de tels phénomènes.

Finalement, fort de notre expérience dans la modélisation des transferts de gaz dans les roches peu perméables, nous présenterons à la section 5 quelques réflexions plus générales sur les spécificités de la modélisation de problèmes d'injection de gaz, que ce soit au niveau des difficultés de convergence numérique rencontrées ou des conditions limites à définir avec précision pour obtenir une bonne reproduction des essais.

Dans ce chapitre, un ensemble de modélisations d'essais en laboratoire ou d'expériences in-situ d'injection de gaz est donc présenté. Tous ces essais sont réalisés sur l'argilette du

Callovo-Oxfordien, qui est envisagée par l'Andra pour l'enfouissement de déchets radioactifs en France. La section 2 de ce chapitre est dès lors consacrée à une présentation des propriétés géomécaniques importantes de ce matériau.

2. L'argilite du Callovo-Oxfordien

L'argilite du Callovo-Oxfordien est une roche sédimentaire indurée envisagée par l'Andra pour y stocker des déchets radioactifs. Un laboratoire souterrain de recherches a été construit à Bure en France à 490 m de profondeur pour étudier le comportement thermo-hydro-mécanique de la roche et la faisabilité d'une telle solution (Figure 6-2). La couche d'argilite présente à cet endroit une épaisseur d'environ 105 mètres comprise entre les profondeurs de 415 et de 520 m. Cette argilite est constituée principalement d'argile, de quartz et de carbonates dans des proportions variables avec la profondeur. A 490 m de profondeur, la composition minéralogique est de 18% de quartz, 25% de carbonates et 55% de minéraux argileux et 2% d'autres minéraux comme la pyrite.

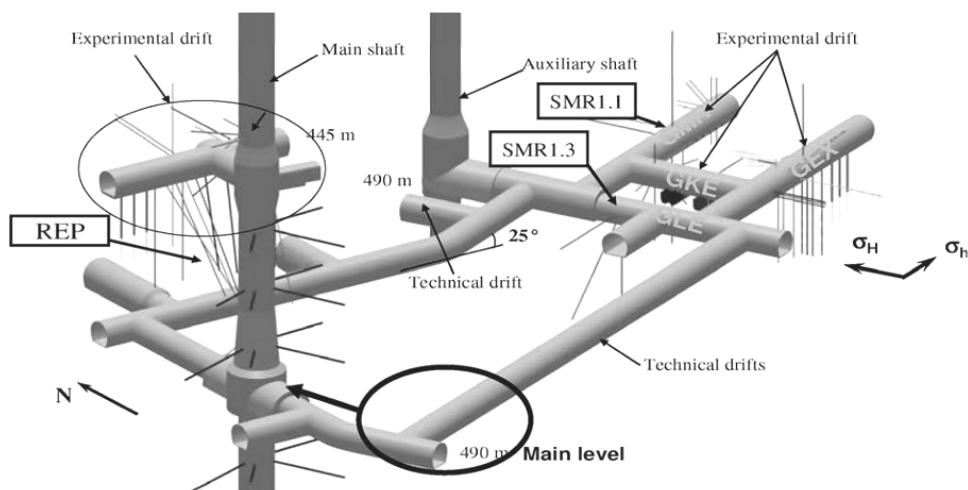


Figure 6-2 : Vue générale du laboratoire souterrain de recherches de l'Andra à Bure en France

Paramètre	Notation	Valeur
Masse volumique sèche	ρ_d	2.21 – 2.33 g/cm ³
Masse volumique apparente	ρ	2.40 g/cm ³
Porosité	ϕ	15 – 18 %
Teneur en eau	w	3 – 7 %
Perméabilité à l'eau	K_w^{sat}	1 – 5 10 ⁻²⁰ m ²
Module d'Young	E	4000 – 5600 MPa
Coefficient de Poisson	ν	0.3
Angle de frottement	ϕ	20 – 25°
Cohésion	c	3 – 7 MPa
Résistance en compression simple	σ_c	20 – 30 MPa
Coefficient de Biot	b	0.6

Tableau 6-1 : Caractéristiques géomécaniques de l'argilite du Callovo-Oxfordien (d'après Gens et al., 2007; Wileveau & Bernier, 2008 ; Malinsky, 2009 ; Andra, 2005)

Les caractéristiques géomécaniques principales de ce matériau sont présentées au Tableau 6-1. L'argilite présente l'avantage d'être très peu perméable (un ordre de gradeur inférieur à l'argile de Boom – Tableau 5-2). Elle est également plus rigide et présente une résistance en compression simple supérieure à celle de l'argile de Boom.

Les données expérimentales relatives à la courbe de perméabilité et aux perméabilités à l'eau et au gaz de l'argilite ont été présentées au chapitre 2. Une grande dispersion expérimentale avait été mise en évidence sur ces différentes courbes, de même que la difficulté d'obtenir des données dans le domaine quasi saturé.

Dans ce chapitre, un ensemble de modélisations d'essais réalisés sur l'argilite du Callovo-Oxfordien est présenté. Les valeurs des paramètres géomécaniques utilisés peuvent varier d'une simulation à l'autre. Ceci s'explique soit par l'objectif de caler au mieux aux résultats expérimentaux soit par le respect des valeurs imposées dans des exercices de benchmark. Cependant, les valeurs des paramètres géomécaniques principaux rencontrés dans ce chapitre (module d'Young, coefficient de Poisson, cohésion, angle de frottement, porosité et perméabilité à l'eau) varient dans la fourchette des valeurs proposées au Tableau 6-1. La dispersion des valeurs de ces paramètres se justifie par l'hétérogénéité naturelle de l'argilite, dont les propriétés peuvent varier selon la profondeur de prélèvement de l'échantillon.

Une même courbe de rétention de l'argilite a été utilisée dans les différentes modélisations de ce chapitre. Il s'agit de la relation de van Genuchten, dont les paramètres ont été proposés dans le référentiel Andra (2005) :

$$S_{r,we} = S_{res,w} + (1 - S_{res,w}) \left(1 + \left(\frac{p_c}{P_r} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}-1} \quad (6-1)$$

avec p_c la pression capillaire, $S_{res,w}$ la saturation résiduelle ($= 0$), n un paramètre de la loi de van Genuchten ($= 1.49$) et P_r un paramètre de la loi de van Genuchten appelé « pression d'entrée d'air » ($= 15$ MPa). Une telle relation permet une bonne reproduction des données expérimentales, même si une certaine dispersion est observée et que peu de données sont disponibles dans le domaine quasi saturé (Figure 6-3).

Pour la courbe de perméabilité relative à l'eau de l'argilite du Callovo-Oxfordien, la même relation de van Genuchten est utilisée dans les différentes simulations :

$$k_{r,w} = \sqrt{S_{r,we}} \left(1 - \left(1 - S_{r,we}^{1/m} \right)^m \right)^2 \quad (6-2)$$

avec une valeur du coefficient m qui peut varier selon les modélisations entre :

- $m = 1 - \frac{1}{n}$ avec n issu de la courbe de rétention, si bien que $m = 0.32886$, ce qui correspond à la relation proposée dans le référentiel Andra (2005) ;
- $m = 0.55$ de manière à reproduire au mieux les observations expérimentales sur la perméabilité à l'eau.

La Figure 6-4 présente une comparaison entre données expérimentales et la courbe de van Genuchten selon la valeur du paramètre m , sur base d'une perméabilité à l'eau en conditions

saturées de $2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. Il faut cependant noter que cette dernière valeur peut varier d'une simulation à l'autre.

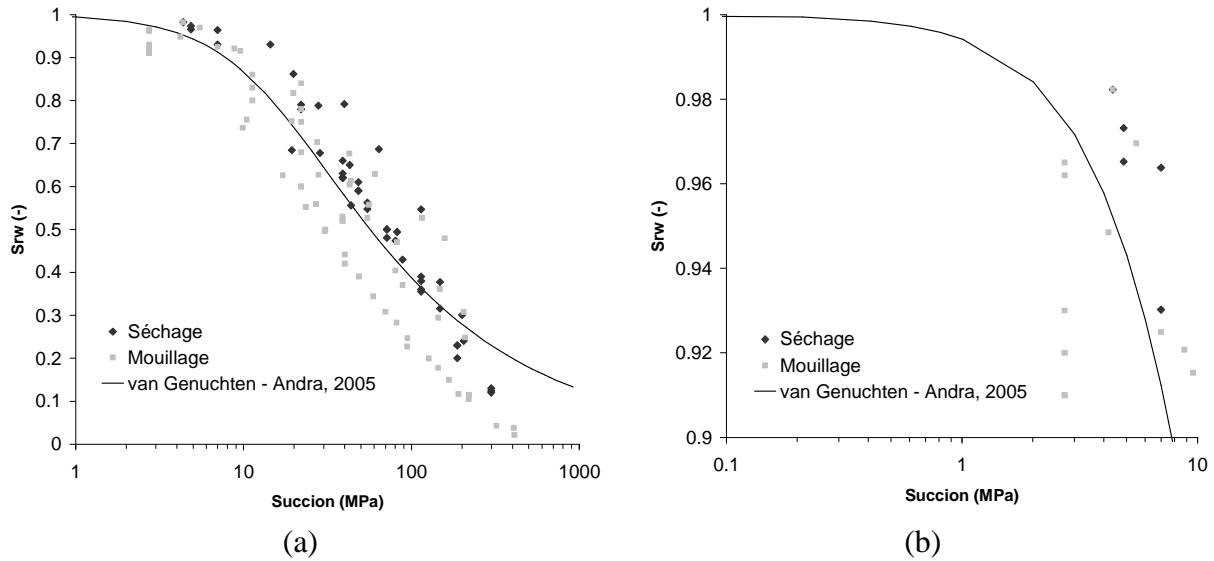


Figure 6-3 : (a) Courbe de rétention de l'argile du Callovo-Oxfordien : données expérimentales et relation proposée par l'Andra (2005) – (b) Zoom sur le domaine quasi-saturé

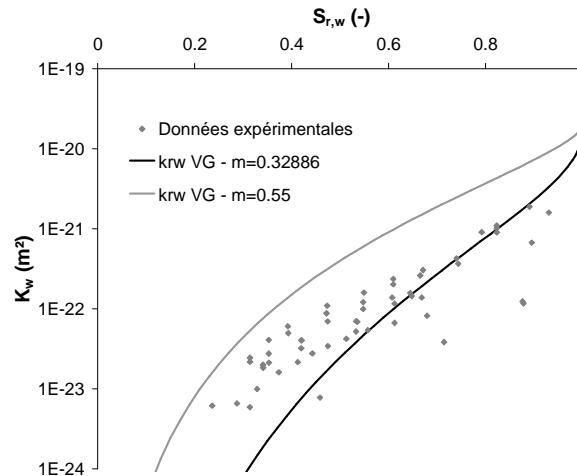


Figure 6-4 : Perméabilité à l'eau de l'argile du Callovo-Oxfordien en fonction du degré de saturation : comparaison entre données expérimentales et courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten pour deux valeurs différentes du paramètre m pour $K_w^{\text{sat}} = 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$

Pour la perméabilité au gaz, deux relations sont utilisées suivant les simulations, à savoir la loi cubique et la relation de Mualem :

$$k_{r,g} = (1 - S_{r,we})^3 \quad (6-3)$$

$$k_{r,g} = \sqrt{1 - S_{r,we}} (1 - S_{r,we}^{1/m})^{2m} \quad (6-4)$$

avec m identique à celui de la courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten.

La loi cubique est généralement utilisée pour reproduire l'évolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation (Olivella & Alonso, 2008), tandis que la relation de Mualem avec $m = 0.32886$ est proposée dans le référentiel Andra (2005). Nous justifierons au court du document le choix de la courbe utilisée pour chaque simulation. Une comparaison de ces deux relations avec les données expérimentales est présentée à la Figure 6-5, avec l'hypothèse d'une perméabilité au gaz en conditions sèches $K_g^{\text{sec}} = 2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$. Une certaine dispersion expérimentale est en outre observée sur la perméabilité au gaz en conditions sèches, si bien que l'influence de ce paramètre sera analysée à plusieurs endroits dans ce chapitre.

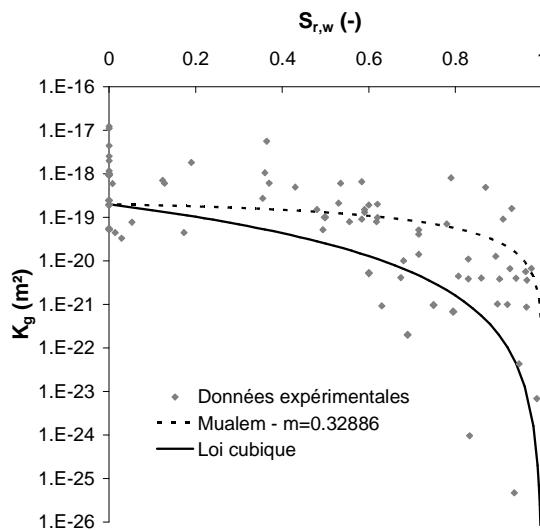


Figure 6-5 : Perméabilité au gaz de l'argile du Callovo-Oxfordien en fonction du degré de saturation : comparaison entre données expérimentales et courbe de perméabilité relative au gaz de Mualem et une loi cubique pour $K_g^{\text{sec}} = 2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$

3. Migration de gaz dans les roches argileuses sans développement de chemins préférentiels

3.1 Introduction

Nous avons montré que des écoulements continus et biphasiques (eau – gaz) prenaient place dans les roches argileuses lorsque la pression de gaz restait inférieure à une « pression de fracturation ». Un modèle de comportement hydro-mécanique en saturation partielle a été proposé au chapitre 3. Ce modèle doit pouvoir reproduire les écoulements de gaz observés dans les milieux poreux lorsqu'aucun chemin préférentiel d'écoulement n'est décelé et que les écoulements restent donc continus.

Grâce à un cas test 1D, puis via des applications à l'échelle du stockage, nous allons montrer les capacités du modèle à reproduire les écoulements biphasiques dans une roche argileuse. Nous mettrons en évidence les différents modes de transport du gaz, ainsi que l'éventuelle influence des couplages hydro-mécaniques sur la migration gazeuse. La comparaison avec les résultats d'une expérience in-situ nous permettra de montrer les capacités de ce modèle simple à reproduire des observations expérimentales. Les paramètres géomécaniques (module d'Young, cohésion, angle de frottement, coefficient de Poisson, porosité et perméabilité à l'eau) restent ainsi en général dans la fourchette des valeurs présentées au Tableau 6-1.

3.2 Exemple académique

A l'aide d'un exemple académique étudiant l'injection de gaz à flux imposé dans une cavité modélisée en conditions axisymétriques, nous analysons la réponse du modèle hydro-mécanique basé sur des écoulements biphasiques continus. Ensuite, une analyse de sensibilité des principaux paramètres d'écoulement est réalisée. Elle a pour objectif de mettre en évidence les paramètres du matériau à déterminer expérimentalement avec le plus de précision pour s'assurer de la fiabilité des prédictions numériques.

3.2.1 Cas test 1D

3.2.1.1 Définition du problème

Le problème posé est celui d'une galerie non soutenue de longueur infinie, excavée dans un milieu poreux d'argilite isotrope. Un flux d'hydrogène est injecté en paroi, sous l'hypothèse de conditions isothermes. Vu les conditions de symétrie, le problème sera modélisé par un calcul unidimensionnel axisymétrique (Figure 6-6). Le rayon du forage est de 0.35 m et correspond à celui d'une alvéole de stockage. La limite extérieure du massif est placée à 1000 m afin que les conditions limites externes (pressions d'eau et de gaz égales aux pressions initiales, contrainte radiale égale à la contrainte initiale) n'influencent pas les résultats.

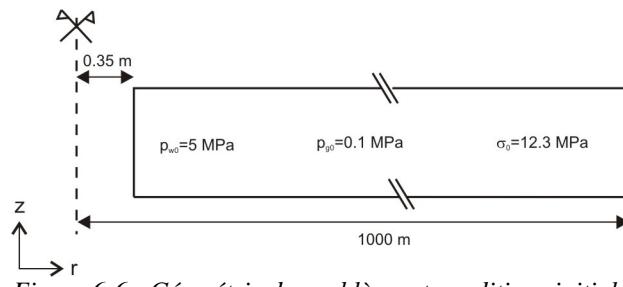


Figure 6-6 : Géométrie du problème et conditions initiales

Les conditions initiales au sein du massif d'argilite sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 \sigma_0 &= 12.3 \text{ MPa} \\
 p_{w0} &= 5 \text{ MPa} \\
 p_{g0} &= 0.1 \text{ MPa} \\
 T_0 &= 303 \text{ }^{\circ}\text{K}
 \end{aligned} \tag{6-5}$$

Vu les conditions axisymétriques, l'état de contraintes est supposé isotrope et l'effet de la gravité ne peut être pris en considération. Même si une phase gazeuse n'est pas présente initialement, il est quand même nécessaire de définir une valeur initiale de la pression de gaz. Par défaut, nous avons choisi de prendre la pression atmosphérique qui correspond à la pression de gaz au sein de l'alvéole et de la galerie.

Le creusement de la galerie s'effectue en 3 jours en rabattant en paroi la contrainte radiale totale et la pression d'eau à la pression atmosphérique. Ensuite, une phase de maintenance de 2 ans est modélisée, durant laquelle la pression d'eau est maintenue constante en paroi. Pendant les deux premières années, la pression de gaz est constante dans l'ensemble du modèle. Dans une seconde phase, les colis de déchets radioactifs sont placés (mais pas modélisés) et un flux d'hydrogène est injecté dans le massif d'argilite. Une condition limite imperméable en eau est alors imposée en paroi de galerie. Le déplacement radial en paroi est

alors bloqué, supposant des colis infiniment rigides. La durée globale de la simulation est de 100 000 ans. L'évolution temporelle de la production d'hydrogène en paroi correspond aux valeurs moyennes de production de gaz par corrosion dans les colis de déchets C (Figure 6-7) :

$$\begin{aligned}
 \text{Pour } 2 < t \leq 4500 \text{ ans} : V(t) &= 100 \text{ mol/an/alvéole} \\
 \text{Pour } 4500 < t \leq 20000 \text{ ans} : V(t) &= 15 \text{ mol/an/alvéole} \\
 \text{Pour } 20000 < t \leq 50000 \text{ ans} : V(t) &= 1 \text{ mol/an/alvéole} \\
 \text{Pour } t > 50000 \text{ ans} : V(t) &= 0
 \end{aligned} \tag{6-6}$$

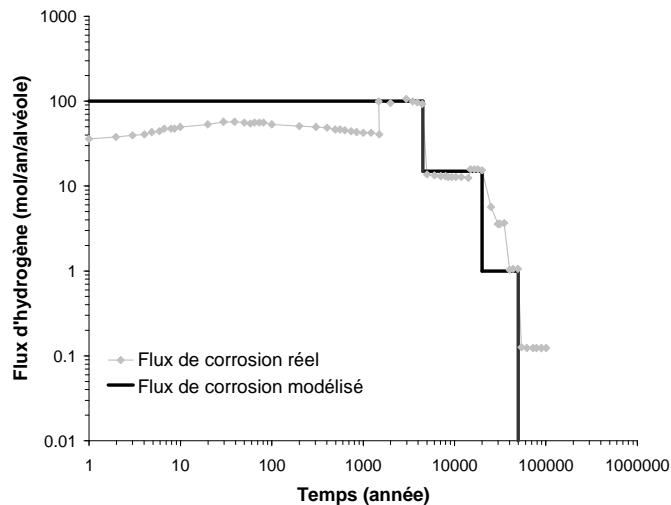


Figure 6-7 : Flux d'hydrogène produit par corrosion en fonction du temps : flux réel et flux modélisé dans le cas test (d'après Talandier, 2005)

3.2.1.2 Modèle hydro-mécanique

Le modèle d'écoulement utilisé pour simuler les transferts d'eau et d'hydrogène au sein du massif d'argilite est celui proposé au chapitre 3. Il prend en compte l'advection des phases liquide et gazeuse, ainsi que la diffusion du gaz et de la vapeur au sein de la phase gazeuse et la diffusion du gaz dissous au sein de la phase liquide.

Le modèle mécanique de l'argilite est écrit en fonction d'une contrainte effective basée sur la définition de Bishop et qui fait l'hypothèse que le paramètre de Bishop est égal au degré de saturation (Nuth & Laloui, 2008a) :

$$\sigma = \sigma' + b \left(S_{r,w} p_w + (1 - S_{r,w}) p_g \right) \tag{6-7}$$

3.2.1.3 Paramètres du modèle

Les caractéristiques de l'eau et de l'hydrogène ont été présentées aux tableaux 3.1 et 3.2 du chapitre 3. Les principaux paramètres sont néanmoins repris au Tableau 6-2

Les paramètres hydrauliques et mécaniques de l'argilite du Callovo-Oxfordien utilisés pour ce cas test sont présentés au Tableau 6-3. La courbe de rétention de van Genuchten (1980) est considérée (équation 6-1). La courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten est

utilisée (équation 6-2), de même que la relation de Mualem (1976) pour la perméabilité relative au gaz (équation 6-4). Les paramètres utilisés pour ces différentes relations sont ceux préconisés par l'Andra dans son référentiel (Andra, 2005) et détaillés au Tableau 6-3. Une perméabilité au gaz de l'argilite sèche identique à la perméabilité à l'eau du matériau saturé est considérée. Bien qu'une telle hypothèse ne permette pas de reproduire exactement les observations expérimentales qui montrent une perméabilité au gaz d'un ou deux ordres de grandeurs supérieure à la perméabilité à l'eau (Figure 2-23), nous avons suivi les recommandations du référentiel Andra dans cet exemple académique. L'influence des différents paramètres sera de toute façon étudiée dans l'analyse de sensibilité qui suit.

Compressibilité de l'eau	χ_w	2000 MPa
Masse volumique de l'eau	ρ_w	1000 kg/m ³
Viscosité dynamique de l'eau	μ_w	0.001 Pa.s
Coefficient de diffusion du mélange hydrogène – vapeur d'eau	$D_{H2/v}$	9.5 10 ⁻⁵ m ² /s
Coefficient de diffusion de l'hydrogène dissous dans l'eau	$D_{H2-d/w}$	4.6 10 ⁻⁹ m ² /s
Coefficient d'Henry	H_{H2}	0.0190

Tableau 6-2 : Paramètres hydro-mécaniques de l'eau et de l'hydrogène (pour $T=20^\circ\text{C}$ et $p_w=p_g=0.1 \text{ MPa}$)

Paramètres hydrauliques			Paramètres mécaniques et poromécaniques		
$K_w^{sat} = K_g^{sec}$	Perméabilité à l'eau et au gaz	$2.75 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	E	Module de Young drainé	3271 MPa
ϕ	Porosité	0.18	v	Coefficient de Poisson drainé	0.12
τ	Tortuosité	0.30	b	Coefficient de Biot	0.6
P_r	Paramètre de van Genuchten	15 MPa			
n	Paramètre de van Genuchten	1.49			
m	Paramètre de van Genuchten	0.32886			
$S_{res,w}$	Saturation résiduelle en eau	0			

Tableau 6-3 : Paramètres hydro-mécaniques de l'argilite du Callovo-Oxfordien

3.2.1.4 Prédictions du modèle

Deux calculs sont effectués. Dans le premier, le milieu est supposé infiniment rigide. Dans le second, le couplage entre les écoulements et le comportement mécanique de la roche est considéré. L'objectif est d'une part de mettre en évidence les principaux modes de transport de l'hydrogène ; d'autre part d'analyser les couplages hydro-mécaniques existants et leur influence sur le transfert des fluides.

➤ Modélisation en écoulement pur

Dans ce premier calcul, le milieu est considéré comme infiniment rigide. Seul le transfert biphasique eau-hydrogène est pris en compte. Suite à l'injection d'hydrogène gazeux en paroi, les profils des pressions de gaz dans le massif sont modifiés. Durant la première phase d'injection, les pressions de gaz augmentent progressivement pour atteindre une valeur maximale d'environ 7 MPa en paroi en 4500 ans (Figure 6-8 (a)). Ensuite, lorsque flux de gaz injecté diminue, les pressions en paroi diminuent également.

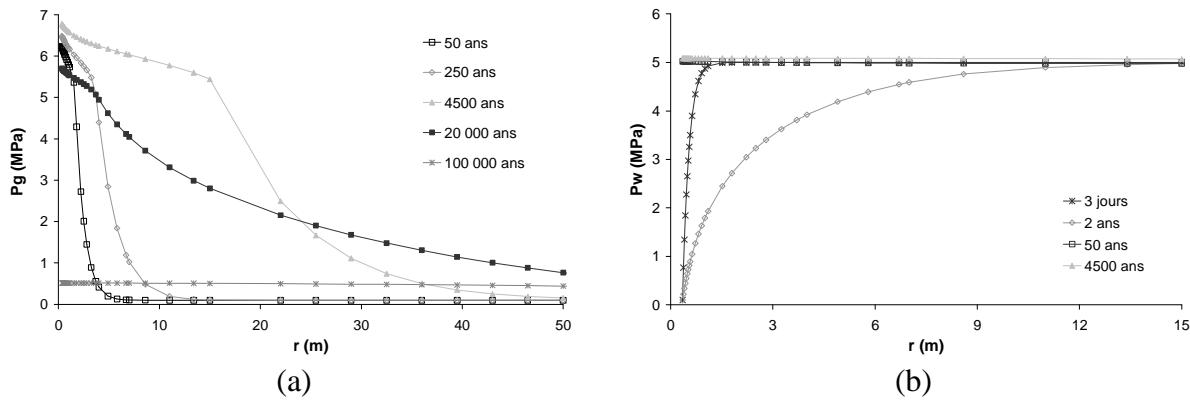


Figure 6-8 : Profils des pressions de gaz (a) et d'eau (b) au sein du massif

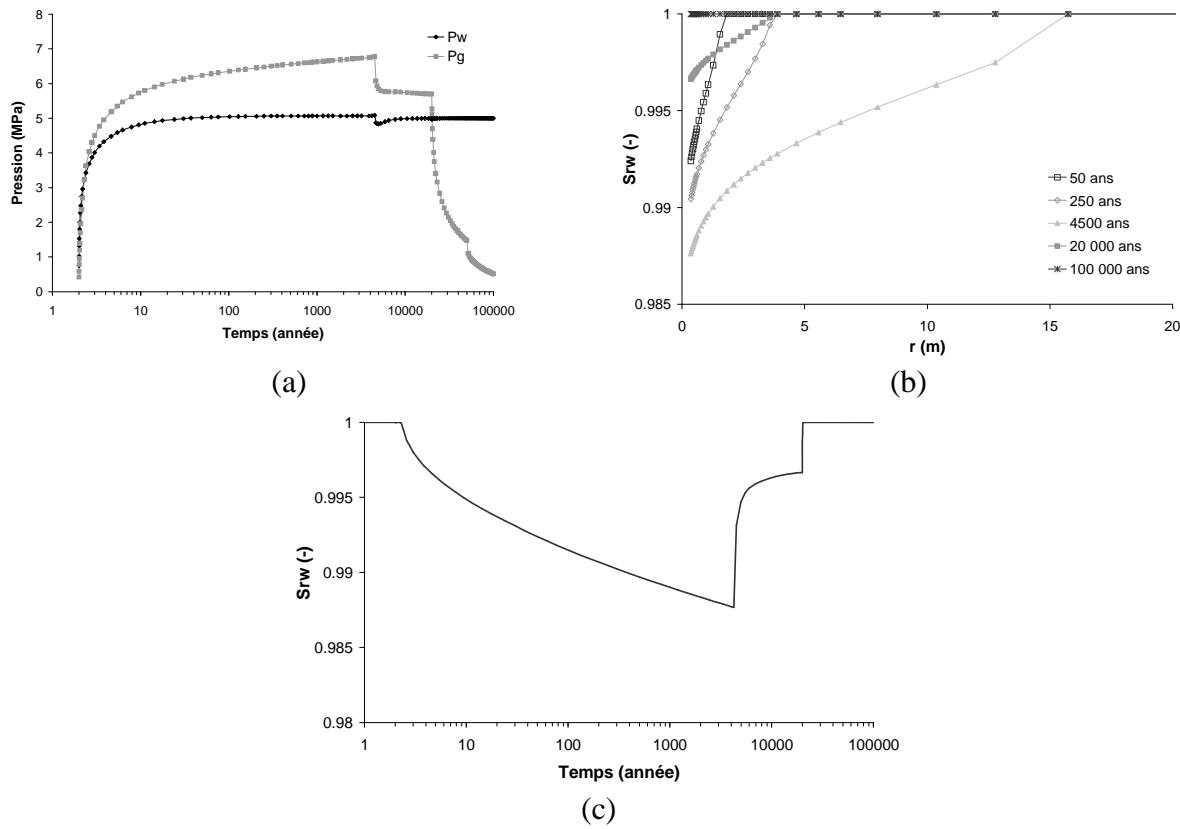


Figure 6-9 : (a) Profils de pressions d'eau et de gaz et (b) du degré de saturation – (c) Evolution temporelle du degré de saturation en paroi

Les profils des pressions d'eau sont présentés à la Figure 6-8 (b). On constate le drainage progressif du massif lors du creusement et de la phase d'attente. Une fois les colis placés et l'injection d'hydrogène commencée, on impose une condition imperméable en eau en paroi. Les pressions d'eau augmentent alors et reviennent dès 50 ans à leur valeur initiale de 5 MPa dans l'ensemble du massif. Aucune surpression d'eau n'est observée dans l'argilite suite à l'injection d'hydrogène. L'influence des écoulements d'hydrogène sur les écoulements d'eau semble donc être assez faible.

Les succions observées en paroi sont donc au maximum de l'ordre de 2 MPa, ce qui correspond à une désaturation assez faible du massif (Figure 6-9 (a) – (b)), vu les fortes pressions d'entrée d'air des roches argileuses. La désaturation maximale de l'argilite est de

l'ordre de 1% en paroi. Le massif est désaturé sur une distance de maximum 15 m à la fin de la première phase d'injection. Nous constatons que les ruptures de pente observées sur les profils de pression de gaz (Figure 6-8 (a)) se situent à la transition entre les zones désaturée et saturée et sont signes d'une modification de la cinétique du transfert de gaz (voir plus loin l'analyse des mécanismes de transport de l'hydrogène). La Figure 6-9 (c) présente l'évolution temporelle du degré de saturation en paroi. Le massif se désature très rapidement en paroi de galerie. Cette désaturation du massif est nécessaire pour permettre l'injection de gaz sous forme gazeuse. Sans désaturation de l'argilite, l'hydrogène ne pourrait être injecté que sous forme dissoute. Or la dissolution de l'hydrogène est limitée par la loi de Henry. Dans notre cas, vu les quantités d'hydrogène imposées en paroi, il n'est pas possible de tout injecter sous forme dissoute et une désaturation du massif de maximum 1% en paroi est nécessaire pour créer une phase gazeuse dans laquelle l'hydrogène peut s'écouler. Les pressions de gaz obtenues en paroi dépendent donc fortement de la courbe de rétention choisie, car le volume poreux nécessaire au transfert de gaz dépend de la pression capillaire. On constate également que lorsque le flux de gaz injecté diminue, le massif se resature progressivement, jusqu'à se resaturer complètement après un peu plus de 20 000 ans. A ce moment-là, même si de l'hydrogène est toujours injecté en paroi, l'écoulement a lieu uniquement sous forme dissoute.

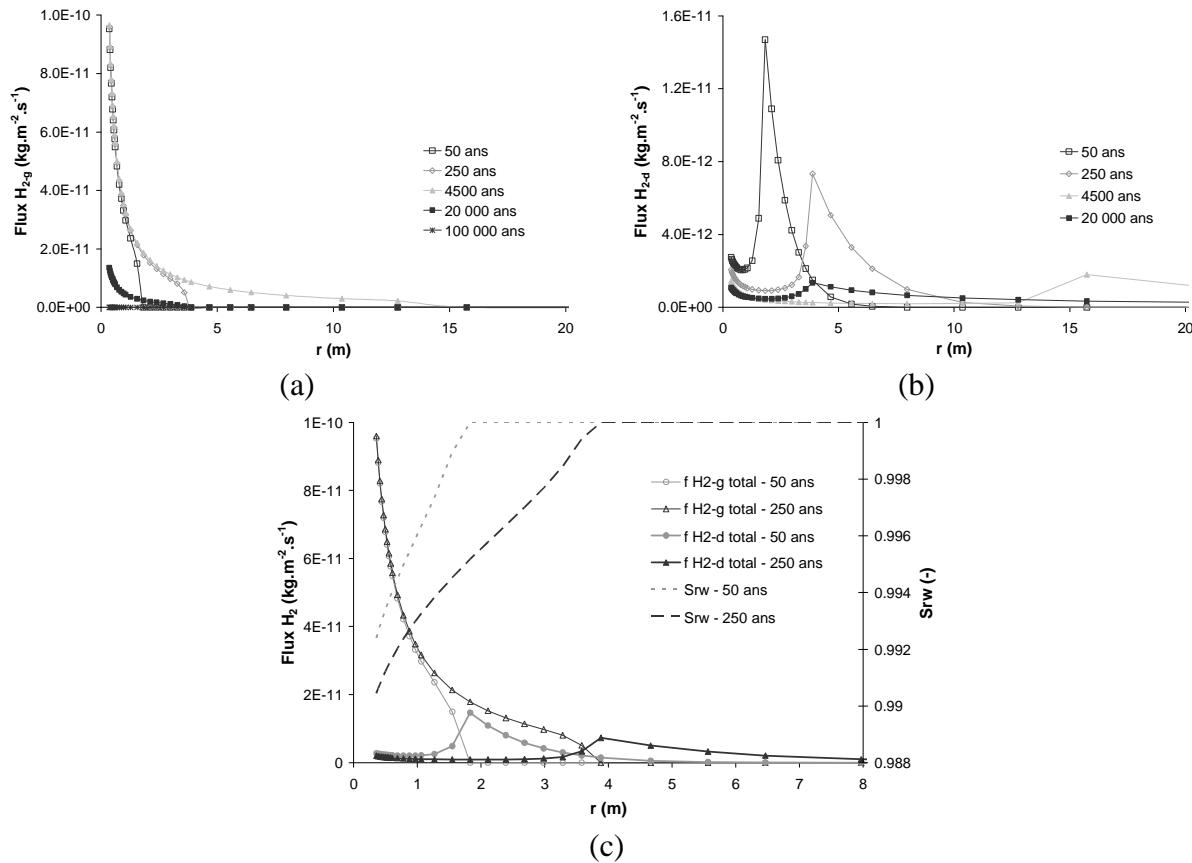


Figure 6-10 : (a) Profils des flux d'hydrogène gazeux, (b) des flux d'hydrogène dissous et (c) comparaison avec le degré de saturation

La Figure 6-10 présente des profils des flux d'hydrogène, sous forme gazeuse et dissoute. Ces différents flux d'hydrogène sont mis en parallèle avec les profils de saturation. Dans la zone désaturée, le flux d'hydrogène gazeux est prépondérant. En effet, suite à la montée des pressions de gaz en paroi, le massif se désature afin de permettre l'injection de l'hydrogène sous forme gazeuse, principalement via l'advection. Vu les quantités imposées en paroi, la composante d'hydrogène dissous ne suffit pas, car elle est limitée par la loi de Henry. A

l'entrée de la zone totalement saturée, la phase gazeuse disparaît et les flux d'hydrogène gazeux s'annulent. En milieu saturé, l'hydrogène ne peut en effet être transporté que sous forme dissoute. C'est donc à la transition entre les zones saturée et désaturée que les flux d'hydrogène dissous passent par un maximum, car ce pic correspond au passage de l'hydrogène sous forme gazeuse à une forme dissoute.

La Figure 6-11 illustre les deux modes de transport de l'hydrogène dissous : l'advection et la diffusion. Le flux de diffusion de l'hydrogène dissous est bien plus important que le flux d'advection. L'advection de la phase liquide est en effet assez faible à proximité de la paroi, vu la rapide stabilisation des pressions d'eau à leur valeur initiale. Les flux de diffusion passent par un maximum à l'approche de la zone saturée, car l'hydrogène gazeux doit alors passer sous forme dissoute pour être transporté plus loin dans le massif. A l'entrée de cette zone, la concentration d'hydrogène dissous est donc élevée, ce qui implique un flux de diffusion important. D'autre part, l'hydrogène gazeux est principalement transporté par l'advection du mélange gazeux (Figure 6-12), tandis que la diffusion avec la vapeur d'eau reste négligeable. C'est pourquoi la transition entre les domaines non saturé et saturé se marque par une rupture de pente sur les profils de pressions de gaz (Figure 6-8 (a)), car elle correspond à une modification de la cinétique d'écoulement du gaz. On passe en effet d'une zone non saturée où l'advection de la phase gazeuse domine à une zone saturée contrôlée par la diffusion de l'hydrogène dissous.

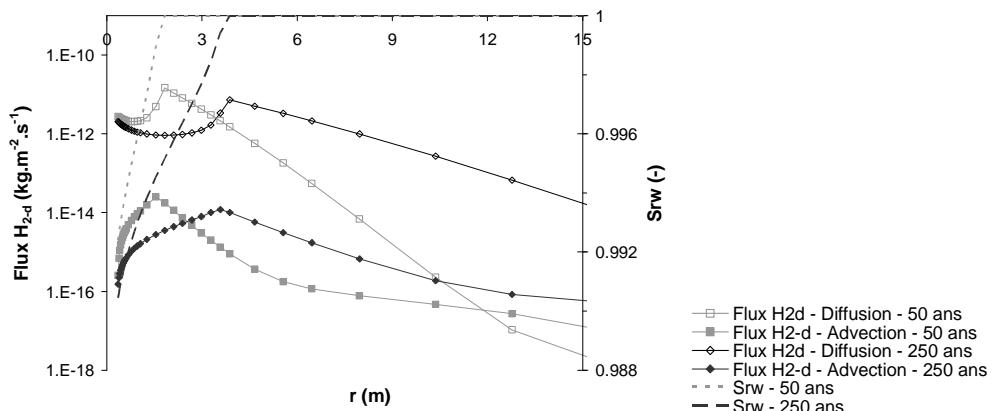


Figure 6-11 : Profils des flux d'advection et de diffusion d'hydrogène dissous et comparaison avec le degré de saturation

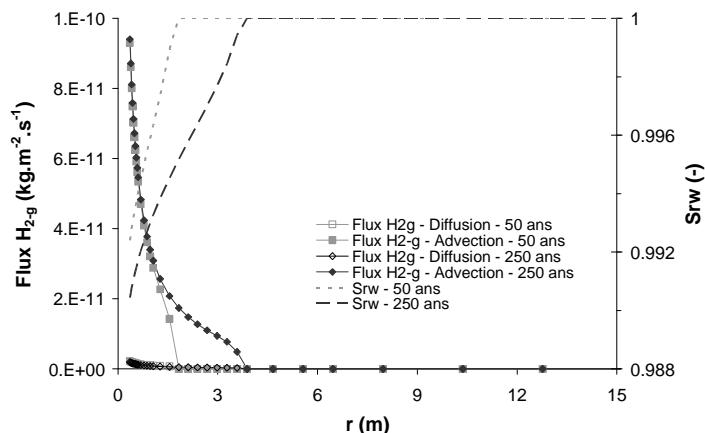


Figure 6-12 : Profils des flux d'advection et de diffusion d'hydrogène gazeux et comparaison avec le degré de saturation

➤ Modélisation hydro-mécanique

Dans ce deuxième calcul, le couplage entre les écoulements biphasiques et le comportement mécanique est pris en compte. Le comportement de l'argile est supposé élastique. L'objectif est de mettre en évidence l'influence de la mécanique sur les pressions de gaz obtenues et sur les modes de transport de l'hydrogène.

Les profils de saturation (Figure 6-13) sont pratiquement identiques à ceux obtenus lors du calcul en écoulement pur (Figure 6-9 (b)). Les profils des pressions de gaz et d'eau ainsi que des flux sont également identiques. Ceci montre le faible couplage de la mécanique sur l'écoulement dans ce calcul. Le recours à une loi élastique avec de grands modules de rigidité ne crée en effet pas de déformations suffisantes pour que l'effet du couplage se fasse ressentir sur les écoulements.

La Figure 6-14 présente le chemin des contraintes obtenu en paroi de galerie. La première pente observée avec une forte augmentation du déviateur est typique d'une excavation de galerie en conditions drainées. Lors de l'injection de gaz, nous constatons une diminution de la contrainte moyenne, tandis que le déviateur continue à augmenter. Ce comportement est avant tout expliqué par la condition limite d'imperméabilité en eau imposée en paroi, plus que par l'injection de l'hydrogène. L'influence des écoulements gazeux sur le comportement mécanique est donc également limitée.

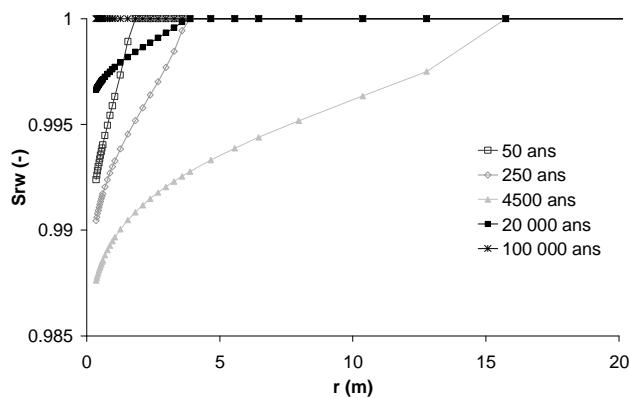


Figure 6-13 : Profils du degré de saturation pour un problème hydro-mécanique

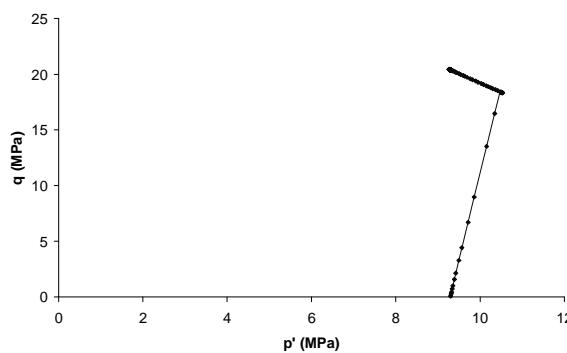


Figure 6-14 : Chemin de contraintes en paroi de galerie

3.2.2 Analyse de sensibilité

Un exemple académique axisymétrique 1D d'injection d'hydrogène (à flux imposé) dans une galerie non soutenue a été présenté. Cependant, certaines incertitudes subsistent sur de nombreux paramètres hydrauliques utilisés dans cette modélisation. Nous avons ainsi montré précédemment la grande dispersion des mesures expérimentales sur les courbes de rétention ou les courbes de perméabilité. L'objectif de cette section est d'étudier comment la variabilité des principaux paramètres hydrauliques de l'argilite influence la distribution des pressions de gaz observées autour des alvéoles. De là, il sera ensuite possible de mettre en évidence les paramètres à déterminer expérimentalement avec le plus précision afin de s'assurer de la fiabilité de nos prédictions numériques. Afin de simplifier l'exposé, seul le premier palier d'injection d'hydrogène a été modélisé pour cette analyse de sensibilité.

3.2.2.1 Influence de la perméabilité au gaz

Dans la modélisation de référence, nous avons supposé une perméabilité au gaz en conditions sèches égales à la perméabilité à l'eau de l'argilite en conditions saturées. Cette hypothèse correspond à la notion de perméabilité intrinsèque, mais ne permet pas de reproduire les mesures expérimentales de perméabilité de l'argilite (Figure 2-23). Nous nous proposons d'étudier l'influence de la perméabilité au gaz en conditions sèches K_g^{sec} sur la distribution des pressions de gaz autour de la cavité. Un nouveau calcul est réalisé, en multipliant par dix la perméabilité au gaz en conditions sèches ($K_g^{sec} = 2.75 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$), et en maintenant les autres paramètres constants (et donc une courbe de perméabilité relative au gaz de Mualem avec $m = 0.32886$). On constate à la Figure 6-15 qu'une telle courbe de perméabilité au gaz reproduit avec plus de précision les données expérimentales rassemblées sur l'argilite du Callovo-Oxfordien. La comparaison entre les prédictions numériques de ces deux calculs sont présentées à la Figure 6-16. Les pressions de gaz mesurées en paroi diminuent d'environ 1 MPa lorsque la perméabilité au gaz en conditions sèches passe de $2.75 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ à $2.75 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$. Cependant, même si la pression en paroi diminue, on constate à la Figure 6-16 (b) qu'à long terme (4000 ans), le gaz pénètre plus loin dans le massif avec une perméabilité plus grande. De plus, les profils de pressions de gaz diffèrent uniquement dans la zone non-saturée où la cinétique de migration de l'hydrogène est fortement contrôlée par la perméabilité ; tandis que les profils de pressions sont similaires dans la zone saturée où la diffusion du gaz dissous est le mécanisme de transfert le plus important.

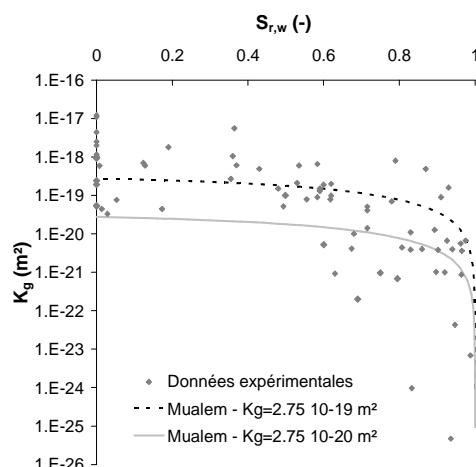


Figure 6-15 : Perméabilité au gaz de l'argilite du Callovo-Oxfordien en fonction du degré de saturation : comparaison entre données expérimentales et deux courbes de Mualem avec $m=0.32886$ et des perméabilités au gaz à l'état sec différentes

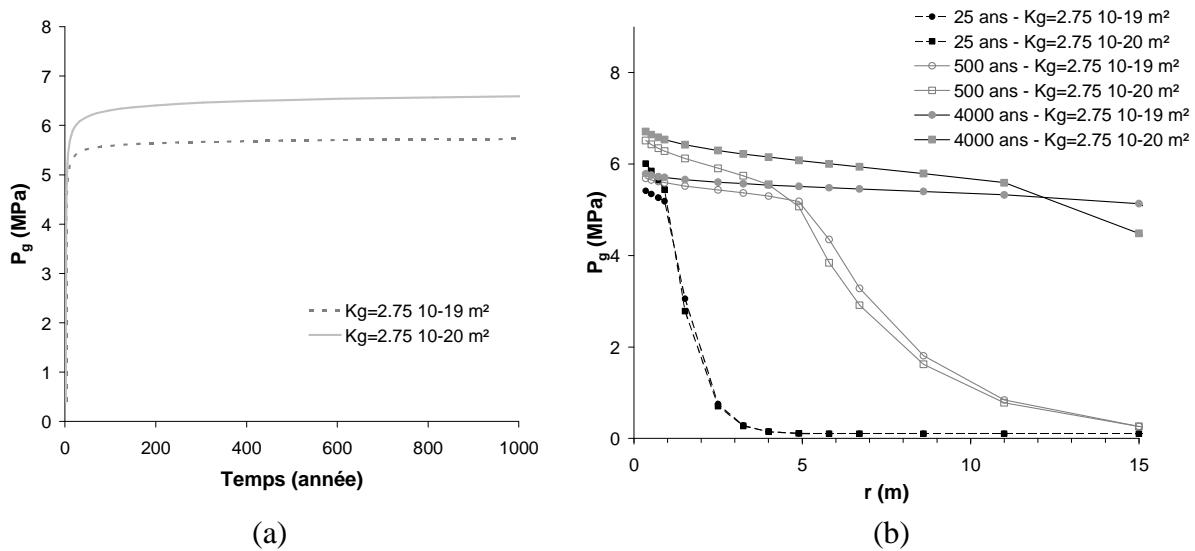


Figure 6-16 : (a) Evolution temporelle de la pression de gaz en paroi et (b) profils de pression de gaz en fonction de la perméabilité au gaz à l'état sec (courbe de perméabilité relative au gaz de Mualem avec $m = 0.32886$)

3.2.2.2 Influence de la courbe de perméabilité relative au gaz

Le choix de la courbe de perméabilité relative au gaz est testé. Trois calculs ont été réalisés avec différentes courbes de perméabilité relative au gaz et une perméabilité au gaz en conditions sèches K_g^{sec} égale à $2.75 \times 10^{-19} \text{ m}^2$. Les autres paramètres sont identiques à ceux du calcul de référence. Les trois relations testées sont :

- une courbe de perméabilité relative au gaz de Mualem (équation 6-4), avec un coefficient m issu de la courbe de rétention de van Genuchten tel que $m=0.32886$. Ceci correspond au calcul de référence ;
- une courbe de perméabilité relative au gaz de Mualem (équation 6-4), avec un coefficient m calibré de manière à obtenir une bonne reproduction des données expérimentales de perméabilité au gaz de l'argilite ($m = 0.6$) ;
- une loi de perméabilité au gaz cubique (équation 6-3).

Ces différentes relations sont comparées aux données expérimentales à la Figure 6-17. Vu la forte dispersion des données expérimentales, il est difficile de se prononcer sur la courbe la plus adéquate. Néanmoins, on peut constater sur le zoom que la perméabilité au gaz varie de plusieurs ordres de grandeur dans le domaine quasi-saturé (Figure 6-17 (b)).

Le choix de la courbe de perméabilité relative au gaz influence fortement la distribution des pressions de gaz autour des alvéoles. En effet, la Figure 6-18 (a) montre qu'utiliser une loi cubique implique une forte augmentation des pressions de gaz en paroi. Ceci s'explique par la faible désaturation du massif suite à l'injection d'hydrogène (Figure 6-9 (c)). Or dans le domaine quasi saturé, la perméabilité au gaz estimée par la loi cubique est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à la perméabilité obtenue par la loi de Mualem. La pression de gaz augmente donc plus en paroi avec la loi cubique, mais le gaz pénètre moins loin dans le massif (Figure 6-18 (b)). On constate également sur les profils de pressions de gaz qu'à court terme (25 ans), la pression de gaz diffère dans la zone non saturée à proximité de la paroi, mais est identique dans la zone saturée où la migration du gaz est contrôlée par la diffusion.

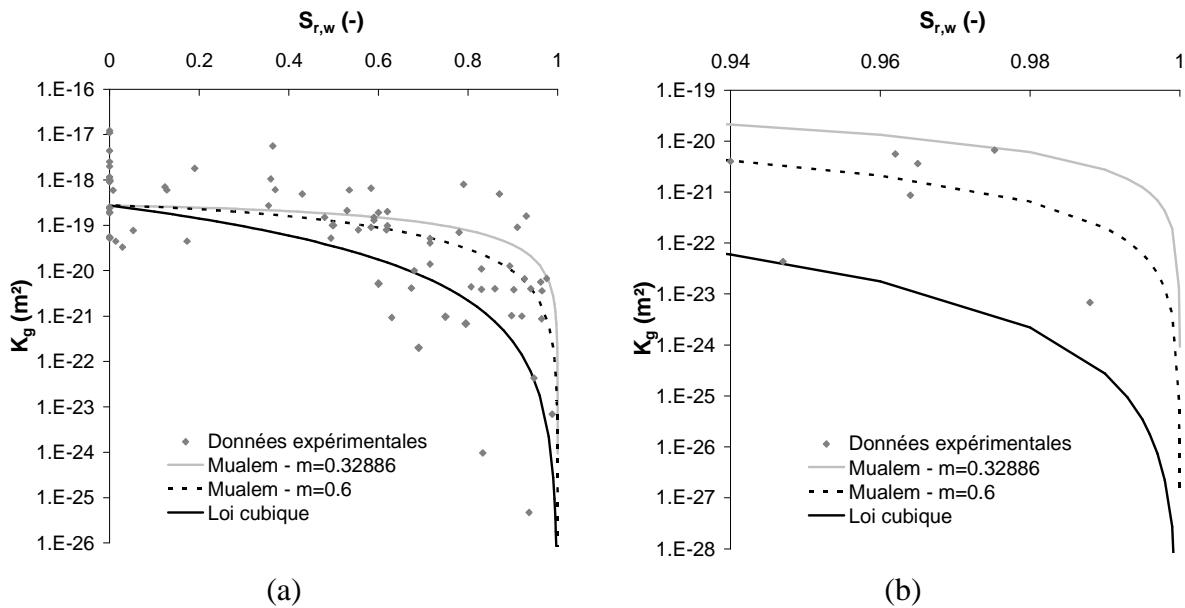


Figure 6-17 : Perméabilité au gaz de l'argile du Callovo-Oxfordien en fonction du degré de saturation : comparaisons entre données expérimentales et différentes courbes de perméabilité relative au gaz (avec une perméabilité au gaz à l'état sec $K_g^{\text{sec}} = 2.75 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$)

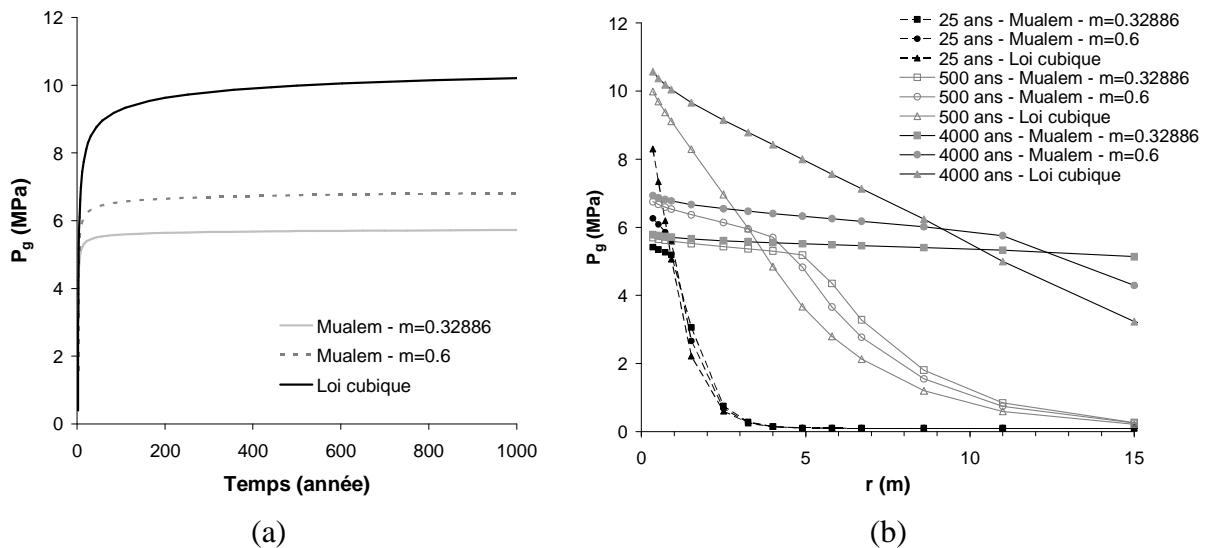


Figure 6-18 : (a) Evolution temporelle de la pression de gaz en paroi et (b) profils de pression de gaz en fonction de la courbe de perméabilité relative au gaz (avec une perméabilité au gaz à l'état sec $K_g^{\text{sec}} = 2.75 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$)

Ce calcul nous montre donc l'importance de la détermination de la perméabilité au gaz dans le domaine quasi-saturé. Or peu de données expérimentales existent pour les fortes saturations (Figure 6-17 (b)). Ceci s'explique par la difficulté d'imposer expérimentalement et avec précision une humidité relative élevée à un échantillon. D'autre part, les perméabilités à mesurer sont très faibles et ne sont donc pas nécessairement détectables par les appareils de mesures actuels. La détermination de la perméabilité au gaz dans le domaine quasi saturé est à mettre en lien avec celle des pressions d'entrée d'air. La perméabilité au gaz est en effet nulle tant que la pression d'entrée d'air n'est pas atteinte. Mais la méthode de détermination de la pression d'entrée d'air sur des matériaux peu perméables pose dans ce cas également question (voir section 5.2.2 du chapitre 2). Actuellement, il existe donc des dispositifs capables de

déetecter le passage d'un flux gazeux, mais sans pouvoir le quantifier. Ces appareils sont donc utilisés pour la mesure des pressions d'entrée d'air sur l'argilite (LML – Andra, 2009). Il existe aussi des appareils capables de quantifier le passage de faibles flux d'hydrogène, mais sans que ce soit pour autant le premier passage de gaz qui soit mesuré vu les limites de détection de ces appareils. Mais il n'existe pas de méthodes assurant la détection et la quantification du premier passage gazeux au travers d'un échantillon.

3.2.2.3 Influence de la pression d'entrée d'air

L'influence de la courbe de rétention est étudiée. L'expression de la courbe de rétention de van Genuchten est conservée, mais différentes valeurs du paramètre P_r appelé pression d'entrée d'air. Des pressions d'entrée d'air de 10, 15 et 25 MPa sont testées. De telles valeurs permettent d'étudier l'influence de la dispersion dans la détermination des points de la courbe de rétention (Figure 6-19). Dans la modélisation, le chemin de sollicitation hydrique suivi est un chemin de séchage et une importante pression d'entrée d'air est donc attendue. Comme déjà expliqué à la section 3.2.2 du chapitre 2, le paramètre P_r de la courbe de rétention de van Genuchten ne correspond pas exactement à la notion de pression d'entrée d'air. En effet, une désaturation est observée dès qu'une succion se développe dans le matériau. Néanmoins, la transition entre les domaines saturé et non saturé est plus facilement gérée d'un point de vue numérique avec une telle expression numérique. C'est pourquoi les modélisateurs ont souvent recours à cette hypothèse forte concernant la pression d'entrée d'air. Pour cette analyse de sensibilité, une loi cubique est supposée pour la perméabilité relative au gaz de l'argilite. Une perméabilité au gaz en conditions sèches égale à $2.75 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ est considérée. Les autres paramètres sont identiques à ceux du calcul de référence.

Les prédictions numériques montrent qu'augmenter la pression d'entrée d'air a pour effet d'augmenter les pressions de gaz en paroi (Figure 6-20 (a)). L'analyse des profils de pression montre qu'une modification des courbes de rétention n'a une influence qu'à proximité de la paroi et non dans le champ lointain. Ceci s'explique par le comportement pratiquement similaire des courbes de rétention pour des succions inférieures à 500 kPa (Figure 6-19 (b)). Cependant, comme pour les perméabilités au gaz, peu de données sont disponibles dans le domaine quasi-saturé et il est donc difficile de reproduire avec précision la courbe de rétention pour de telles succions.

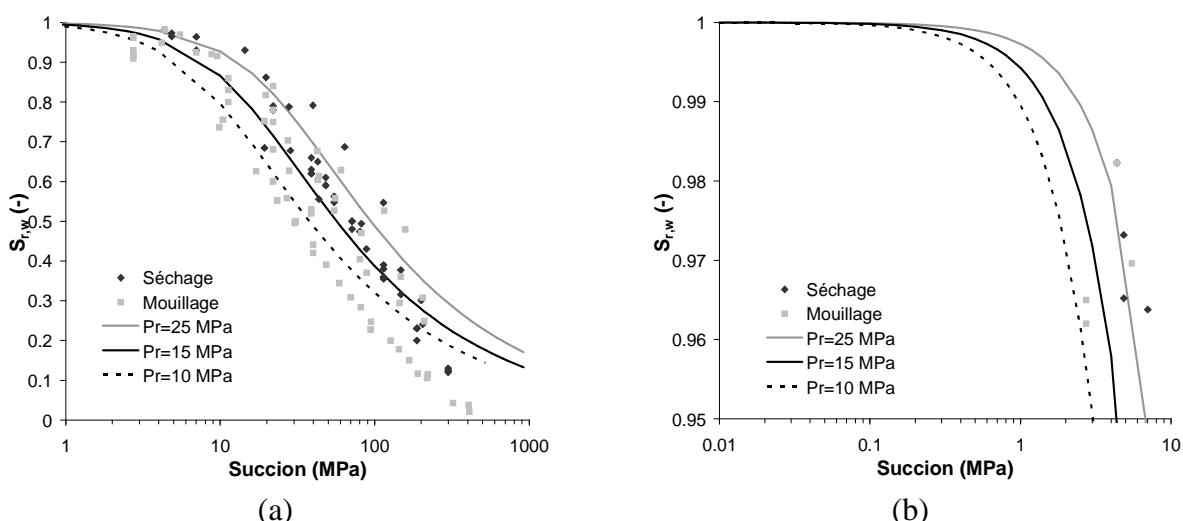


Figure 6-19 : Courbe de rétention de l'argilite du Callovo-Oxfordien : comparaison entre données expérimentales et des courbes de van Genuchten pour différentes pressions d'entrée d'air (avec $n = 1.49$)

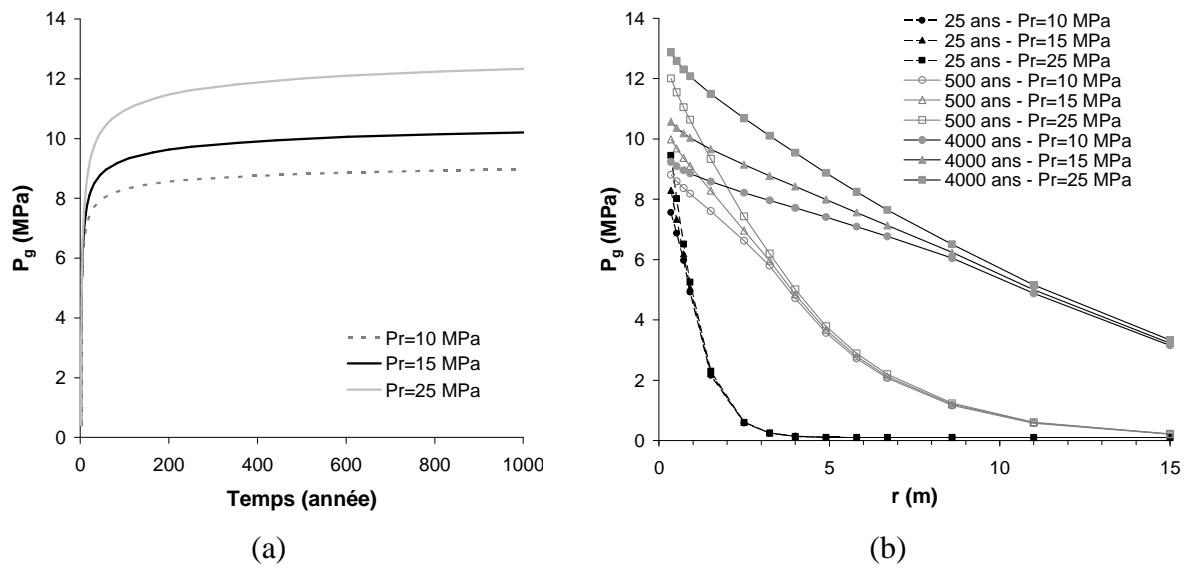


Figure 6-20 : (a) Evolution temporelle de la pression de gaz en paroi et (b) profils de pression de gaz en fonction de la pression d'entrée d'air de la courbe de rétention de van Genuchten (avec $n = 1.49$)

3.2.2.4 Influence de la perméabilité relative à l'eau

La courbe de perméabilité relative à l'eau proposée dans le cas de référence ne reproduit pas de façon satisfaisante les données expérimentales (Figure 6-21). Nous nous proposons d'étudier si une modification de la courbe de perméabilité à l'eau modifie la distribution des pressions de gaz autour de la galerie. Une relation de van Genuchten est proposée, avec un coefficient $m=0.55$ plus important que dans le calcul de référence et une perméabilité à l'eau en conditions saturées plus faible ($K_w^{sat} = 2.75 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$). Une telle relation permet une meilleure reproduction des données expérimentales (Figure 6-21), mais n'influence pas fortement les pressions d'eau autour des alvéoles (Figure 6-22). En effet, les écoulements d'eau et de gaz étant fortement découpés, la modification de la perméabilité à l'eau n'influence pas la migration du gaz dans l'argile.

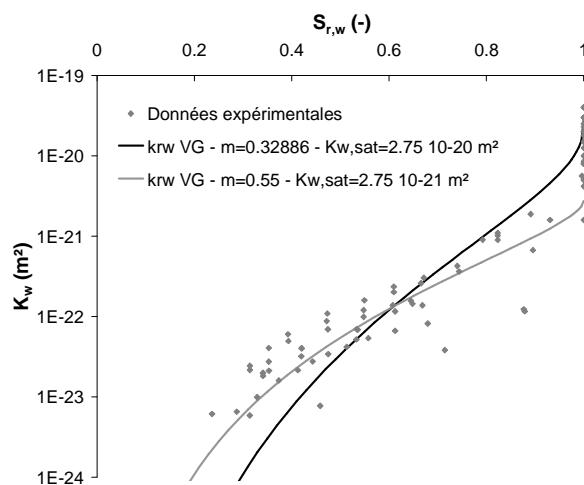


Figure 6-21 : Perméabilité à l'eau de l'argile du Callovo-Oxfordien en fonction du degré de saturation : comparaisons entre données expérimentales et deux relations de la courbe de perméabilité relative à l'eau

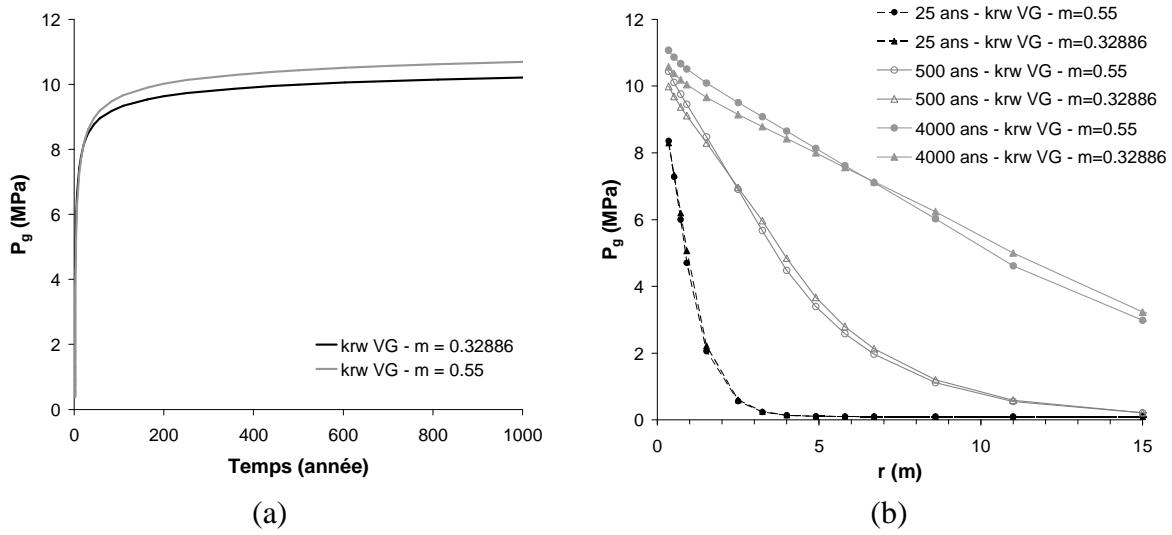


Figure 6-22 : (a) Evolution temporelle de la pression de gaz en paroi et (b) profils de pression de gaz en fonction de la perméabilité à l'eau

3.2.2.5 Influence de la tortuosité

L'influence de la tortuosité de l'argile du Callovo-Oxfordien est analysée. La tortuosité n'est pas un paramètre que l'on détermine expérimentalement de manière immédiate dans un milieu poreux. En pratique, on mesure un coefficient de diffusion sur des échantillons saturés d'argile (voir section 5.2.1 du chapitre 2). Connaissant le coefficient de diffusion du gaz dans l'eau, on peut ensuite en déduire la tortuosité qui consiste en fait à une prise en compte de l'allongement du chemin de parcours pour la diffusion d'une particule de gaz vu la présence de grains dans le milieu poreux. Trois valeurs sont testées pour la tortuosité : 0.15, 0.30 et 0.45. Vu le peu de données expérimentales sur ce paramètre, ces valeurs ont été choisies de manière arbitraire. Le Tableau 2-3 fournit néanmoins quelques indications sur la dispersion du coefficient de diffusion mesuré sur quelques roches argileuses. On constate qu'une faible tortuosité entraîne une légère augmentation de la pression de gaz en paroi (Figure 6-23 (a)). Ceci s'explique par la diminution de la diffusion du gaz dissous dans l'argile. Vu que le gaz pénètre plus difficilement dans le massif saturé, la pression en paroi augmente. Les profils de pressions autour des alvéoles sont assez similaires (Figure 6-23 (b)).

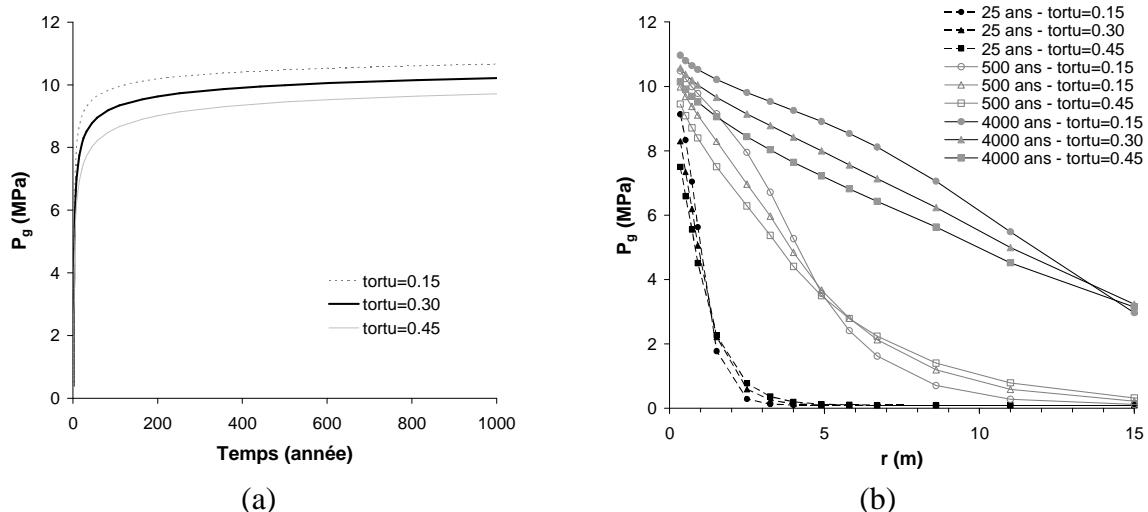


Figure 6-23 : (a) Evolution temporelle de la pression de gaz en paroi et (b) profils de pression de gaz en fonction de la tortuosité

3.2.2.6 Influence du flux d'injection

Le flux d'hydrogène injecté en paroi correspond au produit de corrosion des canisters métalliques. Ce flux a été estimé par l'Andra et est représenté à la Figure 6-7. Nous avons testé comment une variation de ce flux d'injection (2 fois plus important ou plus faible) influence la distribution des pressions de gaz autour des alvéoles. Une augmentation (ou une diminution) d'environ 2 MPa de la pression en paroi est observé lorsque le flux de corrosion est doublé (ou divisé par 2) (Figure 6-24 (a)).

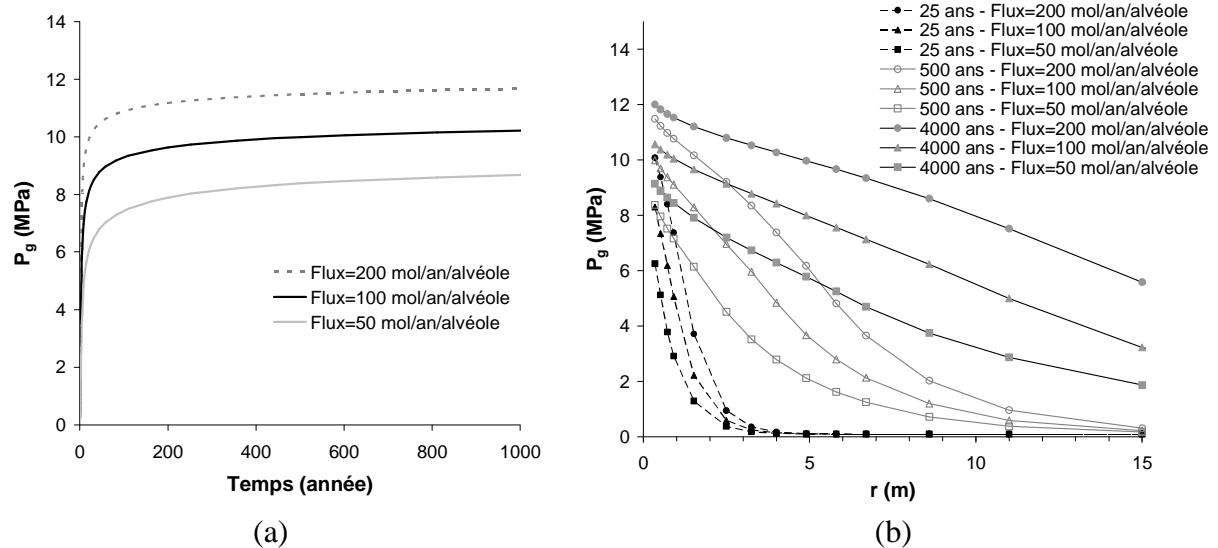


Figure 6-24 : (a) Evolution temporelle de la pression de gaz en paroi et (b) profils de pression de gaz en fonction du flux d'hydrogène imposé en paroi

3.2.3 Conclusions

Deux calculs axisymétriques 1D d'injection de gaz dans une galerie non soutenue ont été réalisés : un calcul en écoulement pur et un calcul hydro-mécanique couplé. Nous avons montré que vu les flux imposés en paroi, le massif d'argilite se désature car la limite de dissolution de l'hydrogène est atteinte. La pression de gaz obtenue en paroi dépend fortement de la courbe de rétention, car il est nécessaire d'atteindre une certaine pression capillaire pour désaturer suffisamment le massif afin de permettre les transferts d'hydrogène au sein de la phase gazeuse. Le transport du gaz se fait donc principalement par l'advection de l'hydrogène gazeux dans la zone désaturée et par la diffusion de l'hydrogène dissous dans la zone saturée. Le couplage entre les transferts de gaz et d'eau semble faible, vu qu'aucune surpression d'eau n'est observée. L'introduction du comportement mécanique de la roche n'influence que très faiblement les écoulements gazeux. Ceci s'explique entre autres par le choix d'un modèle élastique et de l'importante rigidité de l'argilite. De plus, peu de couplages hydro-mécaniques sont introduits jusqu'à présent dans notre modèle en saturation partielle.

L'analyse de sensibilité présentée dans cette section montre l'importance de déterminer avec précision la perméabilité au gaz dans le domaine quasi-saturé. Peu de données expérimentales sont disponibles pour les très fortes saturations. Et les différentes expressions de perméabilité relative au gaz (Mualem, loi cubique) calibrées sur les données existantes dans le domaine des saturations plus faibles prédisent des perméabilités au gaz différent de plusieurs ordres de grandeur à proximité de la saturation. De telles différences impliquent des variations importantes de la pression de gaz autour des alvéoles. La question de la reproduction numérique d'une vraie pression d'entrée d'air dans les modèles de courbe de rétention se pose

également et influencera certainement les prédictions numériques. Connaître avec précision le flux d'hydrogène produit par corrosion est également important pour obtenir une estimation précise des pressions de gaz rencontrée dans l'argilite. Par contre, l'estimation de la perméabilité à l'eau ou de la tortuosité ne semblent pas être des paramètres influençant fortement les résultats.

Une modélisation hydro-mécanique 2D axisymétrique d'application du modèle d'écoulements biphasiques à une géométrie proche de celle d'un site de stockage radioactifs peut être consultée dans Gerard et al. (2008b).

3.3 ***Application : l'expérience in-situ PGZ2***

3.3.1 **Objectifs de l'expérimentation PGZ2**

L'essai in-situ PGZ2 réalisé dans le laboratoire souterrain de l'Andra à Bure a pour objectif de caractériser le comportement au gaz des scellements à base d'argile gonflante utilisés pour fermer ou isoler les ouvrages. L'originalité de ces essais réside dans le fait que le scellement subit une sollicitation au gaz non seulement après resaturation complète mais aussi pendant la phase d'hydratation. L'objectif de l'essai est donc d'étudier la compétition entre la migration du gaz et la resaturation d'un bouchon à base d'argile gonflante.

Le principe de l'expérience est le suivant. Deux forages parallèles de petits diamètres (10.1 cm) et d'environ 25 mètres de long sont forés dans l'argilite du Callovo-Oxfordien entre deux galeries principales du laboratoire souterrain (forages PGZ1011 et PGZ1013 sur la Figure 6-25). Un bouchon d'argile gonflante de 25 cm de long et initialement désaturé est placé au centre du premier forage (Figure 6-26). On le laisse se resaturer naturellement pour quantifier la dynamique de resaturation et le temps nécessaire à celle-ci. Dans le second forage, un bouchon de mêmes dimensions est également placé, mais du gaz est injecté alors que la phase de resaturation n'est pas terminée. Les mesures de pressions totales et de pressions interstitielles dans les deux bouchons et dans le massif sont ensuite comparées pour évaluer l'effet du gaz sur le bouchon. Le matériau retenu pour le bouchon est un mélange de bentonite type MX-80 et de sable dans les proportions 70% et 30% en masse.

Des simulations prédictives du comportement hydro-mécanique du massif d'argilite et du bouchon d'argile gonflante sont réalisées. Elles ont pour but de permettre à l'Andra de dimensionner l'expérience. Par la suite, une rapide comparaison entre les prédictions numériques et les premiers résultats expérimentaux est présentée. L'expérience in-situ est néanmoins toujours en cours et ces comparaisons ne peuvent donc être menées complètement.

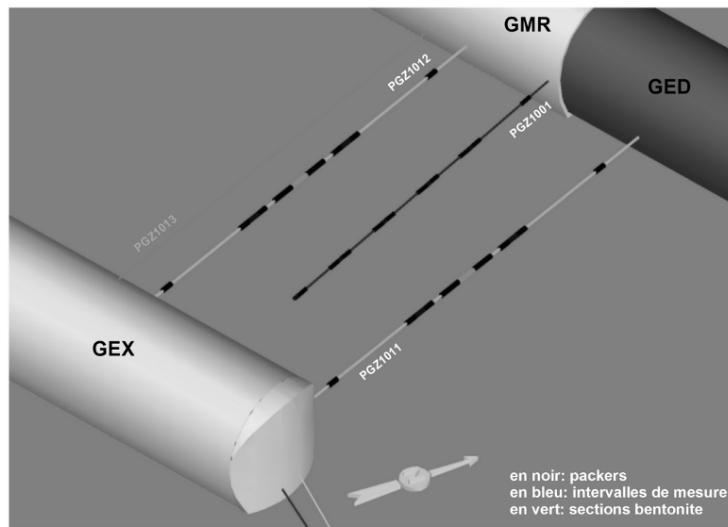


Figure 6-25 : Schéma des forages de l'expérience in-situ PGZ2

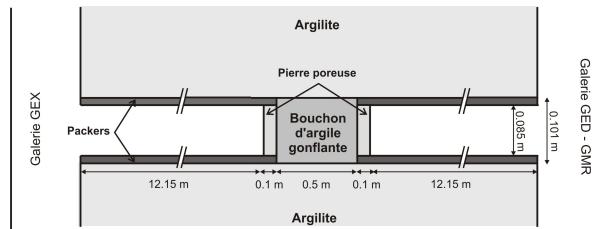


Figure 6-26 : Vue schématique de la mise en place d'un bouchon d'argile gonflante dans un forage de l'expérience in-situ PGZ2

3.3.2 Définition du problème

Une modélisation hydro-mécanique 2D axisymétrique du creusement de la galerie, du placement et de la resaturation du bouchon d'argile, puis de l'injection de gaz est réalisée avec le code éléments finis Lagamine. Le diamètre du forage est de 10.1 cm et un bouchon de bentonite MX-80 de 50 cm de long est placé en son centre. Le contact entre le bouchon et le massif d'argilite est supposé parfait. Le gaz est injecté via deux pierres poreuses situées aux deux extrémités du bouchon. Une pression de gaz plus importante que la pression d'eau initiale dans le massif est imposée par paliers de pression croissante. Les injections de gaz étant a priori effectuées de manière identique sur les deux faces du bouchon, seule une moitié du forage et du bouchon est modélisée et les frontières latérales sont donc définies par les axes de symétrie de l'expérience (Figure 6-27). Les packers et les pierres poreuses ne sont pas modélisées. Les conditions sont supposées isothermes. La pression d'eau initiale dans le massif est de 4.5 MPa, tandis que la pression de gaz initiale est égale à la pression atmosphérique. L'état de contraintes est supposé isotrope et la contrainte totale initiale dans l'argilite du Callovo-Oxfordien est égale à 12.3 MPa.

Différentes phases sont considérées pour la modélisation. Tout d'abord le creusement du forage est modélisé, en rabattant en une heure l'humidité relative en paroi à 70% et la contrainte totale radiale à la pression atmosphérique. Ensuite, une phase de maintenance de deux jours est imposée, durant laquelle les pressions d'eau et la contrainte radiale sont maintenues constantes en paroi de forage. Dans une seconde phase, le bouchon de bentonite MX-80 est placé avec un degré de saturation initial de 70%. L'état de contraintes initial dans le bouchon est supposé isotrope et égal à la pression atmosphérique. Une phase de resaturation de 5 jours est simulée, durant laquelle les déplacements aux deux extrémités du

bouchon sont fixés (vu la présence des packers et des pierres poreuses). Durant ces deux premières phases, le problème lié aux écoulements de gaz n'est pas résolu et la pression de gaz est maintenue constante. Finalement, l'injection d'azote est modélisée durant une troisième phase. Une pression de gaz de 7 MPa est imposée aux deux extrémités du bouchon (la pression est augmentée jusque 7 MPa en 4 jours, puis maintenue constante). Les autres conditions limites hydrauliques et mécaniques sont maintenues constantes durant cette phase.

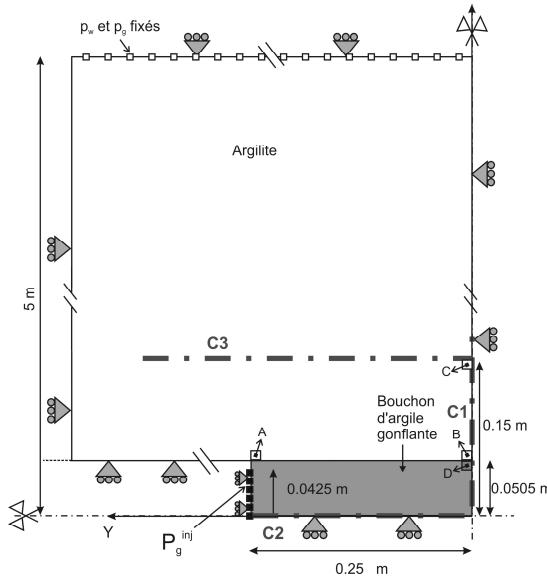


Figure 6-27 : Géométrie du problème, conditions limites et définitions des coupes et éléments pour les sorties de résultats

3.3.3 Modèle hydro-mécanique en saturation partielle

Pour simuler les écoulements d'eau et d'azote dans l'argilite et dans le bouchon d'argile gonflante, le modèle hydro-mécanique en saturation partielle développé au chapitre 3 est utilisé.

3.3.3.1 Modèle hydraulique

La partie hydraulique du modèle a été largement décrite dans le chapitre 3. Le modèle prend en compte la présence d'eau, de vapeur d'eau, d'azote et d'azote dissous. L'advection de chaque phase ainsi que la diffusion des composants au sein de chaque phase sont reproduites.

3.3.3.2 Modèle mécanique de l'argilite du Callovo-Oxfordien

La partie mécanique nécessite quelques précisions. La loi de comportement choisie pour l'argilite du Callovo-Oxfordien est un modèle élastoplastique non associé, parfaitement plastique avec une surface de plasticité de Van-Eekelen donnée par l'équation suivante (convention résistance des matériaux) :

$$F \equiv II_{\hat{\sigma}} + m \left(I_{\sigma} - \frac{3c}{\tan \varphi} \right) = 0 \quad (6-8)$$

où $II_{\hat{\sigma}}$ est le deuxième invariant des contraintes déviatoriques, I_{σ} est le premier invariant des contraintes, φ est l'angle de frottement, c est la cohésion et m un coefficient dépendant de

l'angle de Lode. L'expression exacte mathématique du modèle mécanique est développée à l'annexe 4.

Le modèle mécanique de l'argilite est écrit en fonction d'une contrainte effective de Bishop étendue, déjà définie à l'équation (6-7).

3.3.3.3 Modèle mécanique de la bentonite MX-80

Pour la bentonite MX-80, le modèle mécanique utilisé est une simplification du Barcelona Basic Model (Alonso et al., 1990), écrit en fonction du couple de variables de contraintes suivant : la contrainte nette et la succion. La contrainte nette s'écrit comme :

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^* + p_g \quad (6-9)$$

Il correspond à un modèle élastique non linéaire décrit par la relation suivante (Hoxha, 2007) :

$$d\epsilon_V^e = d\epsilon_V^{e-m} + d\epsilon_V^{e-s} = \frac{d\sigma_m^*}{K_{sque}} + \frac{ds}{K_s} \quad (6-10)$$

où σ_m^* est la contrainte nette moyenne, s est la succion, K_{sque} est le module de rigidité volumique du squelette et K_s est le module de rigidité volumique lié aux variations de succion. L'expression des différents modules est développée à l'annexe 5.

3.3.4 Paramètres du modèle

3.3.4.1 Paramètres des fluides

Les caractéristiques de l'eau et de l'azote ont été présentées aux tableaux 3.1 et 3.2 du chapitre 3. Les principaux paramètres sont néanmoins repris au Tableau 6-4.

Compressibilité de l'eau	χ_w	2000 MPa
Masse volumique de l'eau	ρ_w	1000 kg/m ³
Viscosité dynamique de l'eau	μ_w	0.001 Pa.s
Coefficient de diffusion du mélange azote – vapeur d'eau	$D_{N2/v}$	9.5 10 ⁻⁵ m ² /s
Coefficient de diffusion de l'azote dissous dans l'eau	$D_{N2-d/w}$	4.6 10 ⁻⁹ m ² /s
Coefficient d'Henry de l'azote	H_{N2}	0.0190

Tableau 6-4 : Paramètres hydro-mécaniques de l'eau et de l'azote (pour T=20°C et p_w=p_g=0.1 MPa)

3.3.4.2 Paramètres hydro-mécaniques de l'argilite du Callovo-Oxfordien

Les paramètres hydrauliques et mécaniques de l'argilite du Callovo-Oxfordien utilisés pour la modélisation de l'expérience PGZ2 sont présentés au Tableau 6-5. Un comportement isotrope du massif est considéré. Pour modéliser des écoulements en milieux non saturés, la courbe de rétention de van Genuchten (1980) est considérée (équation 6-1). La courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten est également utilisée (équation 6-2), de même que la loi cubique pour la perméabilité relative au gaz (équation 6-3). Les paramètres utilisés pour la

courbe de rétention et la courbe de perméabilité relative à l'eau sont ceux préconisés par l'Andra dans son référentiel (Andra, 2005) et sont détaillés au Tableau 6-5.

Une perméabilité au gaz de l'argile sèche supérieure à la perméabilité à l'eau du matériau saturé est considérée, de manière à reproduire au mieux les observations expérimentales (Figure 2-23). La valeur de la perméabilité à l'eau en condition saturées a pour sa part été fixée par l'Andra.

Paramètres hydrauliques			Paramètres mécaniques et poromécaniques			
K_w^{sat}	Perméabilité à l'eau	$4.8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	E	Module de Young drainé	4000 MPa	
K_g^{sec}	Perméabilité au gaz	$4.8 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$	ν	Coefficient de Poisson drainé	0.12	
ϕ	Porosité	0.18	c	Cohésion	3 MPa	
τ	Tortuosité	0.30	φ	Angle de frottement interne	20°	
P_r	Paramètre de van Genuchten	15 MPa	b	Coefficient de Biot	0.6	
n	Paramètre de van Genuchten	1.49				
m	Paramètre de van Genuchten	0.32886				
$S_{res,w}$	Saturation résiduelle en eau	0				

Tableau 6-5 : Paramètres hydro-mécaniques de l'argile Callovo-Oxfordien

3.3.4.3 Paramètres hydro-mécaniques de la bentonite MX-80

Les principaux paramètres hydro-mécaniques de la bentonite MX-80 sont fortement dépendants de la densité sèche du matériau. Nous avons cependant choisi une loi de comportement simplifiée, ne dépendant pas de la densité du matériau. Dès lors, nous utiliserons pour les différents paramètres hydro-mécaniques leur valeur pour la densité sèche initiale du matériau, à savoir $\rho_d = 2.08 \text{ g/cm}^3$ (pour une densité sèche initiale de $\rho_d = 1.83 \text{ g/cm}^3$). Les paramètres hydro-mécaniques sont présentés au Tableau 6-6.

La loi mécanique avec les paramètres proposés permet de reproduire le développement de pression de gonflement d'environ 7 MPa au sein du bouchon lors de resaturation (Figure 6-28).

Pour les courbes de rétention et de perméabilité relative, peu de données expérimentales sont actuellement disponibles pour ce matériau, ce qui complique la calibration de certaines courbes. Pour la courbe de rétention, une relation de van Genuchten telle qu'utilisée pour l'argile est proposée (équation 6-11). Seules quelques données expérimentales sont disponibles dans le rapport Esdred (Gatabin et al., 2005). Une comparaison entre ces données et le modèle de courbe de rétention est présenté à la Figure 6-29 et montre une relative bonne concordance.

Les courbes de perméabilité relative à l'eau et au gaz sont exprimées par des lois cubiques du degré de saturation (Figure 6-30):

$$k_{r,w} = (S_{r,we})^3 \text{ et } k_{r,g} = (1 - S_{r,we})^3 \quad (6-11)$$

L'absence de suffisamment de données expérimentales à ce sujet rend difficile toute comparaison, même si l'on peut remarquer dans le Tableau 6-6 la très importante perméabilité au gaz en conditions sèches (en comparaison avec la perméabilité à l'eau en conditions saturées).

Paramètres hydrauliques			Paramètres mécaniques et poromécaniques			
K_w^{sat}	Perméabilité à l'eau	$9.6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	E	Module de Young drainé	150 MPa	
K_g^{sec}	Perméabilité au gaz	$9.6 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$	ν	Coefficient de Poisson drainé	0.2	
ϕ	Porosité	0.35	r	Paramètre du matériau	2	
τ	Tortuosité	0.0494	β	Paramètre du matériau	0.2 MPa^{-1}	
P_r	Paramètre de van Genuchten	18 MPa	η	Pression de gonflement à volume constant	7 MPa	
n	Paramètre de van Genuchten	1.61	β_m	Paramètre du matériau	0.057 MPa^{-2}	
$S_{res,w}$	Saturation résiduelle en eau	0.4	b	Coefficient de Biot	1.0	

Tableau 6-6 : Paramètres hydro-mécaniques de la bentonite MX-80

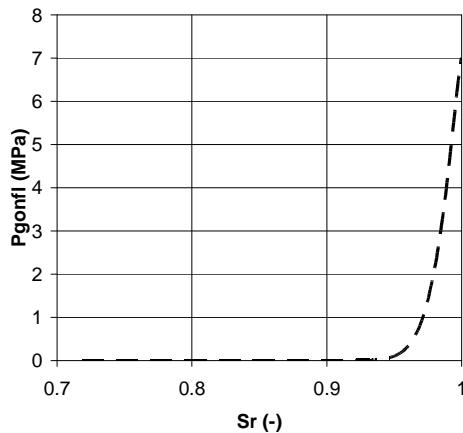


Figure 6-28 : Pression de gonflement en fonction du degré de saturation pour la bentonite MX-80 obtenue avec le modèle élastique non linéaire

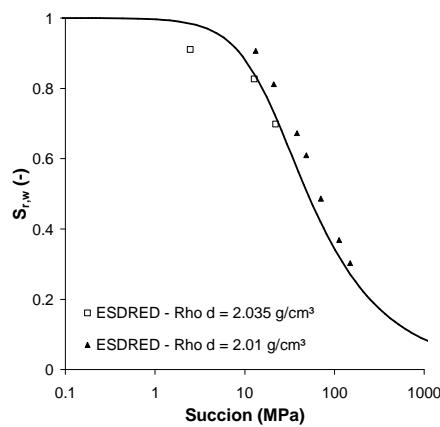


Figure 6-29 : Courbe de rétention de la bentonite MX-80 : comparaison entre données expérimentales et la relation proposée pour le calcul PGZ2

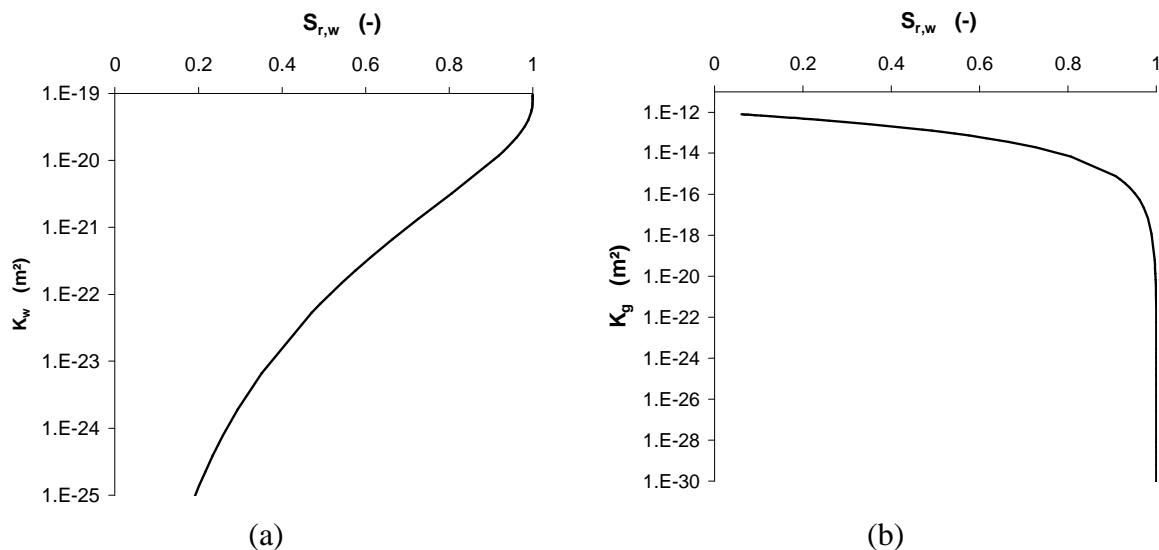


Figure 6-30 : (a) Permeabilité à l'eau et (b) perméabilité au gaz en fonction du degré de saturation pour la bentonite MX-80

3.3.5 Prédictions du modèle

Des simulations prédictives du comportement du bouchon de bentonite et du massif d'argile sont réalisées en vue de fournir des informations à l'Andra pour le dimensionnement de l'expérience in-situ PGZ2.

Une première simulation sans injection de gaz laisse apparaître une resaturation totale du bouchon d'argile gonflante (présentant une saturation initiale de 70%) en environ 30 jours (Figure 6-31). L'injection d'azote à une pression imposée de 7 MPa à l'extrémité du bouchon empêche pour sa part la resaturation totale du bouchon et un degré de saturation d'environ 97 % est observé pour des prédictions à long terme. Vu que l'injection de gaz débute lorsque la bentonite n'est pas totalement resaturée, l'azote peut migrer aisément au sein de la phase gazeuse. Et l'advection de la phase gazeuse est en outre favorisée par l'importante perméabilité au gaz du milieu, si bien qu'une pression de gaz constante et homogène est rapidement observée dans le bouchon (Figure 6-32 (a)). Cette augmentation rapide de la pression de gaz dans le bouchon ne provoque pas de surpression d'eau importante. On constate juste une remontée plus rapide des pressions d'eau dans le bouchon, mais sans pour autant dépasser la pression d'eau initiale dans le massif (Figure 6-32 (b)). Ceci montre une fois de plus le faible couplage entre les écoulements d'eau et de gaz dans les problèmes traités et le peu de risque de fracturation du massif suite au développement éventuel de surpression d'eau, du moins tant que les flux de gaz restent faibles.

La désaturation du bouchon d'argile gonflante suite à l'injection de gaz empêche le développement des pressions de gonflement. Une pression de gonflement d'environ 4.5 MPa est observée dans le bouchon, alors que 7 MPa sont attendus en cas de resaturation totale de la bentonite (Figure 6-33). L'injection de gaz empêche dans donc dans ces conditions un confinement idéal à long terme des alvéoles de stockage de déchets radioactifs.

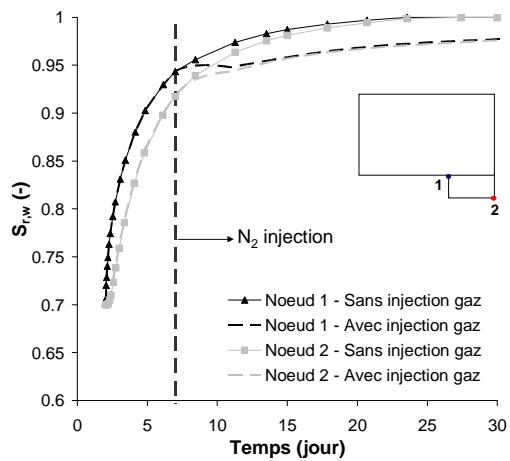


Figure 6-31 : Evolution temporelle du degré de saturation dans le bouchon d'argile avec ou sans injection de gaz

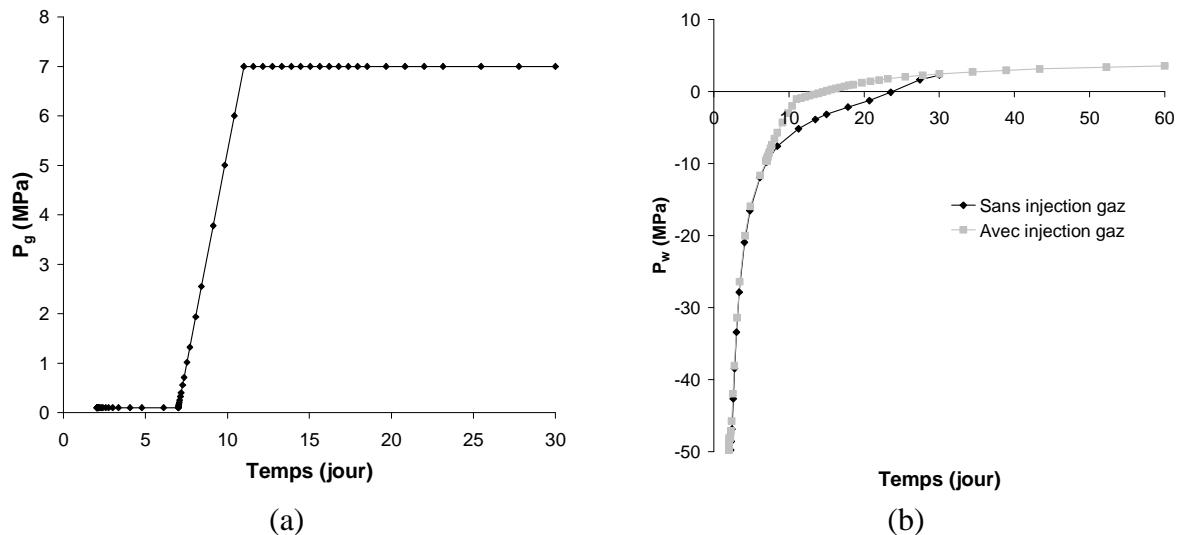


Figure 6-32 : (a) Evolution temporelle de la pression de gaz au centre du bouchon d'argile – (b) Evolution temporelle de la pression d'eau à l'extrémité du bouchon d'argile avec ou sans injection de gaz

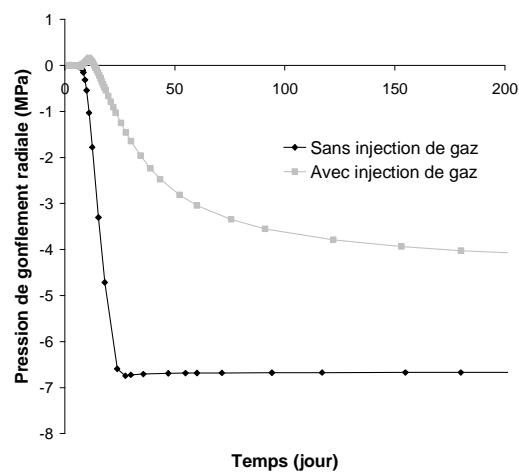


Figure 6-33 : Evolution temporelle de la pression de gonflement au centre du bouchon d'argile gonflante avec ou sans injection de gaz

La Figure 6-34 montre une distribution elliptique des pressions de gaz dans l'argile. Cette distribution montre que vu la très importante perméabilité au gaz de la bentonite, la pression d'azote dans le bouchon est instantanément homogène (Figure 6-32 (a) et Figure 6-35 (b)). La réponse en pression de gaz est donc équivalente à celle d'un problème où la pression était imposée en paroi d'argile. A la Figure 6-35 (b), on peut constater également des ruptures de pente dans les profils de pression de gaz, telles qu'observées précédemment lors de l'exemple académique axisymétrique 1D (voir section 3.2 de ce chapitre). Ces ruptures de pente correspondent à la transition entre les domaines non saturé et saturé et s'expliquent par un changement de cinétique de la migration de l'azote (advection de l'azote gazeux, puis diffusion de l'azote dissous).

La désaturation de l'argile et de la bentonite induite par l'injection d'azote n'excède pas les 10 % (Figure 6-35 (a)). Les deux matériaux restent donc dans le domaine quasi saturé et des succions de maximum 2.5 MPa se développent au maximum. Or c'est dans ce domaine de saturation que peu de données expérimentales existent sur les paramètres comme la courbe de rétention ou la courbe de perméabilité relative au gaz. Si différentes valeurs de la pression d'entrée d'air de l'argile sont testées dans nos calculs de manière à couvrir la dispersion observée sur les mesures expérimentales (Figure 6-36), on constate que cela influence fortement la migration du gaz dans l'argile (Figure 6-37). Il est donc important de connaître avec précision les caractéristiques hydrauliques des matériaux dans le domaine quasi saturé. Ainsi, une faible pression d'entrée d'air ($P_r = 6$ MPa) favorise la migration du gaz et des pressions plus importantes sont observées.

Cette dernière conclusion va à l'encontre de ce qui a été observé dans l'exemple académique 1D présenté au début dans ce chapitre, pour lequel nous avions montré qu'une diminution de la pression d'entrée d'air provoquait une diminution de la pression en paroi (voir section 3.2.2.3 de ce chapitre). En réalité, les conditions limites en gaz diffèrent entre ces deux problèmes. Lorsque la pression de gaz est imposée en paroi, le gaz pénètre d'autant plus facilement que la pression d'entrée d'air est faible. En effet, pour une telle condition limite, la succion en paroi est en quelque sorte imposée. Diminuer la pression d'entrée d'air provoque une plus importante désaturation du massif et donc une perméabilité au gaz plus grande, d'où la migration plus importante de l'azote. A l'opposé, lorsque c'est le flux de gaz qui est imposé, il est nécessaire de désaturer suffisamment le massif pour que le gaz puisse s'écouler au sein de la phase gazeuse. Dès lors, avec une pression d'entrée d'air plus faible, la désaturation nécessaire à l'écoulement de l'azote est atteinte pour une succion plus faible. Et donc à flux de gaz imposé, une diminution de la pression d'entrée d'air provoque une diminution de la pression de gaz en paroi.

Finalement, la comparaison des chemins de contraintes en trois points de l'argile montre le peu d'influence de l'injection d'azote sur le comportement mécanique des roches argileuses. Les chemins de contraintes sont en effet presque identiques avec ou sans injection de gaz (Figure 6-38). L'étendue de la zone plastique ou de la zone endommagée n'est donc pas particulièrement influencée par l'injection de gaz dans le massif, ce qui illustre le faible couplage entre les écoulements gazeux et la mécanique avec les modèles classiques.

En conclusion, les prédictions numériques laissent apparaître une désaturation rapide et totale du bouchon de bentonite, mais ceci s'explique d'une part par une injection d'azote qui débute lorsque le bouchon n'est pas resaturé. D'autre part, l'importante perméabilité au gaz de la bentonite favorise la migration de l'azote dans le bouchon. Or peu de données expérimentales existent à ce sujet et il convient donc de vérifier la fiabilité de ces paramètres.

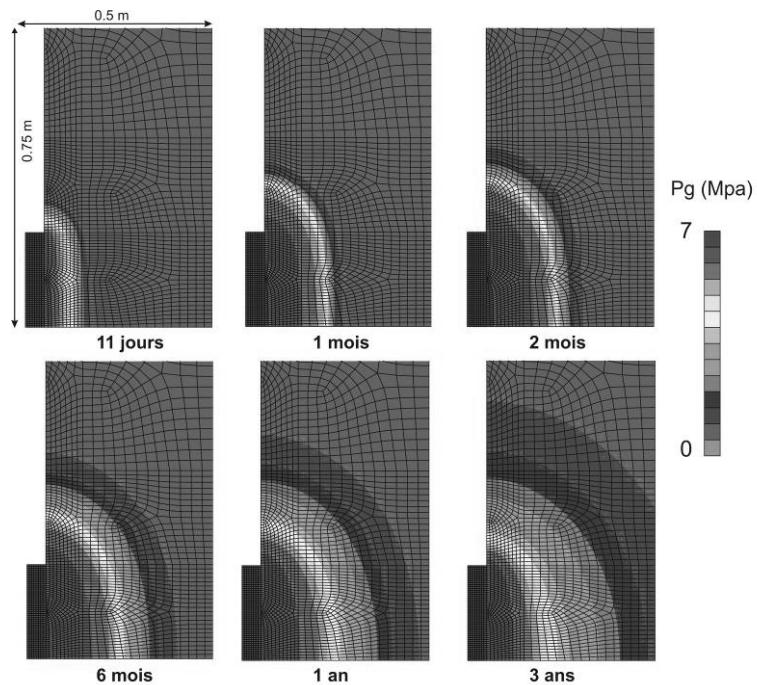


Figure 6-34 : Distribution des pressions de gaz dans la bentonite MX-80 et l'argilite du Callovo-Oxfordien

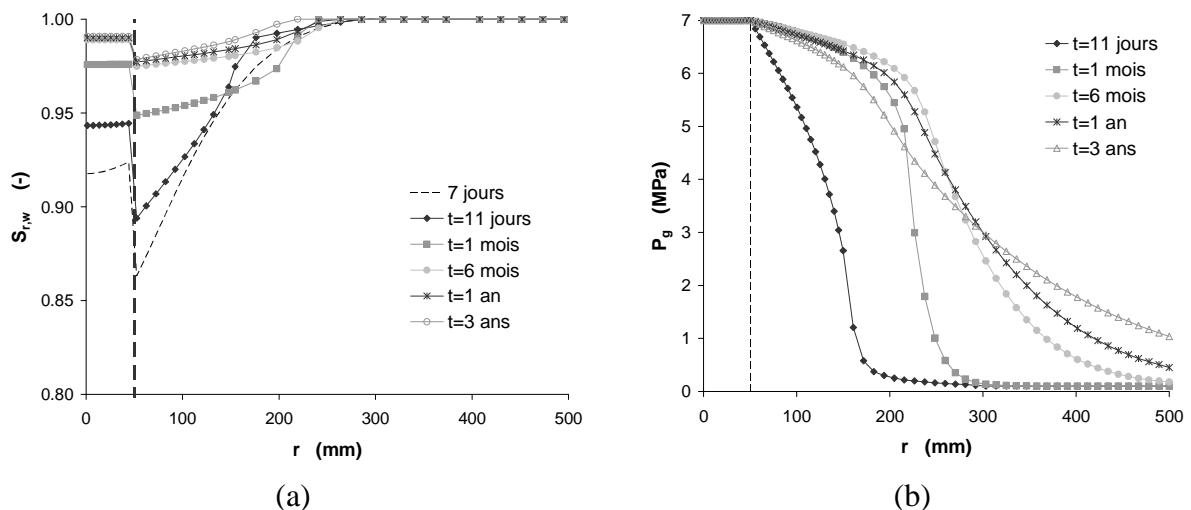


Figure 6-35 : (a) Profils de saturation et (b) profils de pression de gaz le long de la coupe C1 à travers la bentonite et l'argilite du Callovo-Oxfordien

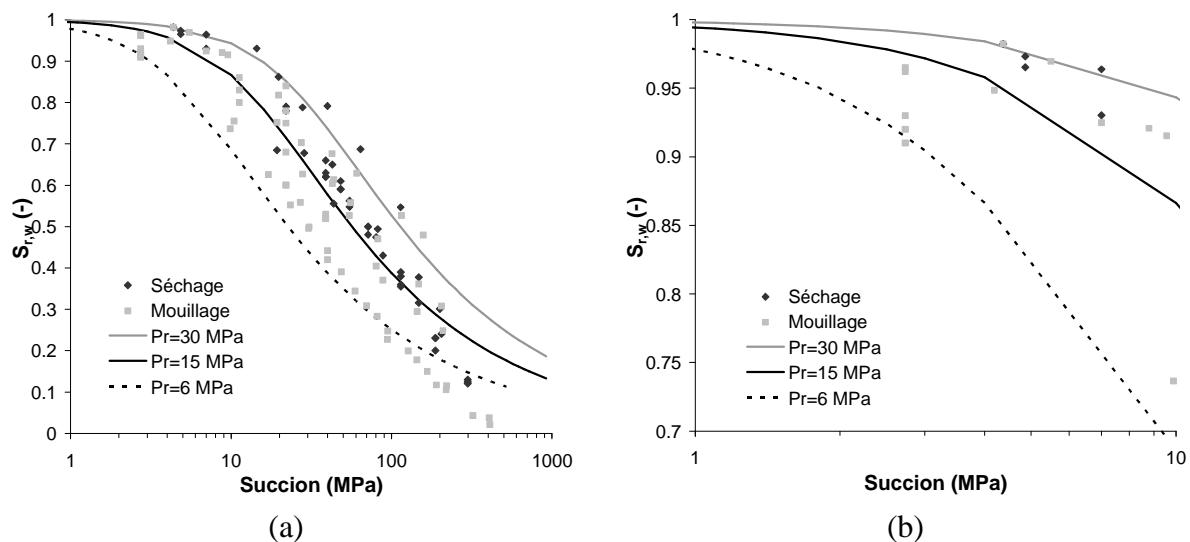


Figure 6-36 : Courbe de rétention de l'argile du Callovo-Oxfordien : comparaison entre données expérimentales et courbe de van Genuchten pour différentes valeurs de la pression d'entrée d'air

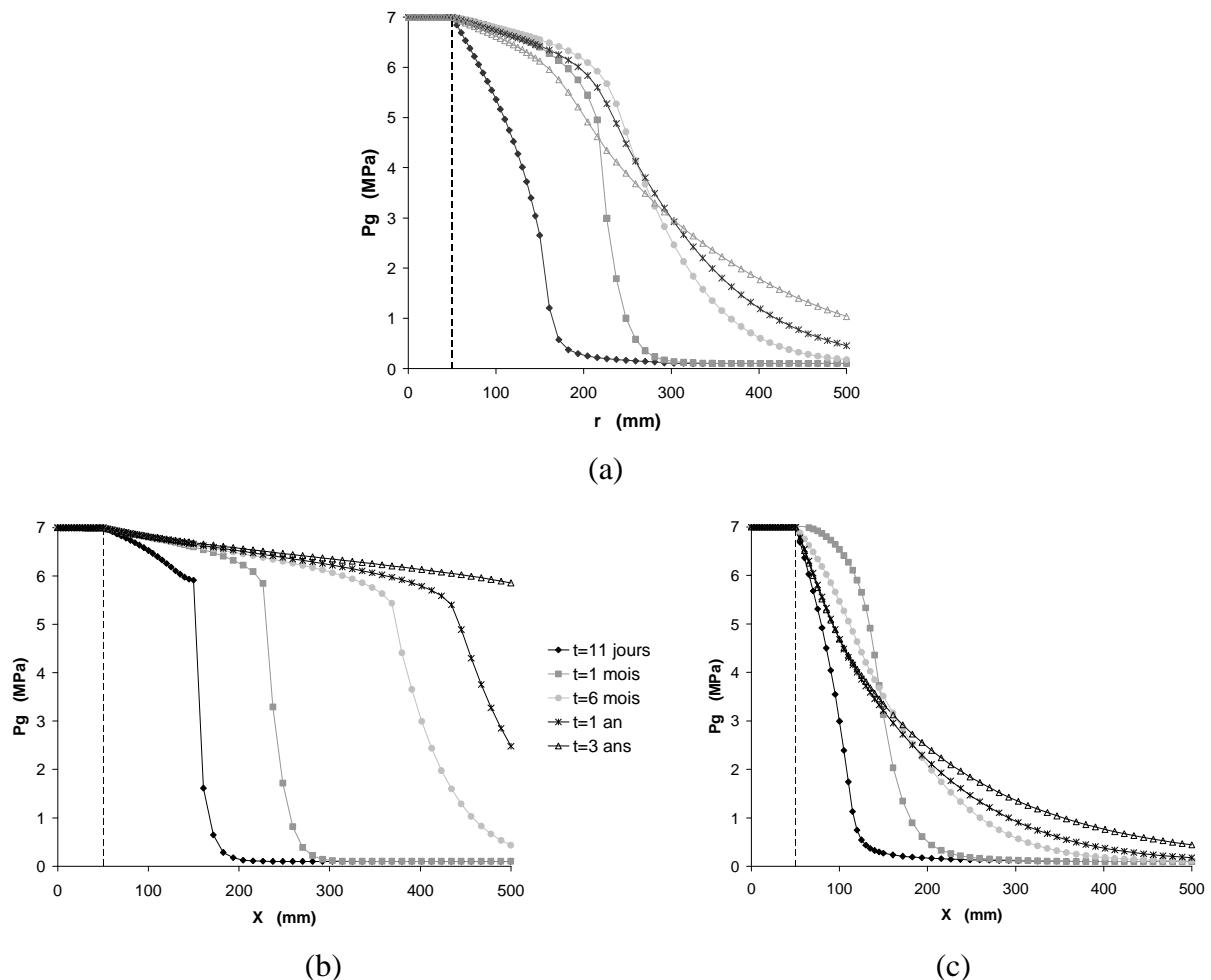


Figure 6-37 : Profils de pression de gaz le long de la coupe C1 à travers la bentonite et l'argile pour différentes valeurs de la pression d'entrée d'air – (a) $P_r = 15$ MPa (cas de référence), (b) $P_r = 6$ MPa et (c) $P_r = 30$ MPa

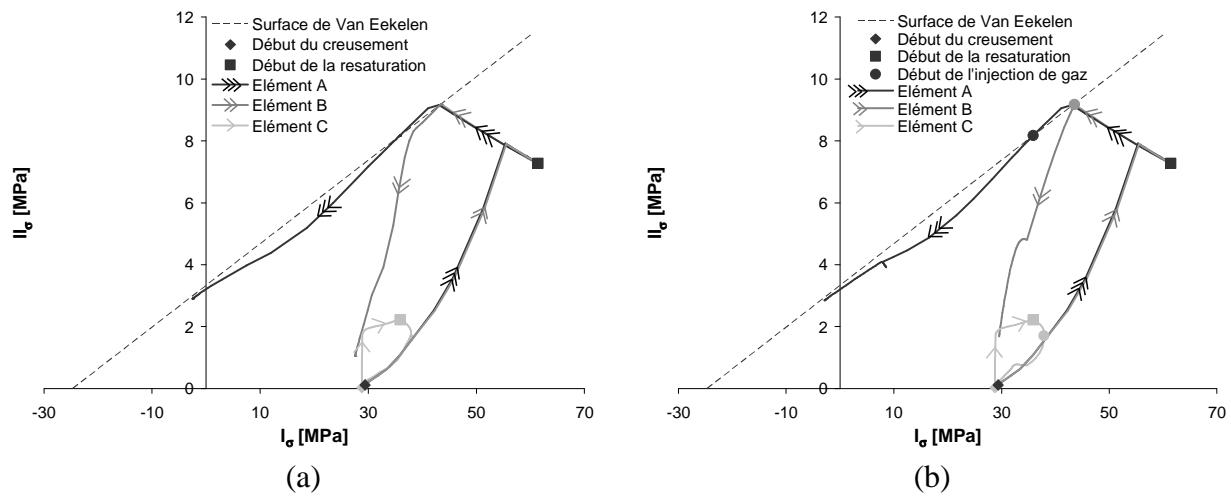


Figure 6-38 : Chemins de contraintes en trois points de l'argile du Callovo-Oxfordien lors de calculs (a) sans injection de gaz et (b) avec injection de gaz

3.3.6 Premiers résultats expérimentaux

L'expérience in-situ PGZ2 a débuté au sein du laboratoire souterrain de Bure en avril 2009. Cet essai est toujours en cours et a subi quelques adaptations par rapport au design initial qui avait fait l'objet des modélisations prédictives (section 3.3.5 de ce chapitre). Ainsi, des embases sont placées de part et d'autre du bouchon de bentonite, de manière à permettre le placement de capteurs de pressions totales et interstitielles dans la bentonite (Figure 6-39 et Figure 6-40). La présence de ces embases va modifier la cinétique de ressaturation du bouchon. De plus, les séquences d'injection d'azote ont été adaptées et ne sont plus nécessairement symétriques. Cette dernière modification du protocole expérimental a pour objectif de vérifier en cours d'essai la connectivité au gaz des deux extrémités de la bentonite. Cette section est consacrée uniquement à la présentation des premiers résultats et l'interprétation que l'on peut dorénavant faire, et non en une analyse numérique détaillée des observations expérimentales. Différents rapports peuvent cependant être consultés à ce sujet (Andra, 2009 ; Charlier et al., 2010).

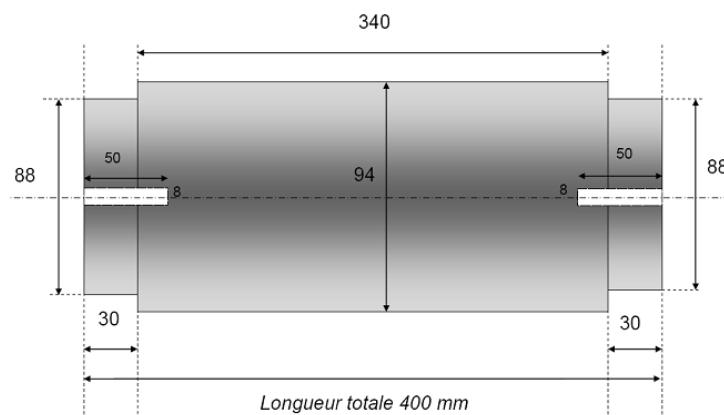


Figure 6-39 : Schéma type du noyau de bentonite

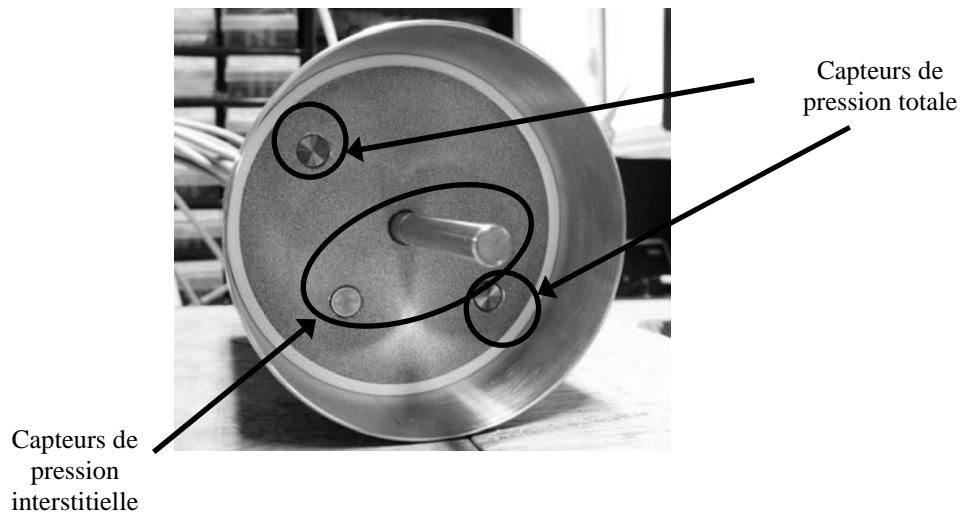


Figure 6-40 : Vue de l'embase en face interne et des capteurs de pression

3.3.6.1 Phase d'attente

L'évolution des pressions d'eau dans l'argile durant la phase d'attente est suivie dans le forage 1001, creusé parallèlement aux forages 1011, 1012 et 1013 utilisés pour l'essai PGZ2 (Figure 6-25). Le forage est instrumenté de manière à suivre l'évolution des pressions d'eau en 7 points. La Figure 6-41 présente la valeur de la pression d'eau mesurée en différents points 6 mois après la fin du creusement du forage. On suppose que l'équilibre est alors atteint et que les pressions d'eau n'évoluent plus. On constate clairement l'effet du drainage des deux grandes galeries (GEX et GMR). Une telle distribution initiale des pressions d'eau dans l'argile soulève les questions suivantes pour la modélisation :

- Quelles sont les pressions d'eau initiales à prendre en compte dans l'argile?
- Quelles sont les conditions aux limites hydrauliques à appliquer à l'extrémité du maillage?

Dans les modélisations prédictives, une pression d'eau initiale de 4.5 MPa est supposée dans l'ensemble du massif, ce qui semble donc ne pas correspondre à la réalité. Il est cependant difficile dans une modélisation 2D axisymétrique de prendre en compte l'effet du drainage des grandes galeries sur la distribution des pressions d'eau.

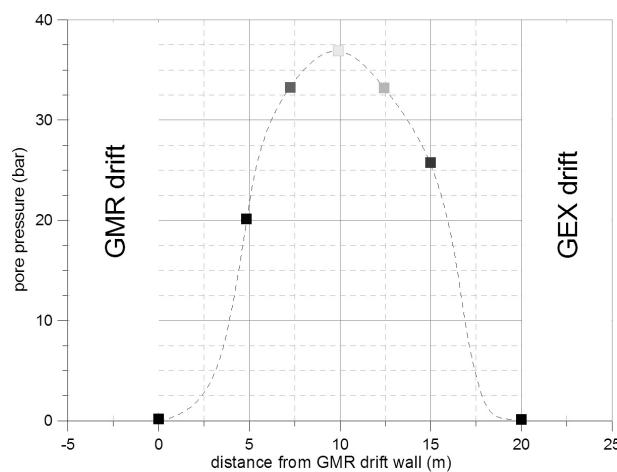


Figure 6-41 : Pression d'eau le long du forage 1001 parallèle à ceux de l'expérience PGZ2 6 mois après creusement

3.3.6.2 Resaturation du bouchon de bentonite

Durant la phase de resaturation, l'évolution des pressions d'eau dans le bouchon de bentonite laisse apparaître une resaturation en environ 120 jours et une stabilisation des pressions d'eau au-delà de 180 jours (Figure 6-42). Ces temps de resaturation sont largement supérieurs à ceux qui étaient prédictifs dans nos modélisations prédictives (Figure 6-31). Ceci s'explique d'une part par la nouvelle géométrie du bouchon, car la présence des embases complique l'absorption d'eau par le centre de la bentonite (Figure 6-43). D'autre part, la pression d'eau initiale considérée dans les modélisations prédictives est de 4.5 MPa, ce qui favorise la resaturation du bouchon vu que l'on surestime certainement la distribution des pressions dans le massif. Une modélisation de la resaturation du bouchon avec la nouvelle géométrie montre d'ailleurs que le temps de resaturation est toujours sous-estimé (Figure 6-42).

Une nouvelle simulation de la resaturation du bouchon a été réalisée de manière à calibrer la pression d'eau initiale dans l'argilite et la perméabilité de l'argilite (Tableau 6-7). Nous supposons donc une distribution homogène de la pression d'eau dans le massif, même si nous venons de montrer les limites d'une telle hypothèse. La Figure 6-42 montre qu'une pression d'eau initiale de 3.5 MPa dans l'argilite et une perméabilité à l'eau en conditions saturées $K_{w,\text{argilite}}^{\text{sat}} = 10^{-20} \text{ m}^2$ permettent une bonne reproduction de la cinétique de resaturation de la bentonite.

	Cas de référence	Nouvelle modélisation
Perméabilité à l'eau de l'argilite K_w^{sat}	$4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	10^{-20} m^2
Pression d'eau initiale dans l'argilite $p_{w,0}$	4.5 MPa	3.5 MPa

Tableau 6-7 : Paramètres utilisés pour deux modélisations de la cinétique de resaturation du bouchon de bentonite dans l'expérience PGZ2

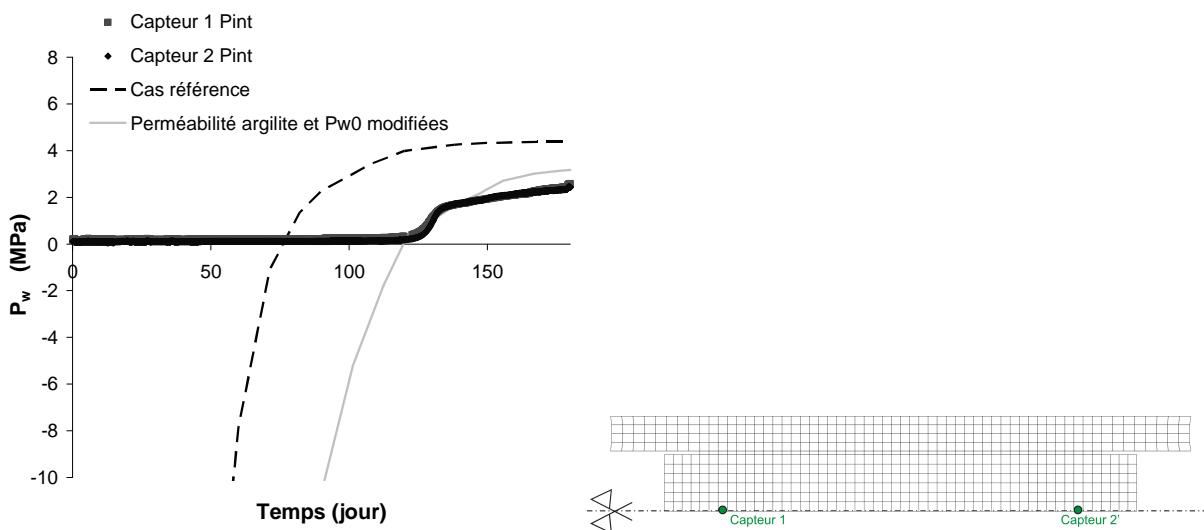


Figure 6-42 : Pression d'eau dans le bouchon de bentonite : comparaison entre données expérimentales et simulations

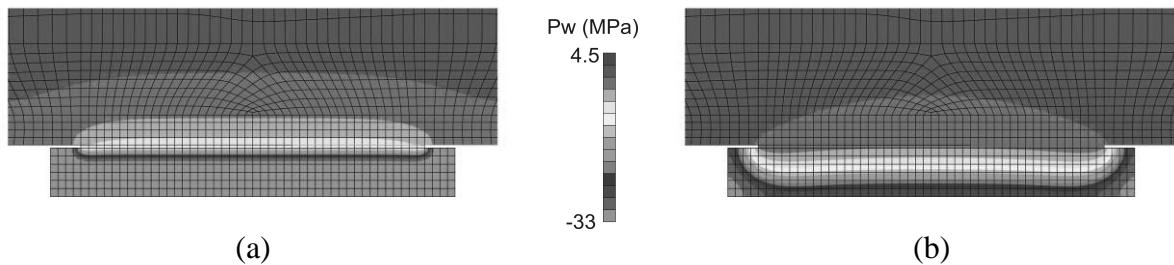


Figure 6-43 : Pression d'eau dans le bouchon de bentonite et l'argilite avec la nouvelle géométrie (a) après 15 jours et (b) après 82 jours de resaturation ($p_{w,0} = 4.5 \text{ MPa}$ - $K_{w,\text{argilite}}^{\text{sat}} = 4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$)

3.3.6.3 Injection d'azote

L'injection de gaz débute 82 jours après le placement du bouchon de bentonite, si bien que le bouchon n'est pas totalement resaturé lorsque l'azote est injecté (Figure 6-42). Le scénario d'injection d'azote est différent de celui imposé lors des modélisations prédictives (où pour rappel une pression de gaz de 7 MPa avait été imposée instantanément et de manière symétrique des deux côtés du bouchon). En réalité, différentes séquences d'injection d'azote sont réalisées aux deux extrémités du bouchon de bentonite (Figure 6-44). Elles sont soit symétriques (S1), soit dissymétriques (I1). Les séquences dissymétriques sont réalisées en maintenant l'injection de gaz sur une face et en l'interrompant sur l'autre face. Elles ont pour objectif de vérifier l'éventuelle interférence au gaz entre les deux faces du bouchon. D'autres séquences d'injection de gaz sont au programme, mais sont toujours en cours. Nous nous contenterons d'analyser ici ces premières séquences d'injection.

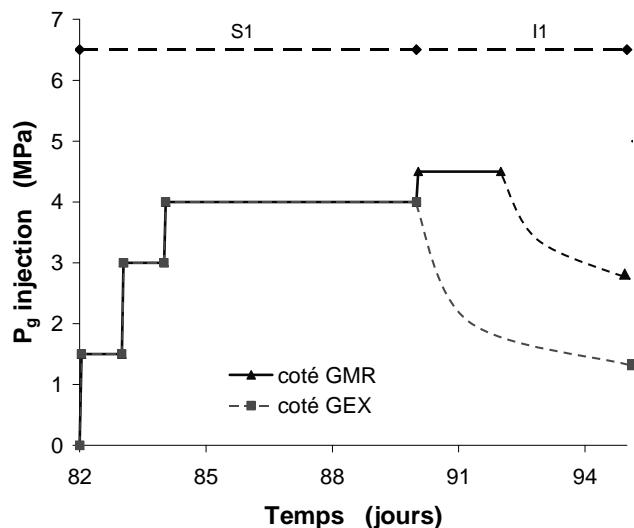


Figure 6-44 : Scénario expérimental d'injection de gaz de l'expérience GPZ2 des deux côtés du bouchon de bentonite (côtés galeries GMR et GEX)

La Figure 6-45 présente les résultats en termes d'évolution de pressions interstitielles durant la séquence symétrique S1 dans deux capteurs situés dans la bentonite. On constate que les réponses ne sont pas identiques, alors que les capteurs sont situés à la même distance des surfaces d'injection. Dans le capteur 1, la réponse est presque identique à la sollicitation ; tandis que dans le capteur 2, réponse et sollicitation ne semblent pas couplées. L'hypothèse retenue est que le gonflement de la bentonite autour du capteur 1 ne s'est pas développé de manière optimale, si bien qu'une interface existe entre l'extrémité du bouchon (d'où l'azote

est injecté) et le capteur. Les pressions mesurées sont donc très proches de la pression d'injection, mais ne sont pas représentatives de la migration du gaz dans la bentonite. Par contre, la réponse dans le capteur 2 est bien une mesure du comportement du bouchon. L'augmentation de la pression semble être due à la resaturation en eau du bouchon et non à l'arrivée d'azote dans le capteur. La perméabilité au gaz de la bentonite utilisée dans les modélisations prédictives était très élevée. Une telle perméabilité aurait pour effet de surestimer la migration du gaz dans la bentonite, d'autant plus que le bouchon n'est pas totalement resaturé quand l'injection d'azote débute. Comme déjà souligné, peu de données expérimentales sont malheureusement disponibles pour caractériser la perméabilité au gaz de la bentonite en fonction du degré de saturation. Cette première analyse met d'ores et déjà en évidence la complexité de l'interprétation des pressions interstitielles dans les capteurs, car il n'est pas possible de déterminer si le capteur détecte une pression d'eau ou de gaz.

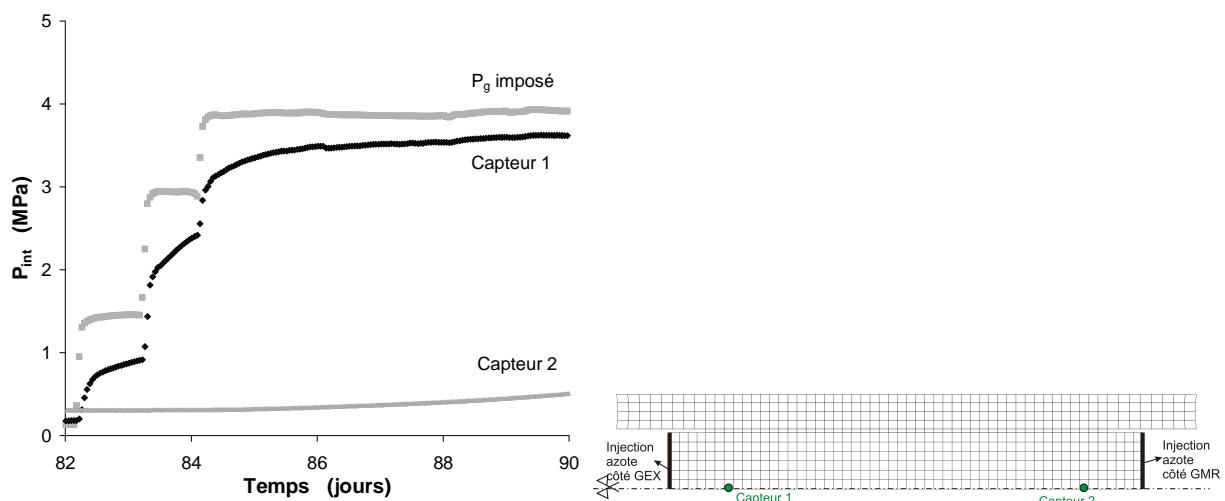


Figure 6-45 : Résultats expérimentaux dans les capteurs 1 et 2 et sur les deux extrémités du bouchon lors de la séquence d'injection S1

Quant à la séquence d'injection dissymétrique II, elle se décompose en deux phases :

- une première phase d'interférence où de l'azote est injecté à une pression de 5 MPa uniquement sur l'extrémité du bouchon située du côté GMR, tandis que l'injection est interrompue du côté GEX. L'objectif est d'observer une éventuelle interférence au gaz entre les deux faces du bouchon.
- une deuxième phase où l'injection est interrompue sur les deux faces du bouchon et où l'on observe la relaxation des pressions interstitielles dans les capteurs 1 et 2.

Les résultats expérimentaux montrent que (Figure 6-46) :

- lorsque l'injection est maintenue uniquement côté GMR, la pression interstitielle dans le capteur 2 (situé côté GMR) continue à augmenter lentement, mais sans pour autant être couplée à la sollicitation du côté GMR ; tandis que les pressions à l'extrémité GEX et dans le capteur 1 (situé côté GEX) diminuent à la même vitesse.
- lorsque l'injection est stoppée des deux côtés, la pression côté GMR chute rapidement, tandis que la pression dans le capteur 2 continue à augmenter lentement.

On peut donc faire les interprétations suivantes :

- aucune interférence en gaz n'existe entre les deux faces du bouchon de bentonite ;
- on confirme la présence probable d'une interface entre la face côté GEX et le capteur 1, vu le fort couplage entre les réponses de ces deux capteurs. Un mauvais gonflement

local de la bentonite dans cette zone peut expliquer la présence de ce chemin préférentiel d'écoulement ;

- la pression mesurée dans le capteur 2 est probablement une pression d'eau et indique la cinétique de resaturation du bouchon, vu qu'elle ne semble pas influencée par la pression d'injection côté GMR.

La migration de l'azote dans la bentonite n'est donc caractérisée que du côté GMR et semble très lente vu l'absence de réponse caractéristique dans le capteur 2. Or un important volume de gaz a été injecté durant ces deux phases (Figure 6-47) et il est difficile d'imaginer que tout l'azote migre dans la bentonite sans atteindre le capteur 2. D'autre part, il est peu probable que tout l'azote injecté soit dissous au sein de la phase liquide, vu que la capacité de dissolution dépend de la pression d'eau de la phase liquide (qui est faible vu que le bouchon est en phase de resaturation) et du coefficient de Henry de l'azote qui n'est pas particulièrement élevé (Tableau 3-2).

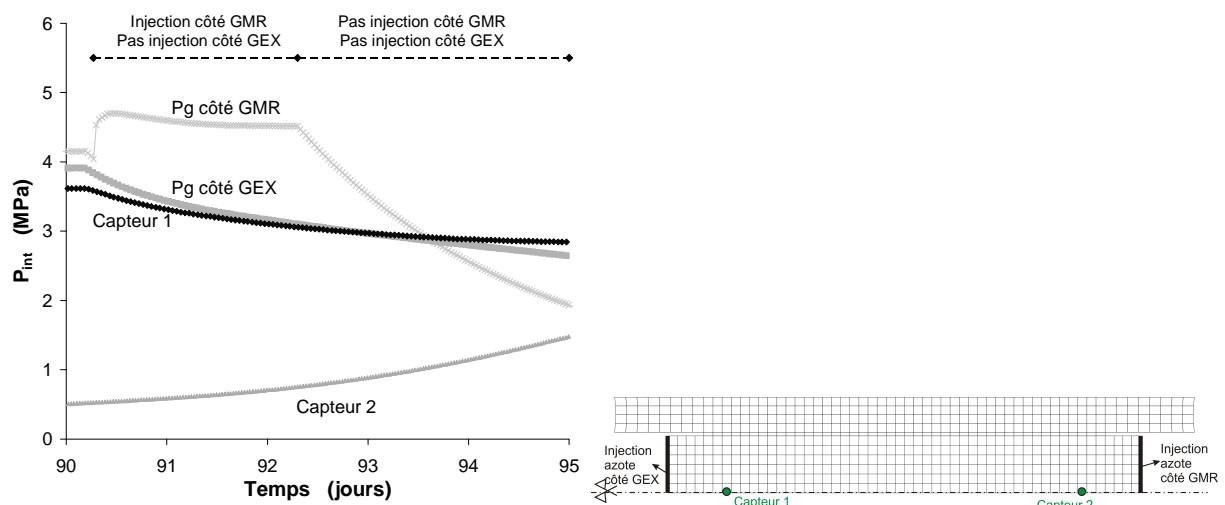


Figure 6-46 : Résultats expérimentaux dans les capteurs 1 et 2 et sur les deux extrémités du bouchon lors de la séquence d'injection II

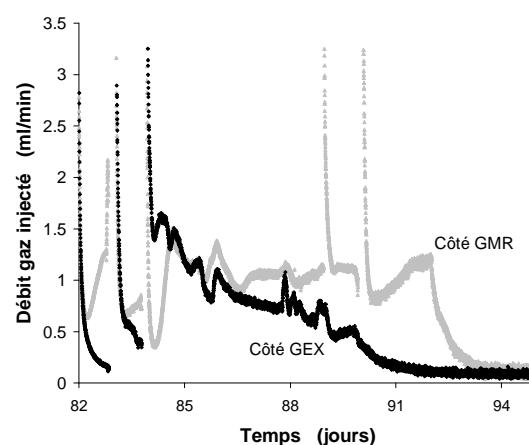


Figure 6-47 : Résultats expérimentaux : débit d'azote injecté aux deux extrémités du bouchon lors des séquences d'injection S1 et II

L'interprétation de telles données expérimentales est donc une tâche complexe, car les phénomènes sont probablement influencés par l'hétérogénéité du milieu et que les mécanismes de migration du gaz dans les roches argileuses ne sont pas encore clairement compris à l'échelle d'un échantillon testé en laboratoire. Une explication plausible est que l'azote migre préférentiellement dans la zone endommagée dans l'argilite autour du forage. Vu la présence de discontinuités dans l'EDZ, l'écoulement de gaz est favorisé dans cette direction plutôt qu'à travers le bouchon de bentonite. Des chemins préférentiels d'écoulement dans la bentonite peuvent également se développer et favoriser la migration de l'azote vers l'argilite. Si une telle hypothèse est vérifiée, un modèle hydro-mécanique tel que celui utilisé pour les modélisations prédictives ne sera pas suffisant pour reproduire numériquement les résultats expérimentaux. En effet, les propriétés de transfert de l'argilite ne dépendent jusqu'à présent pas du comportement mécanique du matériau et il n'est donc pas possible de reproduire l'augmentation de perméabilité à proximité du forage induite par l'endommagement de la roche suite au creusement. Des couplages hydro-mécaniques supplémentaires doivent être considérés dans notre modèle de comportement de l'argilite. Ils feront l'objet de la section 4 de ce chapitre.

D'autre part, le modèle hydro-mécanique en saturation partielle de la bentonite est extrêmement simple et ne permet pas de reproduire toute la complexité du comportement de ce matériau. Toute une série de propriétés de la bentonite comme la perméabilité évolue avec la densité du matériau et donc avec son gonflement. Actuellement, notre modèle ne prend pas en compte de tels couplages. D'autre part, des essais maquettes de resaturation de bouchons de bentonite développés par le CEA et reproduisant l'absorption en eau des scellements utilisés dans l'expérience PGZ2 montrent clairement le développement de fissures suite à l'apparition de forces de traction exercées sur le noyau par l'absorption d'eau, mais aussi par la présence de gradients de succions au sein du bouchon (de La Vaissière et al., 2010). Notre modèle de comportement actuel de la bentonite doit donc évoluer pour prendre en compte ces différents phénomènes.

3.3.7 Conclusions

L'expérience in-situ PGZ2 a pour objectif d'étudier le comportement au gaz de scellements en bentonite utilisés dans les alvéoles de stockage de déchets radioactifs. Des modélisations prédictives de l'essai ont été réalisées avec un modèle hydro-mécanique en saturation partielle. Ces modélisations ont montré la désaturation du bouchon provoquée par l'injection d'azote. Des pressions de gonflement plus faibles qu'attendues en cas de resaturation totale se développent dans la bentonite, ce qui peut éventuellement empêcher le bon confinement des ouvrages. Ensuite, une présentation des premiers résultats expérimentaux montre la difficulté d'interpréter actuellement la migration du gaz au sein du bouchon de bentonite et du massif d'argilite. Une explication possible et à confirmer serait que le gaz migre préférentiellement au sein de la zone endommagée dans l'argilite autour du forage et qu'il ne soit donc pas détecté rapidement dans les différents capteurs situés dans le bouchon de bentonite.

Les principaux enseignements à tirer à ce stade d'un point de vue numérique des premières modélisations de l'expérience in-situ sont les suivantes :

- les prédictions numériques sont fortement influencées par l'évolution de la perméabilité au gaz et de la courbe de rétention dans la zone quasi saturée. Or peu de données expérimentales existent dans ce domaine de saturation ;

- le modèle hydro-mécanique en saturation partielle basé sur des écoulements biphasiques continus n'est pas suffisant pour reproduire les résultats observés in-situ, car un tel modèle ne prend pas en compte des effets tels que l'éventuelle augmentation de la perméabilité dans la zone endommagée ou le développement de chemins préférentiels d'écoulement ;
- le modèle de comportement utilisé pour la bentonite est actuellement très simple. Il permet de reproduire le développement de pressions de gonflement dans la bentonite lors de l'adsorption d'eau, mais il ne prend pas en compte l'évolution avec la densité de certains paramètres du matériau tels que la perméabilité ou la courbe de rétention. Un plus grand nombre de données expérimentales à ce sujet serait dès lors intéressant pour pouvoir faire évoluer notre modèle ;
- la perméabilité au gaz de la bentonite utilisée dans les modélisations prédictives est trop élevée et conduit à un écoulement quasiment instantané du gaz dans l'ensemble de l'échantillon, ce qui n'est pas représentatif des observations expérimentales. Peu de données expérimentales existent malheureusement pour évaluer l'évolution de la perméabilité au gaz avec le degré de saturation.

3.4 Conclusions

La modélisation hydro-mécanique de différents problèmes de transfert de gaz dans des roches argileuses a été réalisée. Le premier problème est un exemple académique 1D axisymétrique d'injection de gaz dans une cavité non soutenue. La deuxième simulation consiste en la modélisation 2D axisymétrique d'une expérience in-situ menée dans le laboratoire souterrain de l'Andra à Bure. De l'azote est injecté au sein d'un bouchon de bentonite initialement désaturé et placé dans un forage de petit diamètre creusé dans l'argilite du Callovo-Oxfordien. L'objectif est d'évaluer la compétition dans la bentonite entre l'adsorption d'eau venant du massif rocheux et la migration du gaz.

Ces deux modélisations sont réalisées avec un modèle hydro-mécanique en saturation partielle tel que défini au chapitre 3. Les simulations montrent l'influence importante de la perméabilité au gaz et de la courbe de rétention des roches argileuses dans la zone quasi saturée, où peu de données expérimentales sont actuellement disponibles.

Lors de l'exemple académique 1D, les résultats numériques prédisent des pressions de gaz de l'ordre de 7 MPa en paroi de galerie suite à la production de gaz par corrosion. Nous avons montré au chapitre 2 que lorsque de telles pressions sont atteintes, les écoulements de gaz dans les roches argileuses ne sont plus nécessairement continus. Des chemins préférentiels d'écoulement peuvent se développer et favoriser la migration des radionucléides. Lors de la modélisation de l'expérience PGZ2, nous avons constaté que les modélisations ne permettaient pas de reproduire la cinétique de migration du gaz dans les matériaux. L'hypothèse retenue est l'existence de chemins préférentiels d'écoulement autour du forage, dans la zone endommagée du massif d'argilite du Callovo-Oxfordien, dans lesquels le gaz s'écoulerait dès lors de manière privilégiée.

Dans ces deux exemples, on constate la présence de voies privilégiées pour les transferts de gaz, qu'elles soient créées par l'excavation des galeries ou par la montée en pression. Les modèles actuels qui reposent sur une approche d'écoulements biphasiques continus ne sont

donc pas des modèles prédictifs pour un certain nombre d'essais réalisés pour étudier le comportement de l'argilite suite à des sollicitations hydro-mécaniques. Il est donc nécessaire de faire évoluer ces modèles pour prendre en compte des phénomènes non continus.

4. Migration de gaz dans les roches argileuses avec développement de chemins préférentiels

4.1 *Introduction*

Les deux modélisations hydro-mécaniques de transfert de gaz dans les roches argileuses réalisées à la section précédente ont montré les limites de notre modèle. Dans sa formulation actuelle, il ne permet en effet pas de reproduire le développement de chemins préférentiels d'écoulement pour le gaz. L'origine de ces chemins préférentiels peut être :

- l'hétérogénéité naturelle des roches argileuses qui favorise des écoulements le long des plus grands pores interconnectés ;
- la présence de discontinuités antérieures au creusement dans les roches argileuses, qui sont réactivées par la montée en pression du gaz ;
- l'existence d'une zone endommagée dans les roches argileuses situées à proximité des galeries et induites par l'excavation.

Pour reproduire de manière précise les écoulements dans les roches argileuses, il est dès lors important de disposer d'un modèle d'écoulement biphasique eau – gaz, auquel il faut ajouter des outils numériques supplémentaires. Un relevé des différentes approches numériques existantes pour modéliser le développement de chemins préférentiels d'écoulement a été présenté au chapitre 2. Dans le cadre de cette thèse, nous avons fait le choix d'utiliser une approche en adéquation avec les outils numériques déjà disponibles, à savoir le code aux éléments finis Lagamine. Notre choix s'est porté sur l'« embedded fracture model » (Alonso et al., 2006 ; Olivella & Alonso, 2008). Avec cette approche numérique, on considère le développement de fractures créées par extension dans les matériaux argileux qui se traduit par une augmentation de la perméabilité et une modification de la courbe de rétention du matériau. L'« embedded fracture model » permet donc à l'aide de couplages hydro-mécaniques supplémentaires de moyenner les propriétés d'écoulement de la matrice rocheuse et des fractures d'extension au sein d'un volume représentatif. L'avantage principal de cette méthode est de prendre en compte explicitement le comportement mécanique des roches argileuses pour reproduire le développement de chemins préférentiels. Cependant, il présente quelques limitations comme la géométrie simplifiée des fractures considérées et leur développement uniquement en situation de traction.

Nous présenterons donc la formulation complète de ce couplage hydro-mécanique supplémentaire et nous verrons dans quelle mesure cette extension au modèle de base modifie la matrice de rigidité développée au chapitre 4. Ensuite, deux applications mettant en évidence le développement de chemins préférentiels seront modélisées. Nous avons fait le choix de modéliser des essais en laboratoire, plus faciles à interpréter en termes de résultats expérimentaux que des essais *in situ* tels que l'essai PGZ2. La première étape consiste en la modélisation d'un essai en laboratoire sur un cylindre creux d'argilite du Callovo-Oxfordien. Cet essai a été réalisé par le centre de recherches allemand GRS (Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit). Dans cet exemple, la sollicitation mécanique engendre l'endommagement de l'argilite, si bien qu'une augmentation de perméabilité est observée. La comparaison entre la réponse à des tests hydrauliques réalisés expérimentalement sur le

matériau et des prédictions numériques permettra de montrer comment de tels couplages hydro-mécaniques peuvent reproduire l'augmentation de perméabilité dans l'échantillon. Le deuxième exemple consiste en la modélisation d'essais de transfert de gaz dans des échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien. Ces expériences ont été réalisées au British Geological Survey et mettent en évidence le développement de chemins préférentiels d'écoulement lorsque la pression d'injection de gaz atteint une certaine valeur. Il sera intéressant de confronter notre modèle de comportement aux résultats expérimentaux.

L'originalité de notre approche consiste en la mise en évidence, par la modélisation de deux essais en laboratoire, de l'influence de chacun des paramètres du modèle, à savoir d'une part l'augmentation de perméabilité, d'autre part la modification de la courbe de rétention du matériau et finalement les propriétés d'écoulement de la roche argileuse (perméabilité au gaz, perméabilité à l'eau).

4.2 Extension du modèle de base

4.2.1 Définitions

Dans ce document, nous adopterons une convention de signe du type « mécanique du solide », où les contraintes et déformations sont de signe négatif en compression. Nous appellerons :

- **déformation de traction** une déformation de signe positif et d'incrément positif;
- **déformation d'extension** une déformation de signe négatif, mais d'incrément positif.

4.2.2 Couplage perméabilité – déformation

Des couplages hydro-mécaniques supplémentaires sont ajoutés au modèle hydro-mécanique en saturation partielle présenté au chapitre 3. Ils permettent de reproduire le développement de chemins préférentiels d'écoulement en liant la perméabilité aux déformations grâce à l'« embedded fracture model » (Alonso et al., 2006; Olivella & Alonso, 2008). L'idée de base est de considérer que des fractures d'extension peuvent être créées dans le matériau et que cela conduit à une augmentation importante de la perméabilité à l'eau et au gaz le long de ces fractures. La perméabilité de ces fractures peut être reliée à leur ouverture, qui peut être elle-même liée aux déformations. Avec le modèle proposé, les propriétés d'écoulement de la matrice rocheuse et des fractures sont moyennées au sein d'un volume représentatif, au sein duquel des modèles d'écoulement continus du type Darcy sont utilisés.

On considère dans ce modèle qu'une fracture est constituée de deux surfaces planes et parallèles (Figure 6-48). Cette hypothèse est réductrice, car elle ne prend pas en compte la variabilité de l'état des épontes de la fracture, mais elle présente l'avantage de pouvoir déterminer facilement la perméabilité de la fracture à partir de la loi de Poiseuille et en supposant des flux laminaires :

$$K_{fracture} = \frac{b^2}{12} \quad (6-12)$$

avec b l'ouverture de la fracture.

Si un ensemble de n fractures parallèles sont contenues dans un élément fini de largeur s (Figure 6-48), la perméabilité équivalente à l'eau ou au gaz K de l'élément dans la direction parallèle à la fracture peut être calculée :

$$\begin{aligned}
 K &= K_{matrix} \left(\frac{s-nb}{s} \right) + \sum_{i=1}^n \left(k_{fracture} \frac{b}{a} \frac{a}{s} \right) \\
 &= K_{matrix} \left(\frac{s-nb}{s} \right) + \sum_{i=1}^n \left(k_{fracture} \frac{b}{a} \frac{1}{n} \right) \\
 &\cong K_{matrix} + \frac{b^3}{12a}
 \end{aligned} \tag{6-13}$$

avec K_{matrix} la perméabilité à l'eau ou au gaz de la matrice rocheuse et $a = s/n$ l'espacement entre deux discontinuités.

L'augmentation de perméabilité dans la direction des fractures rend le tenseur de perméabilité anisotrope. Dans la direction parallèle aux fractures, la perméabilité de la matrice rocheuse ne sera prépondérante que dans le cas de fractures très fines et très espacées. Dans le cas contraire, la perméabilité du milieu sera une perméabilité de fractures. Le tenseur anisotrope de perméabilité peut s'écrire sous forme indicelle:

$$K_{ij} = K_{matrix} + \frac{b^3}{12a} (\delta_{ij} - n_i n_j) \tag{6-14}$$

avec \underline{n} le vecteur normal à la fracture.

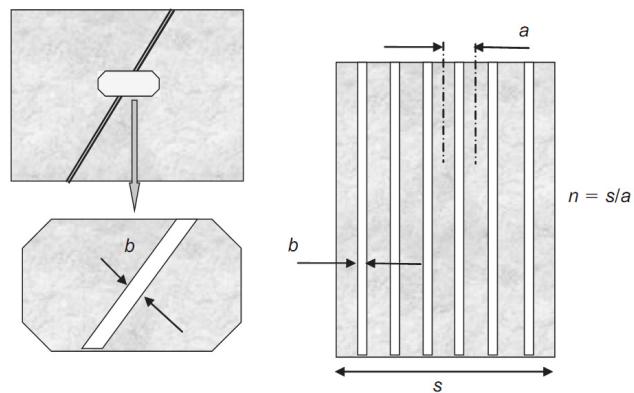


Figure 6-48 : Vue schématique d'une fracture d'ouverture b et d'un élément fini contenant n fractures parallèles
– Embedded fracture model (Olivella & Alonso, 2008)

Un second processus hydraulique est à prendre lors de l'ouverture de fractures. Il s'agit de la modification de la pression capillaire suite à l'évolution de l'ouverture des fractures. Ainsi la pression capillaire nécessaire pour désaturer une fracture dépend de son ouverture b et est obtenue à partir de la loi de Jurin (équation 2-31 en supposant que l'angle de contact est nul) :

$$p_{ae} = \frac{2\sigma_{GL}}{b} \tag{6-15}$$

avec p_{ae} la pression d'entrée d'air et σ_{GL} la tension de surface à une interface liquide – gaz. Il est dès lors possible d'obtenir une relation exprimant la pression capillaire nécessaire pour démarrer la désaturation en fonction de la perméabilité à partir des équations 6-16 et 6-17 :

$$p_{ae} = p_{ae,0} \frac{\sqrt[3]{K_0}}{\sqrt[3]{K}} \quad (6-16)$$

L'expression de la pression d'entrée d'air peut ensuite être utilisée dans la formulation de la courbe de rétention, comme par exemple celle de van Genuchten qui est fréquemment utilisée dans les modélisations numériques (équation 2-6). Et ce même si la pression d'entrée d'air utilisée dans cette formulation n'est pas à strictement parler une pression d'entrée d'air vu qu'une très faible désaturation est obtenue dès qu'une pression capillaire se développe.

On dispose dès lors jusqu'à présent d'un modèle qui couple la perméabilité et la courbe de rétention à un paramètre mécanique, à savoir l'ouverture des fractures. L'ouverture des fractures est en réalité contrôlée par les déformations normales à ces fractures. L'obtention d'une relation entre la perméabilité et les déformations présente l'avantage qu'elle peut être facilement intégrée dans un code de calculs aux éléments finis, car les déformations sont une variable aisément obtenue aux points d'intégration de Gauss. Pour obtenir la relation entre l'ouverture et la déformation, on va supposer que la fracture est éventuellement déjà existante et qu'elle présente une ouverture b_0 . Il vient alors :

$$\begin{aligned} b &= b_0 + \Delta b \quad \text{pour } \Delta b \geq 0 \\ \Delta b &= a(\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle) = \frac{s}{n}(\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle) \end{aligned} \quad (6-17)$$

avec $\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle = \begin{cases} \varepsilon_n - \varepsilon_0 & \text{si } \varepsilon_n \geq \varepsilon_0 \\ 0 & \text{si } \varepsilon_n < \varepsilon_0 \end{cases}$, b_0 l'ouverture initiale de la fracture, Δb la variation de

l'ouverture, ε_n la déformation normale à la fracture et ε_0 est la déformation à partir de laquelle des fractures apparaissent.

On introduit donc dans la relation une déformation seuil ε_0 qui contrôle le comportement de la fracture. Différentes situations peuvent se présenter :

- Aucune fracture n'est initialement présente dans le matériau ($b_0 = 0$). Les fractures seront créées lorsque la résistance en traction du matériau σ_t est atteinte. La déformation seuil ε_0 introduite dans la relation 6-20 est la déformation de traction ($\varepsilon_0 > 0$) pour laquelle une augmentation de perméabilité est observée. Elle est donc liée à la résistance en traction du matériau. C'est le cas illustré à la Figure 6-49 (a).
- Des fractures préexistent dans le matériau. Elles peuvent être toujours ouvertes ($b_0 > 0$) ou être fermées suite à un éventuel confinement ($b_0 = 0$). L'évolution de leur ouverture dépend de l'évolution des déformations. Il est possible de rouvrir les fractures lors du déconfinement du matériau lorsque la déformation d'extension (ou de décompression) est supérieure à la déformation seuil ε_0 ($\varepsilon_0 \leq 0$). C'est le cas illustré à la Figure 6-49 (b), où l'on montre qu'un cycle charge – décharge permet de fermer puis de rouvrir la fracture préexistante.

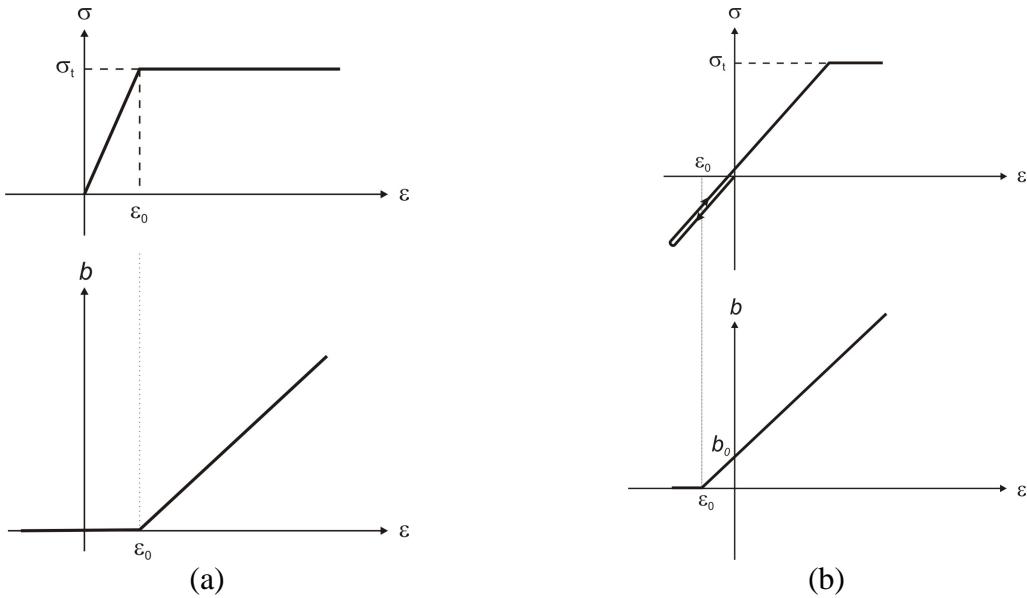


Figure 6-49 : Evolution de l'ouverture d'une fracture en fonction de la déformation - (a) Aucune fracture préexistante et (b) fracture préexistante d'ouverture b_0 (d'après Olivella & Alonso, 2008)

Il est dès lors possible d'exprimer l'évolution de la perméabilité dans un élément fini en fonction de la déformation :

$$\begin{aligned}
 K_{ij} &= K_{matrix} + \frac{(b_0 + a(\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle))^3}{12a} (\delta_{ij} - n_i n_j) \\
 &= K_{matrix} + \frac{b_0^3}{12a} \left(1 + \frac{a(\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle)}{b_0} \right)^3 (\delta_{ij} - n_i n_j) \\
 &= K_{matrix} + K_0 (1 + \lambda(\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle))^3 (\delta_{ij} - n_i n_j)
 \end{aligned} \tag{6-18}$$

où l'on introduit K_0 la perméabilité de la fracture initiale et $\lambda = a/b_0$ un paramètre qui théoriquement peut être obtenu à partir de l'espacement entre les discontinuités, mais qui en pratique est un paramètre très difficile à déterminer. On considère dès lors que ce paramètre permet de fitter les résultats expérimentaux et qu'il englobe toute une série d'informations, comme la densité des fractures, la rugosité des épontes de la fracture à cause desquelles l'expression des flux dans les discontinuités s'écarte de la loi de Poiseuille...

Dès lors, si les fractures sont inclinées d'un angle α par rapport à l'axe des abscisses (compté positivement dans le sens trigonométrique), l'équation (6-18) s'écrit :

$$K_{ij} = K_{matrix} + K_0 (1 + \lambda(\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle))^3 \beta_{ij}(\alpha) \tag{6-19}$$

avec

$$\beta_{ij}(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 - \sin^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & 1 - \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \tag{6-20}$$

En pratique, on suppose que les fractures sont orientées dans la direction perpendiculaire à celle de la déformation principale maximale ε_1 et que la perméabilité est augmentée le long de l'axe de ces discontinuités d'extension. Dès lors, en supposant que $\varepsilon_n = \varepsilon_1$, l'équation (6-19) devient :

$$K_{ij} = K_{matrix} + K_0 \left(1 + \lambda (\langle \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \rangle)\right)^3 \beta_{ij}(\alpha) \quad (6-21)$$

avec

$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{2\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}} \right) - \frac{\pi}{2} \quad (6-22)$$

avec ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{xy} les composantes du tenseur de déformations dans les axes principaux.

De la même manière que pour la perméabilité, la pression d'entrée d'air s'écrit en fonction des déformations de traction :

$$\begin{aligned} p_{ae} &= \frac{2\sigma_{GL}}{b_0 + a(\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle)} \\ &= \frac{2\sigma_{GL}}{b_0 \left(1 + \frac{a}{b_0} (\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle)\right)} \\ &= p_{ae,0} \frac{1}{1 + \lambda (\langle \varepsilon_n - \varepsilon_0 \rangle)} \\ &= p_{ae,0} \frac{1}{1 + \lambda (\langle \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \rangle)} \end{aligned} \quad (6-23)$$

Ce couplage hydro-mécanique supplémentaire permet donc de relier une augmentation de perméabilité et une diminution de la pression d'entrée d'air aux déformations. Deux paramètres interviennent dans ce modèle, à savoir la déformation seuil ε_0 et un paramètre de fittage prenant en compte les caractéristiques des épontes (λ).

4.2.3 Modification de la formulation éléments finis

La prise en compte d'un couplage hydro-mécanique supplémentaire modifie la composition de la matrice de rigidité développée au chapitre 4. La procédure de linéarisation des équations de bilan telle qu'effectuée au chapitre 4 reste identique, mais il faut à présent prendre en compte l'opération de linéarisation du tenseur de perméabilité, qui dépend maintenant du champ des déplacements. Si l'on considère que le tenseur des déformations ne subit pas de rotation durant la simulation, il vient :

$$dK_{ij}^{\tau 1} = \frac{\partial K_{ij}^{\tau 1}}{\partial \varepsilon_n^{\tau 1}} = 3\lambda K_0 \left(1 + \lambda (\varepsilon_n^{\tau 1} - \varepsilon_0)^2\right) (\delta_{ij} - n_i n_j) \frac{\partial du_k^{\tau 1}}{\partial x_l^{\tau 1}} \quad (6-24)$$

Dans le cas simplifié d'un problème avec un écoulement monophasique, la matrice de rigidité globale peut s'écrire comme à l'équation 4-37 :

$$\begin{bmatrix} E^{\tau 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{MM_{(6x6)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{WM_{(6x3)}^{\tau 1}}^{2D} \\ K_{MW_{(3x6)}^{\tau 1}}^{2D} & K_{WW_{(3x3)}^{\tau 1}}^{2D} \end{bmatrix} \quad (6-25)$$

Les différents termes de ces matrice de rigidité sont identique à ceux développés au chapitre 4, sauf pour les termes K_{MW}^{2D} qui vont à présent contenir une contribution supplémentaire :

$$K_{MW_{(3x6)}^{\tau 1}}^{2D} = \begin{bmatrix} -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{11}^{\tau 1} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} + H_{111} & f_2^{\tau 1} + H_{112} & -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{11}^{\tau 1} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} + H_{121} & -f_1^{\tau 1} + H_{122} & 0 & 0 \\ -f_2^{\tau 1} + H_{211} & -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{22}^{\tau 1} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} + H_{212} & f_1^{\tau 1} + H_{221} & -\rho_w^{\tau 1} \frac{K_{22}^{\tau 1} k_{r,w}^{\tau 1}}{\mu_w} \frac{\partial p^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} + H_{222} & 0 & 0 \\ A + \dot{S}^{\tau 1} & 0 & 0 & A + \dot{S}^{\tau 1} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6-26)$$

avec

$$H_{11mp}^{\tau 1} = -\rho_w^{\tau 1} \frac{V_{11mp}^{\tau 1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p_w^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} + \rho_w^{\tau 1} g_1 \right) - \rho_w^{\tau 1} \frac{V_{12mp}^{\tau 1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p_w^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} + \rho_w^{\tau 1} g_2 \right) \quad (6-27)$$

$$H_{21mp}^{\tau 1} = -\rho_w^{\tau 1} \frac{V_{21mp}^{\tau 1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p_w^{\tau 1}}{\partial x_1^{\tau 1}} + \rho_w^{\tau 1} g_1 \right) - \rho_w^{\tau 1} \frac{V_{22mp}^{\tau 1}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p_w^{\tau 1}}{\partial x_2^{\tau 1}} + \rho_w^{\tau 1} g_2 \right) \quad (6-28)$$

et

$$V_{ijmp}^{\tau 1} = 3\lambda K_0 \left(1 + \lambda (\varepsilon_n^{\tau 1} - \varepsilon_0)^2 \right) (\delta_{ij} - n_i n_j) \frac{\partial \varepsilon_n^{\tau 1}}{\partial \varepsilon_{mp}^{\tau 1}} \quad (6-29)$$

L'expression complète de la matrice de rigidité, prenant en compte l'éventuelle rotation du tenseur des déformations en cours de modélisation, est développée dans Levasseur et al. (2010).

4.3 Application 1 : Ecoulement dans un échantillon d'argile endommagé par le chargement mécanique

Dans le cadre du projet européen Timodaz, un essai de mesure de la perméabilité à l'eau sur un cylindre creux d'argile du Callovo-Oxfordien a été réalisé par le centre de recherches GRS (Zhang, 2010). Même si les propriétés de transfert du gaz n'ont pas été caractérisées, cet essai est néanmoins intéressant car il met en évidence l'évolution de la perméabilité à l'eau avec le chargement mécanique. La modélisation de cet essai permet de mettre en évidence les capacités du couplage perméabilité – déformation à reproduire des comportements observés expérimentalement.

4.3.1 Description de l'essai et des résultats expérimentaux

Un essai de caractérisation de la perméabilité à l'eau a été réalisé par le centre de recherches de GRS sur un cylindre creux d'argile du Callovo-Oxfordien. Le cylindre creux présente une hauteur de 46 cm, un diamètre extérieur de 28 cm et un diamètre intérieur de 10 cm. Le cylindre creux a été creusé perpendiculairement au plan de stratification de l'argile. Une longue phase de resaturation des échantillons est initialement réalisée, sans pour autant pouvoir s'assurer à son terme de la resaturation totale de l'argile vu le grand volume du cylindre. Un degré de saturation de 89% est ainsi mesuré sur l'échantillon au terme de la phase de resaturation. Les caractéristiques initiales de l'argile déterminées par GRS sont reprises au Tableau 6-8.

Dimensions	Densité grains	Densité	Densité sèche	Porosité	Teneur en eau	Degré de saturation	Succion initiale
(mm)	ρ_s (g/cm ³)	ρ (g/cm ³)	ρ_d (g/cm ³)	ϕ (%)	w (%)	$S_{r,w}$ (%)	s (MPa)
D = 280 d = 100 L = 460	2.70	2.41	2.26	15.8	6.2	89.0	10.0

Tableau 6-8 : Caractéristiques pré-test de l'argile du Callovo-Oxfordien lors de l'essai cylindre creux (d'après Zhang, 2010)

L'objectif de l'expérience est de reproduire les sollicitations mécaniques rencontrées dans les alvéoles de stockage, à savoir la redistribution des contraintes engendrées par le creusement et la phase d'attente. La perméabilité axiale à l'eau est mesurée durant les différentes étapes, de manière à mettre en évidence le développement d'une zone endommagée à proximité de la paroi intérieure et son influence sur les caractéristiques de transfert.

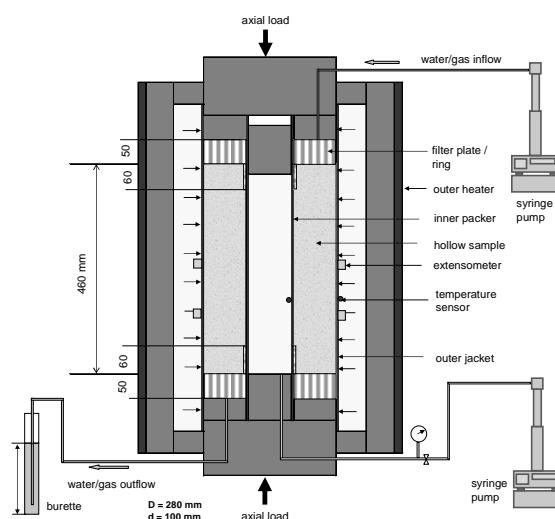


Figure 6-50 : Dispositif expérimental de l'essai sur cylindre creux (Zhang, 2010)

La Figure 6-50 (a) présente schématiquement la cellule utilisée pour les essais. L'essai se déroule en conditions d'état plan de déformation (déplacements axiaux empêchés et contrôle du confinement radial extérieur et intérieur). Des pierres poreuses sont placées de part et d'autre du cylindre creux de manière à assurer le drainage de l'échantillon. Après une phase de confinement à 15 MPa (phase I), le creusement du forage est reproduit en diminuant la contrainte radiale interne jusqu'à 1 MPa et en maintenant constante la contrainte radiale

externe (phase II). La perméabilité axiale au gaz est alors testée et ne semble pas évoluer durant cette phase (Figure 6-51). Afin d'augmenter l'endommagement de la roche, la contrainte radiale externe est alors rapidement augmentée jusqu'à 24 MPa puis diminuée à 15 MPa, tout en maintenant la contrainte radiale interne à la pression atmosphérique (phase III). Une augmentation de la perméabilité axiale au gaz 5 à 6 ordres de grandeur est alors observée (Figure 6-51). Les déformations radiales internes et externes sont suivies en cours d'essai (Figure 6-52) et montrent le passage par un pic et le développement de déformations résiduelles dans les déformations radiales internes (phase III). Finalement, des tests d'injection d'eau à pression contrôlée sont réalisés sur la face supérieure de l'échantillon (phase IV). Ces injections sont entrecoupées de période où la relaxation du système est observée (Figure 6-53). Le volume d'eau injecté est enregistré et nous servira de comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions numériques.

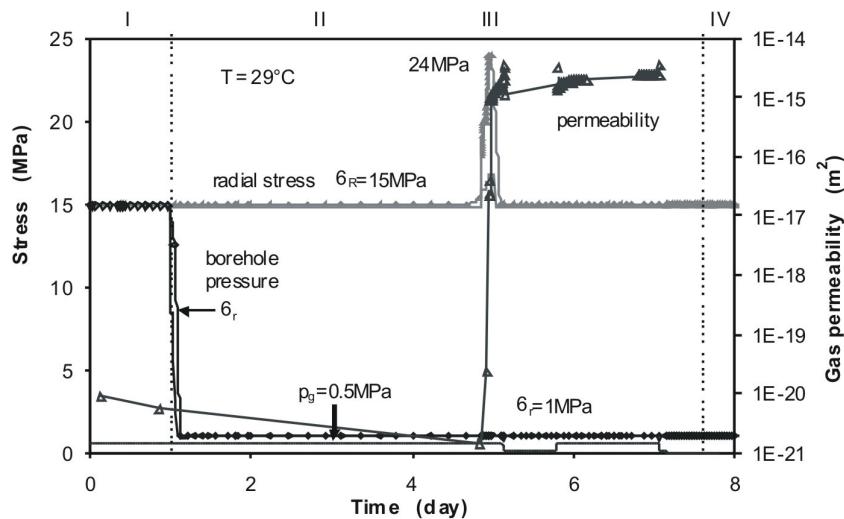


Figure 6-51 : Evolution des contraintes radiales interne et externe et de la perméabilité en cours d'essai durant les phases de confinement (phase I), de creusement (phase II) et d'augmentation de l'EDZ (phase III) (d'après Zhang, 2010)

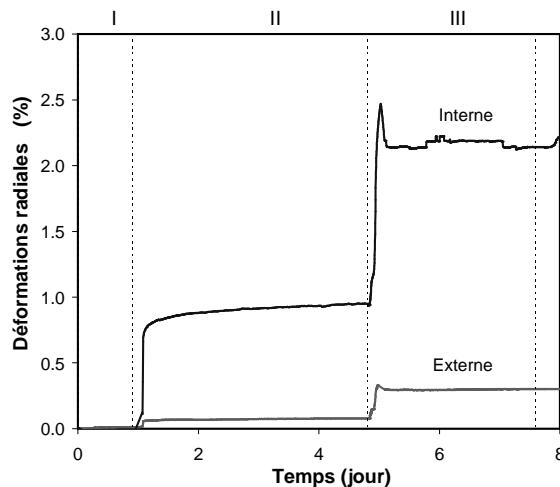


Figure 6-52 : Evolution des déformations radiales interne et externe en cours d'essai durant les phases de confinement (phase I), de creusement (phase II) et d'augmentation de l'EDZ (phase III) (d'après Zhang, 2010)

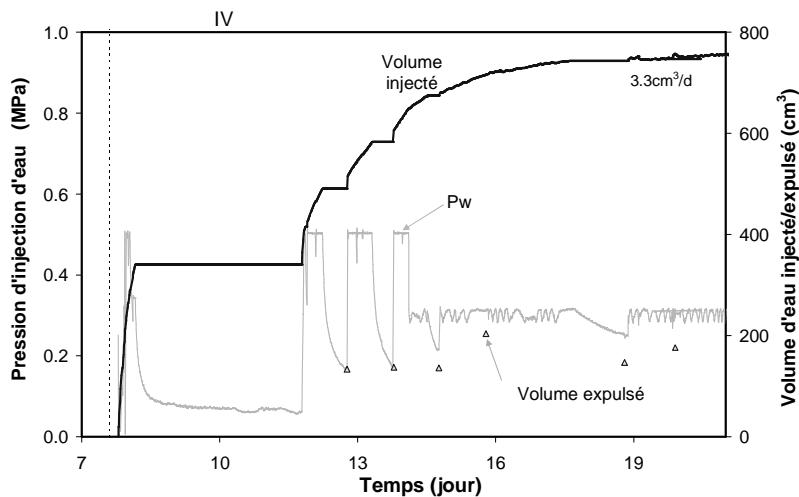


Figure 6-53 : Evolution de la pression d'injection et du volume d'eau injecté durant les tests hydrauliques (phase IV), la période de chauffage (phase V) et de refroidissement (phase VI) (d'après Zhang, 2010)

4.3.2 Définition du problème

Une modélisation 2D axisymétrique de l'essai sur le cylindre creux d'argile du Callovo-Oxfordien est présentée. Le maillage prend en compte l'argile, mais aussi la pierre poreuse supérieure, ce qui sera important pour la modélisation des tests hydrauliques. La géométrie du problème est présentée à la Figure 6-54 (a). Les conditions initiales dans l'argile sont celles données par GRS suite aux mesures pré-test, à savoir une succion de 10 MPa. Les conditions sont isothermes ($T = 29^\circ\text{C}$) et à pression de gaz imposée ($p_g = 0.1 \text{ MPa}$). Les déplacements axiaux sont empêchés durant toute la simulation.

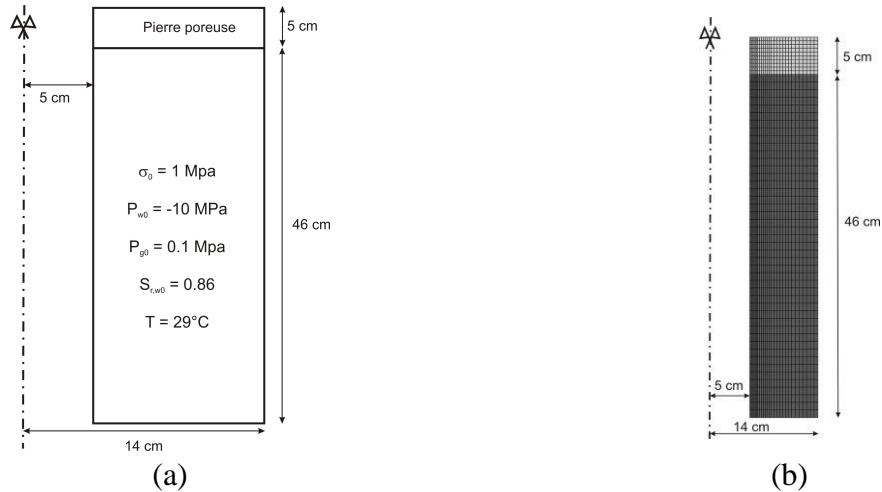


Figure 6-54 : (a) Géométrie et conditions initiales du problème et (b) maillage

La phase de consolidation (phase I) est tout d'abord modélisée en appliquant durant 1 jour une contrainte radiale de 15 MPa à l'intrados et l'extrados du cylindre. Une condition limite hydraulique de suintement est appliquée à la base et au sommet de l'échantillon, si bien que de l'eau ne peut être expulsée que lorsque la pression d'eau atteint la pression atmosphérique.

La phase de creusement (phase II) est reproduite en diminuant la contrainte radiale interne de 15 MPa à 1 MPa et en la maintenant ensuite constante pendant 4,8 jours ($t_{tot} = 5,8$ jours). La contrainte radiale externe est maintenue constante à 15 MPa durant cette phase. Les conditions hydrauliques restent les mêmes que précédemment.

Lors de la phase d'intensification de l'EDZ (phase III), la contrainte radiale externe est augmentée de 15 MPa à 24 MPa, puis immédiatement diminuée et maintenue constante à 15 MPa durant 2 jours ($t_{tot} = 7,8$ jours). La contrainte radiale interne est maintenue constante à 1 MPa durant toute cette phase. Les conditions limites hydrauliques sont identiques. La Figure 6-55 (a) résume la sollicitation mécanique imposée durant ces trois premières phases.

Finalement, les conditions limites mécaniques restent identiques à celles de la fin de la phase III durant les tests hydrauliques (phase IV). Quatre injections d'eau sont modélisées en imposant une pression d'eau de 0,5 MPa au sommet de la pierre poreuse. Ces séquences d'injection sont entrecoupées par des périodes où une condition imperméable est supposée au sommet de la pierre poreuse (de manière à reproduire les périodes sans injection). Les injections d'eau sont réalisées entre les temps totaux suivants (Figure 6-55 (b)):

- entre $t_{tot} = 7,8$ jours et $t_{tot} = 8,185$ jours ;
- entre $t_{tot} = 11,8$ jours et $t_{tot} = 12,23$ jours ;
- entre $t_{tot} = 12,76$ jours et $t_{tot} = 13,23$ jours.

Ensuite, une pression d'eau de 0,3 MPa est imposée au sommet de la pierre poreuse à partir de $t_{tot} = 13,76$ jours jusqu'au temps $t_{tot} = 25,77$ jours. Durant toute la phase IV, une condition limite de suintement est appliquée à la base de l'échantillon, si bien que seules des expulsions d'eau sont possibles lorsque la pression à la base atteint la pression atmosphérique. Durant cette phase, il est important de modéliser la pierre poreuse, car l'eau qui y est contenue peut continuer à s'écouler dans l'argile même durant les phases où la relaxation du système est observée lors de l'interruption des injections. Dès lors, de tels transferts doivent être pris en compte si l'on souhaite comparer les volumes d'eau injectés observés expérimentalement et obtenus numériquement.

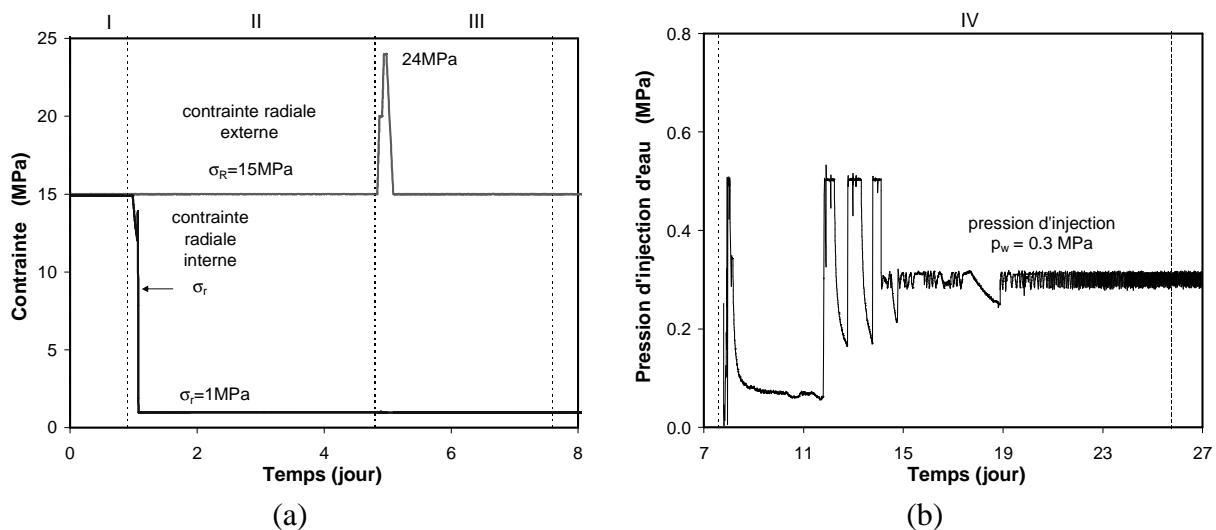


Figure 6-55 : (a) Chargement mécanique durant les phases de consolidation (phase I), de creusement (phase II) et d'intensification de l'EDZ (phase III) et (b) évolution de la pression d'eau imposée au sommet du cylindre creux durant les tests hydrauliques (phase IV)

4.3.3 Modèle hydro-mécanique et paramètres

Le modèle hydro-mécanique en saturation partielle présenté au chapitre 3 est utilisé, en y ajoutant un couplage perméabilité – déformation via l' « embedded fracture model » tel que exposé à la section 4.2 de ce chapitre. Quelques informations complémentaires concernant les modèles hydrauliques et mécaniques de l'argile et de la pierre poreuse sont donnés ci-dessous.

4.3.3.1 Modèle hydraulique de l'argilite

La pression de gaz étant supposée constante, les transferts de fluides ne sont assurés que par l'advection de la phase liquide et par la diffusion de la vapeur d'eau et de l'air sec au sein de la phase gazeuse. La courbe de rétention de van Genuchten (1980) est considérée (équation 6-1), de même que la courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten (équation 6-2) pour reproduire les écoulements en conditions partiellement saturées. Les paramètres utilisés pour la courbe de rétention sont ceux préconisés par l'Andra dans son référentiel (Andra, 2005). Pour la perméabilité relative à l'eau, nous avons calibré la courbe de manière à reproduire au mieux les données expérimentales (Figure 6-4). Les paramètres utilisés sont détaillés au Tableau 6-9.

4.3.3.2 Modèle mécanique de l'argilite

La loi de comportement mécanique de l'argilite du Callovo-Oxfordien est un modèle élastoplastique non associé avec une surface de plasticité de Van-Eekelen. L'expression exacte mathématique du modèle mécanique est développée à l'annexe 4. Un écrouissage isotrope de l'angle de frottement est considéré de façon à reproduire les déformations observées expérimentalement. Les déformations plastiques sont supposées induire un écrouissage de la surface de plasticité, qui est introduite via une évolution hyperbolique de l'angle de frottement en fonction des déformations plastiques équivalentes ε_{eq}^p :

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{(\varphi_f - \varphi_0)\varepsilon_{eq}^p}{\beta_\varphi + \varepsilon_{eq}^p} \quad (6-30)$$

avec β_φ la valeur de la déformation plastique équivalente pour laquelle la moitié de l'écrouissage sur l'angle de frottement est atteint et

$$\varepsilon_{eq}^p = \int_0^t \dot{\varepsilon}_{eq}^p dt \quad \text{et} \quad \dot{\varepsilon}_{eq}^p = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p} \quad (6-31)$$

Le modèle mécanique de l'argilite est écrit en fonction d'une contrainte effective de Bishop (équation 6-7). Les paramètres mécaniques de l'argilite sont présentés au Tableau 6-9.

Paramètres hydrauliques			Paramètres mécaniques et poromécaniques			
$K_{w,rad}^{sat}$	Perméabilité radiale à l'eau	10^{-19} m^2	E	Module de Young drainé	4000 MPa	
$K_{w,ax}^{sat}$	Perméabilité axiale à l'eau	$8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	v	Coefficient de Poisson drainé	0.30	
ϕ	Porosité	0.15	c	Cohésion	3 MPa	
τ	Tortuosité	0.25	φ_0	Angle de frottement interne initial	12.5°	
P_r	Paramètre de van Genuchten	15 MPa	φ_f	Angle de frottement interne final	20 °	
n	Paramètre de van Genuchten	1.49	β_φ	Paramètre d'écrouissage	0.01	
m	Paramètre de van Genuchten	0.55	b	Coefficient de Biot	1	
$S_{res,w}$	Saturation résiduelle en eau	0				

Tableau 6-9 : Paramètres hydro-mécaniques de l'argilite du Callovo-Oxfordien

4.3.3.3 Modèle hydraulique de la pierre poreuse

Une grande perméabilité à l'eau est utilisée pour la pierre poreuse. La courbe de rétention est définie sur base d'une relation de van Genuchten (équation 6-29), avec une petite pression d'entrée d'air et une pente très raide, de manière à obtenir une désaturation rapide du matériau lorsqu'une faible succion est observée (Figure 6-56). La courbe de perméabilité relative est basée sur une loi cubique et est donnée par

$$k_{r,w} = (S_{r,we})^3 \quad (6-32)$$

La porosité initiale de la pierre poreuse est issue de données fournies par GRS. Les paramètres hydrauliques de la pierre poreuse sont présentés au Tableau 6-10.

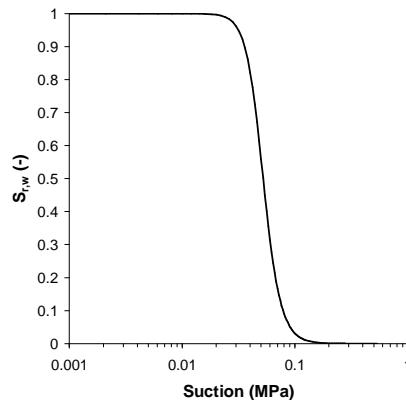


Figure 6-56 : Courbe de rétention de la pierre poreuse

4.3.3.4 Modèle mécanique de la pierre poreuse

Un comportement mécanique élastique linéaire est supposé pour la pierre poreuse. Afin d'éviter le développement de concentration de contraintes et de cisaillement au contact entre la pierre poreuse et l'argile, les mêmes propriétés de déformabilité que celles de l'argile ont été considérées. Les propriétés mécaniques de la pierre poreuse sont données au Tableau 6-10.

Paramètres hydrauliques			Paramètres mécaniques et poromécaniques		
K_w^{sat}	Perméabilité à l'eau	10^{-14} m^2	E	Module de Young drainé	4000 MPa
ϕ	Porosité	0.29	v	Coefficient de Poisson drainé	0.30
τ	Tortuosité	0.25	b	Coefficient de Biot	1
P_r	Paramètre de van Genuchten	50 kPa			
n	Paramètre de van Genuchten	6			

Tableau 6-10 : Paramètres hydro-mécaniques de la pierre poreuse

4.3.4 Prédictions du modèle

Les résultats expérimentaux ont mis en évidence une claire augmentation de la perméabilité lors de la phase d'intensification de l'EDZ (Figure 6-51 – phase III). Un couplage hydro-mécanique supplémentaire reliant la perméabilité et la pression capillaire aux déformations de traction est introduit dans la loi de comportement de manière à reproduire ces observations. Le chargement mécanique de l'échantillon (confinement radial, déplacements axiaux

empêchés puis diminution de la contrainte radiale interne) favorise le développement de déformations de traction importantes à l'intrados du cylindre creux et donc l'ouverture de discontinuités axiales. L' « embedded fracture model » est donc appliqué à tous les éléments, en définissant une déformation seuil ε_0 qui conditionne l'augmentation de la perméabilité et la diminution de la pression d'entrée d'air à proximité du centre du cylindre. Cette déformation seuil est ajustée sur base des déformations expérimentales (Figure 6-52), en sachant que l'augmentation de perméabilité n'est observée que durant la phase d'intensification de l'EDZ (phase III). Les valeurs des paramètres de l' « embedded fracture model » utilisées sont présentées au Tableau 6-11.

Paramètres « embedded fracture model »		
Paramètre de densité de fractures (-)	λ	1700
Déformation seuil (-)	ε_0	0.0184

Tableau 6-11 : Paramètres de l'argile du Callovo-Oxfordien pour l' « embedded fracture model »

4.3.4.1 Consolidation, creusement et intensification de l'EDZ (phases I à III)

La modélisation des phases de consolidation, de creusement et d'intensification de l'EDZ montre qu'il est nécessaire de tenir compte d'un écrouissage de l'angle de frottement pour reproduire les déformations expérimentales observées sur le cylindre creux (Figure 6-57). Les déformations radiales à l'intrados du cylindre sont en effet bien reproduites lorsqu'un écrouissage de l'angle de frottement est considéré d'une valeur initiale de 12.5° à une valeur finale de 20° . La valeur finale de l'angle de frottement est en accord avec la valeur proposée par l'Andra sur base de résultats d'essais triaxiaux. D'autre part, les déformations externes sont légèrement surestimées, mais présentent tout de même une bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

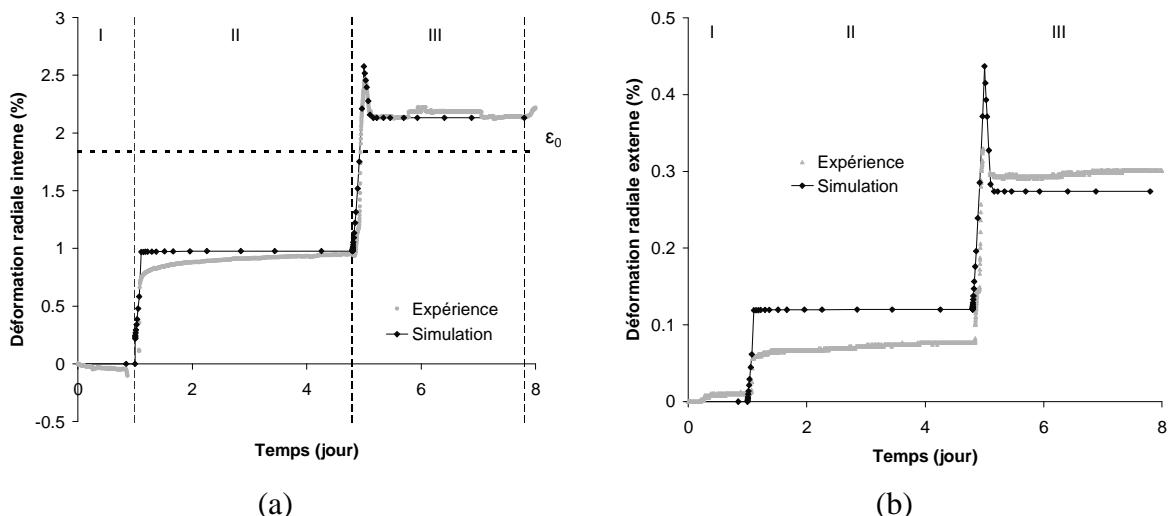


Figure 6-57 : Evolution des déformations radiales (a) interne et (b) externe en cours d'essai durant les phases de confinement (phase I), de creusement (phase II) et d'augmentation de l'EDZ (phase III) : comparaison entre résultats expérimentaux et numériques

Suite à la sollicitation mécanique, des déformations de traction radiales vont se développer dans l'argilite, en particulier à proximité de l'intrados du cylindre. Ces déformations provoquent le développement de discontinuités axiales et favorisent les écoulements au centre du cylindre. La Figure 6-58 montre comment la perméabilité axiale de l'argilite est augmentée de trois ordres de grandeur dans le cylindre creux. Mais vu l'introduction d'une déformation seuil importante dans l'« embedded fracture model », cette augmentation de perméabilité est limitée à une très faible zone le long de l'intrados du cylindre. Cette déformation seuil est représentée sur le graphique d'évolution des déformations radiales internes (Figure 6-57 (a)). Cette figure montre que l'augmentation de perméabilité ne peut être obtenue que lors de la phase d'intensification de l'EDZ. Parallèlement à cette augmentation de perméabilité, le modèle prend en compte une diminution de la pression capillaire via une modification de la pression d'entrée d'air. La Figure 6-59 montre que la pression d'entrée d'air est diminuée d'un ordre de grandeur à l'intrados du cylindre suite à l'ouverture des fractures, ce qui se traduit par une diminution du degré de saturation dans cette zone (Figure 6-60).

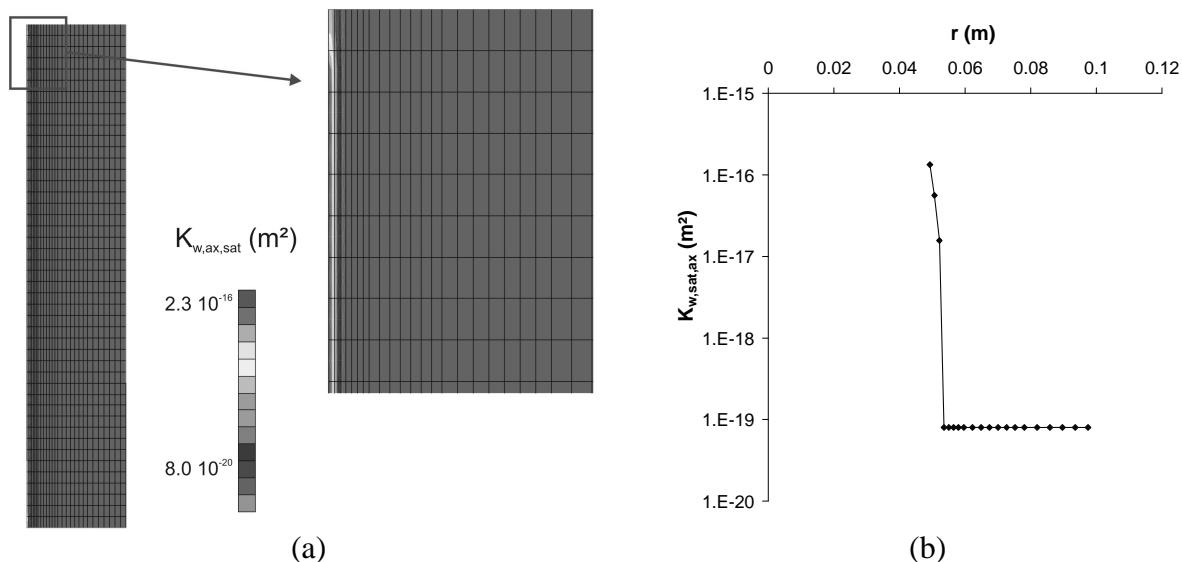


Figure 6-58 : (a) Distribution de la perméabilité axiale et (b) profil horizontal de la perméabilité axiale à mi-hauteur dans l'échantillon à la fin de la phase d'intensification de l'EDZ (phase III)

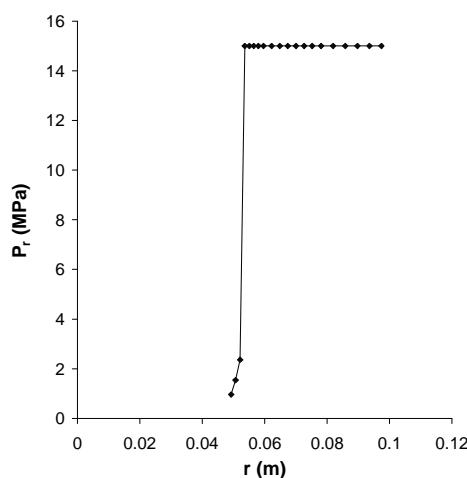


Figure 6-59 : Profil horizontal de la pression d'entrée d'air à mi-hauteur dans l'échantillon à la fin de la phase d'intensification de l'EDZ (phase III)

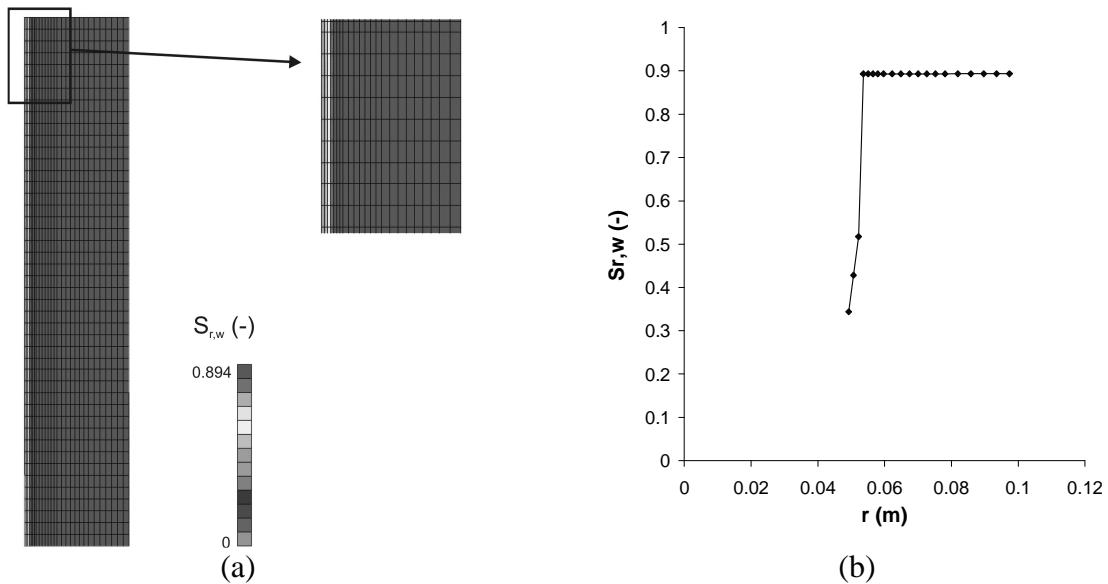


Figure 6-60 : (a) Distribution du degré de saturation et (b) profil horizontal du degré de saturation à mi-hauteur dans l'échantillon à la fin de la phase d'intensification de l'EDZ (phase III)

4.3.4.2 Tests hydrauliques (phase IV)

Des tests hydrauliques sont réalisés sur le cylindre creux, en injectant à pression imposée de l'eau au sommet de l'argile et en enregistrant le volume d'eau injecté. Ces séquences sont entrecoupées par des périodes sans injection où la relaxation du système est observée. Le volume d'eau injecté expérimentalement nous servira de point de comparaison entre les données de l'essai et les prédictions numériques. Le volume d'eau injecté dépendant de la transmissivité du système, cette comparaison nous indiquera une bonne estimation de l'augmentation de perméabilité et de la diminution de la pression capillaire engendrée par la phase d'intensification de l'EDZ dans l'argile.

Expérimentalement, on observe une augmentation rapide du volume d'eau injecté lors de chaque séquence de test (Figure 6-61 (a)). Ces séquences sont entrecoupées par des phases où l'injection est interrompue et où le volume n'évolue donc plus. Cependant, durant ces phases de relaxation du système, des transferts peuvent néanmoins avoir lieu entre la pierre poreuse et l'argile, car l'arrivée d'eau n'est bloquée qu'en amont de la pierre poreuse. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de prendre en compte dans notre maillage la présence de la pierre poreuse amont, car ces écoulements peuvent modifier la cinétique de resaturation de l'argile.

La Figure 6-61 (a) présente une comparaison entre le volume d'eau injecté expérimentalement et celui obtenu numériquement avec l'« embedded fracture model » (avec les paramètres du Tableau 6-11). Les prédictions numériques présentent une relative bonne concordance avec les observations expérimentales. Même si les volumes injectés ne sont pas exactement restitués dans chaque séquence d'injection, on constate qu'à long terme, la tendance générale et la courbure sont bien reproduites, ce qui indique que la transmissivité globale du cylindre creux est bien estimée. La comparaison avec les prédictions de la Figure 6-61 (b) montre que la prise en compte de la diminution de la pression d'entrée d'air dans le modèle est nécessaire pour obtenir une meilleure comparaison des résultats expérimentaux. D'autre part, les volumes injectés auraient été largement sous-estimés si une perméabilité constante était considérée dans un modèle d'écoulements biphasiques classique.

Il faut cependant préciser que dans cet exemple, seul la réponse à long terme est représentative des transferts dans l'argilite. En effet, durant les premières phases d'injection, les résultats sont fortement influencés par le comportement non saturé de la pierre poreuse. Cela se marque expérimentalement par l'augmentation instantanée du volume d'eau injecté au début de chaque phase d'injection. Il est en outre plausible d'imaginer que la pierre poreuse n'est pas initialement saturée dans l'essai, car le cylindre creux d'argilite ne l'est pas non plus. Dans les simulations, nous avons donc supposé une désaturation initiale de la pierre poreuse ($S_{r,w} = 0.62$). Or la porosité de la pierre poreuse est importante, si bien que durant les premières séquences d'injection, la resaturation de ce composant du dispositif constitue la majeure contribution au volume d'eau injecté. D'autre part, durant les périodes où l'injection est interrompue, les transferts de la pierre poreuse vers l'argilite provoquent une nouvelle désaturation de la pierre poreuse. Chaque phase d'injection débute donc par une période resaturation de la pierre poreuse. Le Tableau 6-12 présente la contribution du volume d'eau injecté nécessaire à la resaturation de la pierre poreuse pour chacune des séquences d'injection. On constate que l'essai ne caractérise les propriétés de transfert de l'argilite que durant les dernières phases des tests hydrauliques. Les prédictions des tests hydrauliques fournissent donc une information difficilement interprétable sur les transferts de fluides au sein de l'argilite endommagée, car la réponse numérique est fortement dépendante de la courbe de rétention de la pierre poreuse. Or peu de données expérimentales existent à ce sujet, si bien qu'il est délicat de la calibrer.

D'autre part, l'évolution de la pression d'eau au sommet du cylindre creux est bien reproduite lors du premier test hydraulique, mais la diminution de la pression d'eau est ensuite surestimée lors de chaque période de relaxation du système. Le transitoire observé est similaire si l'on considère ou non la diminution de la pression d'entrée d'air dans l'« embedded fracture model » (Figure 6-62). Ici aussi, la cinétique des pressions d'eau au contact argilite – pierre poreuse est fortement influencée par les caractéristiques de rétention de la pierre poreuse.

	EMBEDDED FRACTURE MODEL – P_r VARIABLE			MODELE BIPHASIQUE		
	$S_{r,w}$ de la pierre poreuse en début d'injection	V_w pour resaturer la pierre poreuse	V_w total injecté durant cette phase	$S_{r,w}$ de la pierre poreuse en début d'injection	V_w pour resaturer la pierre poreuse	V_w total injecté durant cette phase
Injection 1	0.62	298 cm ³	341 cm ³	0.62	298 cm ³	298 cm ³
Injection 2	0.74	211 cm ³	213 cm ³	0.91	70 cm ³	76 cm ³
Injection 3	0.98	18 cm ³	45 cm ³	0.992	6 cm ³	13 cm ³
Injection 4	0.985	12 cm ³	149 cm ³	0.994	5 cm ³	101 cm ³

Tableau 6-12 : Volume d'eau injecté durant chaque période d'injection lors des tests hydrauliques : analyse de la contribution de la resaturation de la pierre poreuse

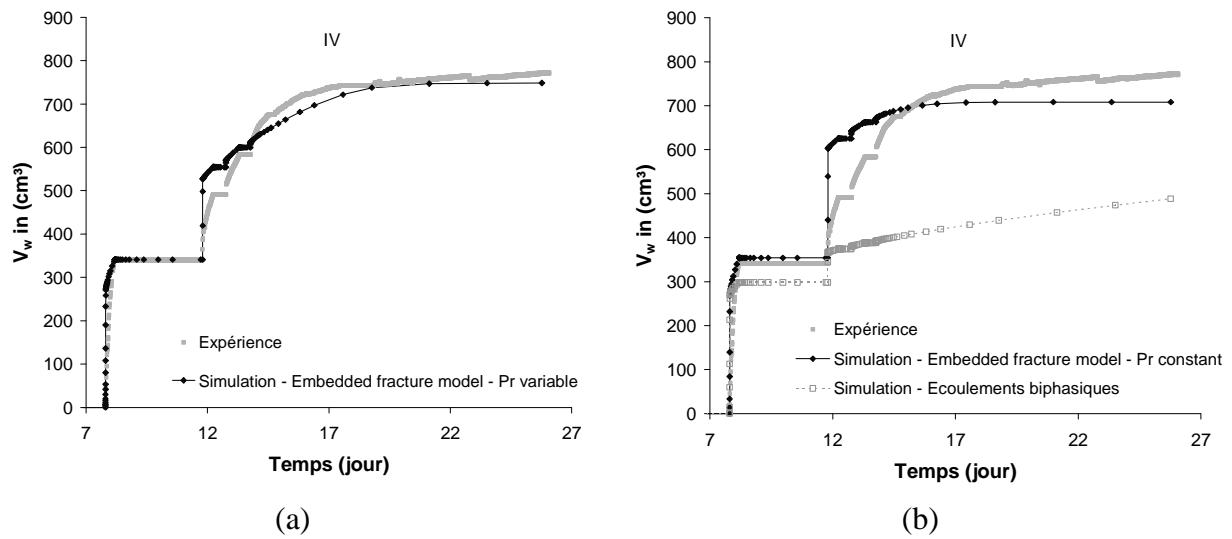


Figure 6-61 : Evolution du volume d'eau injecté durant les tests hydrauliques (phase IV) : comparaison entre résultats expérimentaux et numériques – (a) Embedded fracture model avec P_r variable et (b) Embedded fracture model avec P_r constant et écoulements biphasiques

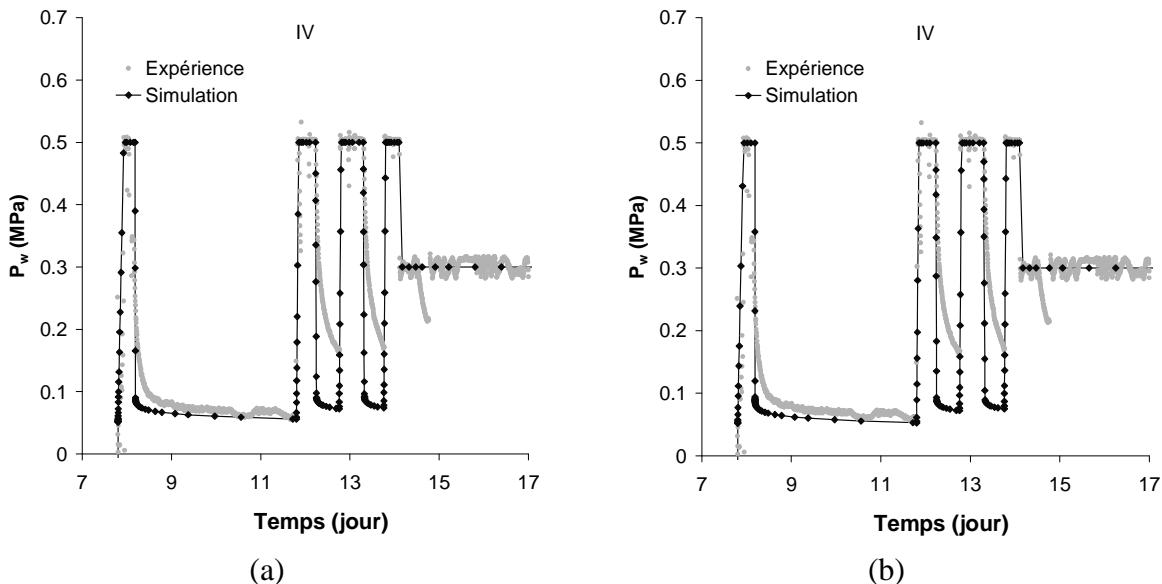


Figure 6-62 : Evolution de la pression d'eau au sommet du cylindre creux durant les tests hydrauliques (phase IV): comparaison entre résultats expérimentaux et numériques – Embedded fracture model avec (a) pression d'entrée d'air variable et (b) pression d'entrée d'air constante

4.3.5 Conclusions

Un essai de caractérisation des écoulements sur un cylindre creux d'argilite montre que la transmissivité de l'argilite augmente avec l'endommagement du matériau. La modélisation de cet essai montre que les modèles actuels qui reposent sur une approche continue des écoulements ne permettent pas de représenter les résultats expérimentaux sans une adaptation spécifique de certains paramètres. Le fait d'introduire des zones localisées et plus conductrices au sein du matériau en prenant en compte un couplage de la perméabilité et de la courbe de rétention avec les déformations semble être une piste intéressante au vu des prédictions numériques obtenues avec l'« embedded fracture model ». Les sollicitations mécaniques imposées dans cet essai engendrent en effet des déformations de traction importantes à proximité de l'intrados du cylindre. Le développement de telles déformations se traduit dans

l'« embedded fracture model » par une importante augmentation de la perméabilité du matériau, ainsi que par une diminution de la pression d'entrée d'air.

Cet essai présente cependant l'inconvénient d'être fortement influencé par le comportement en conditions non saturées de la pierre poreuse, si bien que les réponses des tests hydrauliques (qui ont servi de comparaison entre les données expérimentales et les prédictions numériques) comportent une importante contribution due à la resaturation de ces pierres poreuses. La réponse expérimentale n'est donc pas uniquement caractéristique des écoulements dans l'argile, ce qui complique la prédition numérique des résultats d'une telle expérience.

Il faut également noter qu'un modèle élastoplastique avec un écrouissage sur l'angle de frottement permet de reproduire les déformations observées expérimentalement sur l'argile du Callovo-Oxfordien. D'autre part, une perméabilité initiale assez élevée a du être considérée pour l'argile, d'environ un ordre de grandeur supérieure aux valeurs proposées par l'Andra (Tableau 6-1). Une explication serait un endommagement initial de la roche suite au creusement du cylindre creux.

4.4 Application 2 : Développement de chemins préférentiels d'écoulement du gaz dans un échantillon d'argile

Des essais d'injection de gaz de longue durée dans des échantillons d'argile du Callovo-Oxfordien sont réalisés par le British Geological Survey (BGS) dans le cadre du projet européen Forge. Ces essais ont pour objectif de caractériser les mécanismes de transfert de gaz dans l'argile. Une modélisation de ces essais est réalisée et met en évidence les limites des modèles traditionnels et la nécessité de prendre en compte des couplages hydro-mécaniques supplémentaires pour reproduire les observations expérimentales.

4.4.1 Description de l'essai et des premiers résultats expérimentaux

Les essais d'injection de gaz dans des échantillons d'argile du Callovo-Oxfordien sont réalisés par le BGS dans un perméamètre schématisé à la Figure 6-63 (a). Une des originalités de ce dispositif expérimental est de disposer sur chaque face de l'échantillon de 2 poreux (un poreux interne et un poreux externe) (Figure 6-63 (b)). La pression dans ces anneaux peut être pilotée de façon indépendante. Ce dispositif original permet entre autres de quantifier des effets d'anisotropie hydraulique en un seul test.

La description du dispositif expérimental complet, du protocole d'essai et des résultats expérimentaux fait l'objet d'un rapport complet du BGS, qui peut être consulté pour de plus amples informations (Harrington & Noy, 2010). Nous nous contenterons dans ce document de synthétiser les informations nécessaires à la bonne compréhension des mécanismes de transfert de gaz observés expérimentalement et utiles pour la modélisation des essais.

L'échantillon, dont l'axe est perpendiculaire au litage, est soumis à une pression de confinement isotrope de 12.5 MPa et à une contrepression d'eau de 4.5 MPa de manière à s'approcher des conditions in-situ rencontrées dans la galerie souterraine de Bure en France. La contrepression est imposée via l'anneau poreux central situé à la base de l'échantillon (backpressure filter), tandis que les injections d'eau et de gaz sont effectuées via l'anneau poreux central situé au-dessus de l'échantillon (injection filter).

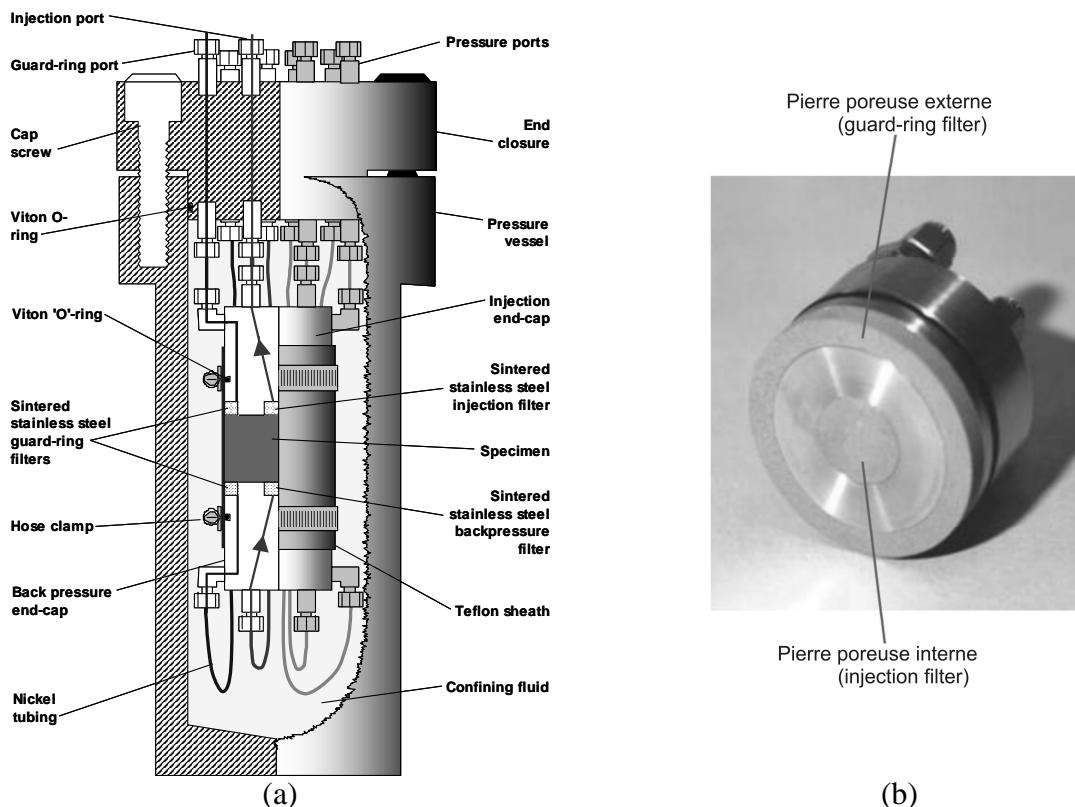


Figure 6-63 : (a) Dispositif expérimental et (b) géométrie des pierres poreuses en amont et en aval de l'échantillon

Les caractéristiques initiales de l'échantillon sont données dans le Tableau 6-13.

Longueur (mm)	Diamètre (mm)	Teneur en eau massique w (-)	Masse volumique ρ (g/cm ³)	Porosité ϕ (-)	Degré de saturation $S_{r,w}$ (-)
53.9	54.4	0.061	2.45	0.149	0.95

Tableau 6-13 : Propriétés physiques initiales de l'échantillon d'argilite du Callovo-Oxfordien utilisé pour l'essai d'injection de gaz

Le test comprend plusieurs étapes synthétisées dans le Tableau 6-14. Une étape de consolidation (CO) est tout d'abord réalisée, durant laquelle la pression de confinement est augmentée progressivement. Cette phase permet également de s'assurer de la resaturation de l'échantillon. Des tests hydrauliques sont ensuite effectués. Ils se composent d'une période à pression d'eau imposée (PW) suivie par une période de relaxation du système où la même pression d'eau est imposée de part et d'autre du système (REL). L'analyse des tests hydrauliques permet d'évaluer les caractéristiques poro-mécaniques de l'argilite. Finalement, des essais d'injection d'hélium à pression imposée sont réalisés (PG) sur une longue durée en augmentant la pression de gaz progressivement par paliers (Figure 6-64). La longue durée des paliers fournit des informations précises sur la valeur de la pression d'entrée de gaz dans l'argilite. Cet essai permet également de déterminer la perméabilité effective au gaz et de mettre en évidence d'éventuels mécanismes non continus de migration du gaz dans l'argilite du Callovo-Oxfordien.

Type de test	CONSOLIDATION			TESTS HYDRO		INJECTIONS D'HELIUM					
	CO	CO	CO	PW	REL	PG	PG	PG	PG	PG	PG
Durée (jour)	15	5	8	7.6	5.4	32.8	86.2	121	95	91	73
Confinement isotrope (MPa)	9.5	11	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5
Pression d'injection eau/gaz (MPa)	4.5	4.5	4.5	7.5	4.5	6.5	7.0	7.5	8.0	8.5	9.0
Contrepression d'eau (MPa)	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5

Tableau 6-14 : Séquence de tests pour l'essai d'injection de gaz sur l'argile de Callovo-Oxfordien

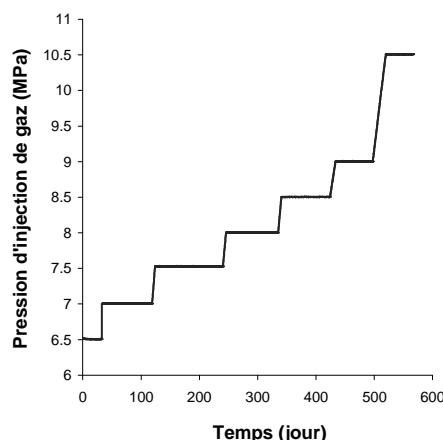


Figure 6-64 : Evolution de la pression d'injection de gaz

Les résultats de la phase de consolidation et des tests hydrauliques ne sont pas présentés ici. Nous montrerons cependant comment le modèle hydro-mécanique permet de reproduire de façon satisfaisante les mesures expérimentales. Nous nous concentrerons sur la présentation des premiers résultats concernant les phases d'injection d'hélium. La pression d'hélium est donc imposée dans la pierre poreuse supérieure interne (PP sup int) et est augmentée par paliers croissants. L'évolution du débit de sortie dans la pierre poreuse inférieure interne (PP inf int) laisse apparaître une première augmentation brusque après 200 jours (Figure 6-65). Cette évolution du flux est caractéristique du développement de chemins préférentiels d'écoulement pour le gaz dans l'argile et est similaire à d'autres résultats d'essais sur les roches argileuses (voir section 5.2 du chapitre 2). L'analyse des pressions dans les pierres poreuses externes (PP sup ext et PP inf ext) est plus difficile à interpréter (Figure 6-66). On constate que la réponse dans la pierre poreuse supérieure est très proche de la pression d'injection après environ 170 jours. Avant cela, les pressions laissent apparaître des instabilités dans les écoulements, qui peuvent éventuellement s'expliquer par un processus dynamique d'ouverture et de refermeture de chemins d'écoulement. A la base de l'échantillon, la réponse dans le poreux externe reste proche de la contrepression (4.5 MPa), si ce n'est aux alentours de 170 jours où une augmentation brusque de la pression est observée.

En synthèse à ces premiers résultats expérimentaux, retenons que :

- une augmentation brusque du flux de sortie est observée pour une pression capillaire de 3 MPa, si bien que la pression d'entrée d'air dans l'argile doit être proche de 3 MPa ;

- des chemins préférentiels d'écoulement se développent dans l'argile et favorisent la migration de l'hélium, alors que le chargement mécanique de l'échantillon est isotrope ;
- des processus dynamiques d'ouverture et de fermeture des chemins préférentiels se déroulent probablement dans l'argile.

Une analyse plus approfondie des résultats expérimentaux peut être obtenue dans le rapport Harrington & Noy (2010).

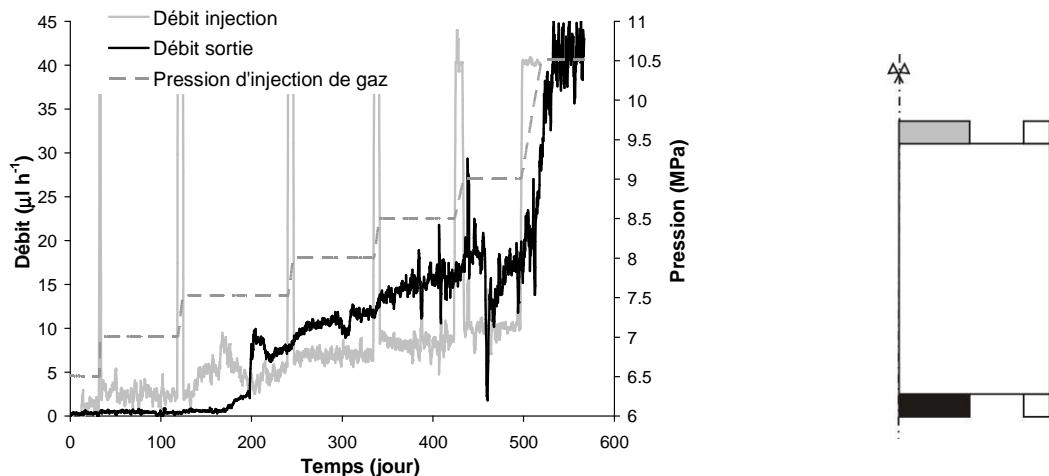


Figure 6-65 : Evolution du débit d'injection et de sortie lors des différents paliers de pression d'injection de gaz

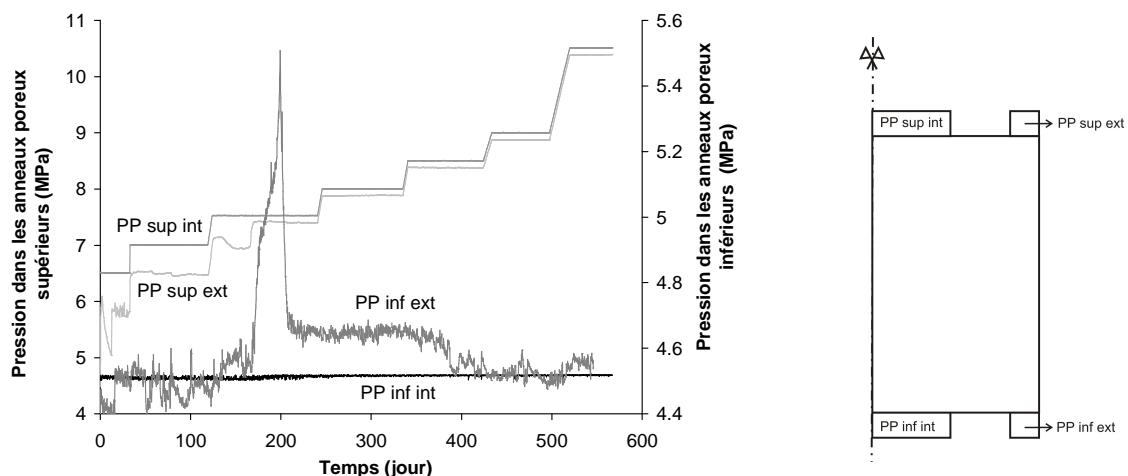


Figure 6-66 : Evolution du débit d'injection et de sortie lors des différents paliers de pression d'injection de gaz

4.4.2 Définition du problème

Une modélisation hydro-mécanique 2D axisymétrique des essais d'injection de gaz dans des échantillons d'argile est réalisée. La géométrie du problème et les conditions initiales dans l'argile sont définies à la Figure 6-67. L'essai est modélisé en conditions isothermes ($T = 20^\circ\text{C}$). Les conditions initiales dans les quatre pierres poreuses sont identiques à celles de l'argile.

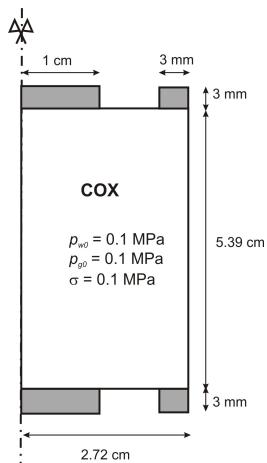


Figure 6-67 : Géométrie et conditions initiales du problème

Les différentes phases de l'essai sont :

- une phase de **consolidation**, où une pression de confinement isotrope est appliquée à l'échantillon et augmentée par paliers croissants (voir Tableau 6-14). Une pression d'eau de 4.5 MPa est imposée aux quatre pierres poreuses. La pression de gaz est maintenue constante durant cette phase ;
- une phase de **tests hydrauliques**, durant laquelle la pression de confinement est maintenue à 12.5 MPa et la pression d'eau sur la pierre poreuse supérieure interne est augmentée à 7.5 MPa puis maintenue constante durant 7,6 jours. Une pression d'eau de 4.5 MPa est maintenue à la base de l'échantillon, dans la pierre poreuse interne, tandis qu'une frontière imperméable est imposée aux deux pierres poreuses externes. Ensuite, la pression d'eau au sommet de l'échantillon est ramenée de 7.5 à 4.5 MPa dans la pierre poreuse interne, puis maintenue constante durant 5,4 jours. La pression de gaz est maintenue constante durant cette phase ;
- une phase d'**injections de gaz**, durant laquelle la pression de confinement est maintenue à 12.5 MPa et la pression d'eau à la base de l'échantillon est maintenue à 4.5 MPa dans la pierre poreuse interne. La pression de gaz est augmentée par paliers croissants dans la pierre poreuse supérieure interne suivant le protocole du Tableau 6-14. Dans la pierre poreuse inférieure interne, une condition de suintement est appliquée pour le gaz, si bien que seul des flux de gaz vers l'extérieur sont possibles et que la pression de gaz ne peut dépasser 4.5 MPa. D'autre part, une condition imperméable en eau et en gaz est imposée dans les deux pierres poreuses externes.

4.4.3 Modèle hydro-mécanique et paramètre

Le modèle hydro-mécanique en saturation partielle tel que présenté au chapitre 3 est utilisé dans les modélisations. Un couplage hydro-mécanique supplémentaire liant la perméabilité et la pression capillaire aux déformations est introduit via l' « embedded fracture model ».

4.4.3.1 Modèle hydraulique de l'argilite

Les transferts d'eau et d'hélium sont contrôlés par le modèle d'écoulements biphasiques présenté au chapitre 3 et basé sur l'advection et la diffusion au sein de chaque phase. Les propriétés de l'eau et de l'hélium ont été définies au Tableau 3-2. Une perméabilité initialement anisotrope est supposée, de manière à reproduire les observations expérimentales.

La courbe de rétention de van Genuchten (1980) est considérée (équation 6-1), avec les paramètres préconisés par l'Andra. La courbe de perméabilité relative à l'eau de van Genuchten est également utilisée (équation 6-2), calibrée de manière à reproduire au mieux les résultats expérimentaux (Figure 6-4). Une loi cubique est définie pour la perméabilité relative au gaz (équation 6-3), mais l'influence de cette relation sera étudiée. Les paramètres de ces différentes relations sont détaillés au Tableau 6-15. Une perméabilité au gaz de l'argilite sèche supérieure à la perméabilité à l'eau du matériau saturé est considérée, de manière à reproduire au mieux les observations expérimentales (Figure 2-23). L'impact de ce paramètre sera également analysé par la suite.

4.4.3.2 Modèle mécanique de l'argilite

Vu le confinement isotrope de l'argilite durant l'essai, seules des contraintes déviatoriques faibles se développent dans l'échantillon et la roche reste dans le domaine élastique. Un modèle élastique linéaire est donc considéré pour l'argilite dans cet exemple, avec les paramètres définis au Tableau 6-15. Afin d'augmenter les couplages entre l'injection de gaz et les déformations, le modèle est élastique linéaire est écrit en fonction de la contrainte nette σ_{ij}^* :

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^* + p_g \quad (6-33)$$

Paramètres hydrauliques			Paramètres mécaniques et poromécaniques		
$K_{w,rad}^{sat}$	Perméabilité radiale à l'eau	$3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	E	Module de Young drainé	3800 MPa
$K_{w,ax}^{sat}$	Perméabilité axiale à l'eau	$1.7 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	ν	Coefficient de Poisson drainé	0.30
$K_{g,rad}^{sat}$	Perméabilité radiale au gaz	$3 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$	b	Coefficient de Biot	0.6
$K_{g,ax}^{sat}$	Perméabilité axiale au gaz	$1.7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$			
ϕ	Porosité	0.149			
τ	Tortuosité	0.30			
P_r	Paramètre de van Genuchten	15 MPa			
n	Paramètre de van Genuchten	1.49			
m	Paramètre de van Genuchten	0.55			
$S_{res,w}$	Saturation résiduelle en eau	0			

Tableau 6-15 : Paramètres hydro-mécaniques de l'argilite du Callovo-Oxfordien

4.4.3.3 Modèle hydro-mécanique de la pierre poreuse

Pour les pierres poreuses, le même modèle hydro-mécanique que celui décrit à la section 4.3.3 dans la première application est utilisé, si ce n'est qu'aucune courbe de perméabilité relative au gaz n'est considérée (de manière à rester très perméable au gaz). Les paramètres du modèle sont ceux présentés au Tableau 6-16.

Paramètres hydrauliques			Paramètres mécaniques et poromécaniques		
K_w^{sat}	Perméabilité à l'eau	$8 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$	E	Module de Young drainé	4000 MPa
K_g^{sec}	Perméabilité au gaz	$8 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$	ν	Coefficient de Poisson drainé	0.30
ϕ	Porosité	0.55	b	Coefficient de Biot	1
τ	Tortuosité	1			
P_r	Paramètre de van Genuchten	80 kPa			
n	Paramètre de van Genuchten	2			

Tableau 6-16 : Paramètres hydro-mécaniques de la pierre poreuse

4.4.4 Prédictions du modèle

4.4.4.1 Consolidation et tests hydrauliques

La modélisation des phases de consolidation et de tests hydrauliques nous permet de calibrer les paramètres poro-mécaniques de l'argile du Callovo-Oxfordien. La Figure 6-68 montre que le volume d'eau expulsé de l'échantillon durant la phase de consolidation et mesuré expérimentalement est bien reproduit numériquement si l'on considère pour l'argile les paramètres hydro-mécaniques (en conditions saturées) du Tableau 6-15. La modélisation des tests hydrauliques montrent également la bonne reproduction des données expérimentales dans le capteur situé au contact avec la pierre poreuse supérieure externe (Figure 6-69 (a)). Par contre, dans la pierre poreuse inférieure externe, on constate que les simulations prédisent une légère augmentation de la pression, qui n'est pas observée expérimentalement (Figure 6-69 (b)). En réalité, le fait que les pressions n'évoluent pas dans ce capteur est interprété par le British Geological Survey comme l'existence d'un mauvais contact initial entre l'échantillon et l'anneau compris entre les deux pierres poreuses, si bien qu'une interface existe avec le circuit de contrepression et assure donc l'homogénéité des pressions entre ces deux composants. Un tel comportement ne peut être reproduit par notre modèle actuel et nécessite d'introduire un élément à forte perméabilité entre les deux pierres poreuses inférieures.

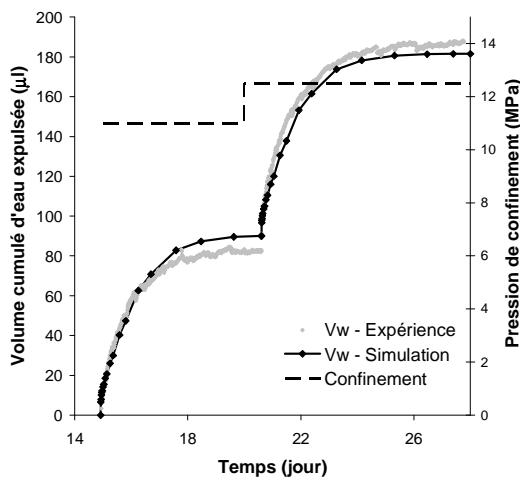


Figure 6-68 : Volume d'eau expulsée par les quatre pierres poreuses durant la phase de consolidation : comparaison entre données expérimentales et résultats numériques

Les modélisations des phases de consolidation et des tests hydrauliques montrent cependant globalement une bonne correspondance avec les données expérimentales, si bien que ces résultats valident les paramètres hydro-mécaniques de l'argile du Tableau 6-15. On notera

que la perméabilité nécessaire pour reproduire les observations expérimentales est du même ordre de grandeur que les valeurs proposées par l'Andra, tandis qu'un rapport d'anisotropie de (17 : 1) est considéré. Ces différents paramètres seront utilisés pour la modélisation des phases d'injection de gaz.

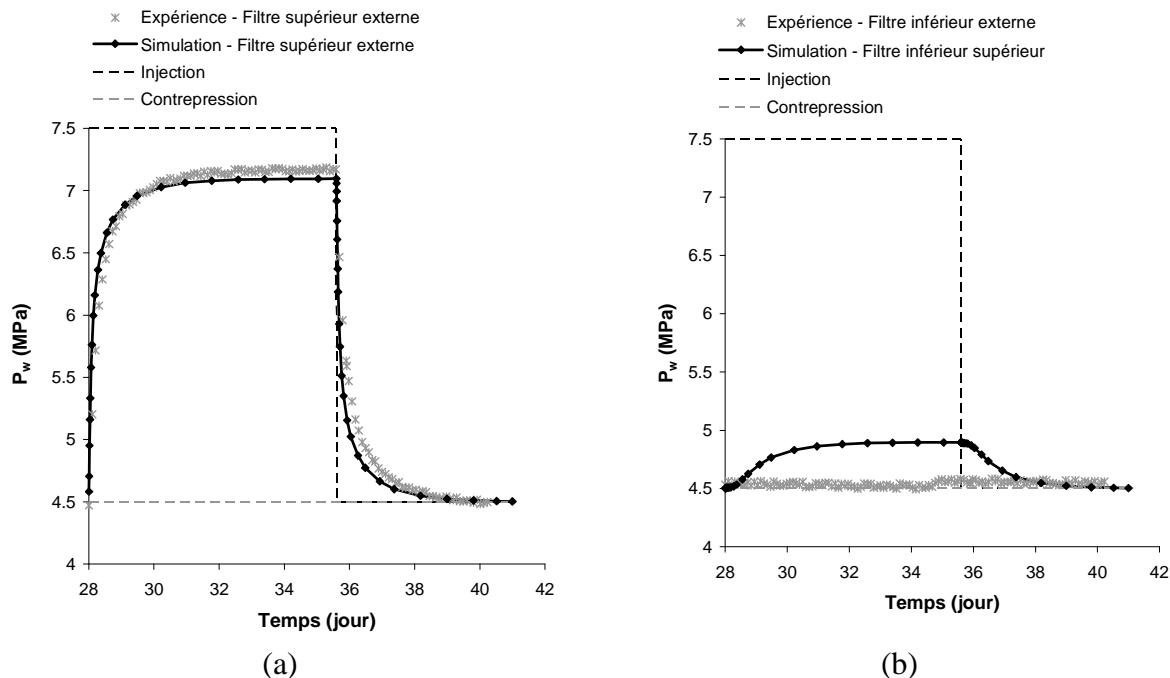


Figure 6-69 : Evolution de la pression (a) dans la pierre poreuse supérieure externe et (b) dans la pierre poreuse inférieure externe durant les tests hydrauliques : comparaison entre données expérimentales et résultats numériques

4.4.4.2 Injection de gaz - Ecoulements biphasiques continus

La modélisation des injections d'hélium est effectuée tout d'abord en considérant le modèle hydro-mécanique en saturation partielle classique, basé sur des écoulements biphasiques continus. Aux paramètres hydro-mécaniques de l'argilite déterminés durant la phase de consolidation et les tests hydrauliques, on ajoute la courbe de rétention et les courbes de perméabilité relative à l'eau et au gaz définies par les relations (6-1) à (6-3) et dont les paramètres sont donnés au Tableau 6-15. Une loi cubique est donc tout d'abord définie comme perméabilité relative au gaz.

Les paliers d'injection à pression de gaz croissante sont modélisés conformément au protocole expérimental décrit au Tableau 6-14. La Figure 6-70 (a) montre que le modèle permet de reproduire le débit gazeux de sortie expérimental durant les 180 premiers jours, c'est-à-dire tant que des chemins préférentiels d'écoulement ne se développent pas dans l'argilite. D'autre part, la Figure 6-70 (b) illustre l'influence de la perméabilité au gaz en conditions sèches (le calcul avec $K_g^{\text{sec}} = 1.7 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ n'a pu être réalisé jusqu'au bout pour des raisons numériques). Elle montre qu'il est nécessaire de considérer une perméabilité au gaz en conditions sèches d'un ordre de grandeur supérieure à la perméabilité à l'eau en conditions saturées. Ceci confirme donc qu'il n'y a pas lieu de définir une perméabilité intrinsèque de l'argilite du Callovo-Oxfordien.

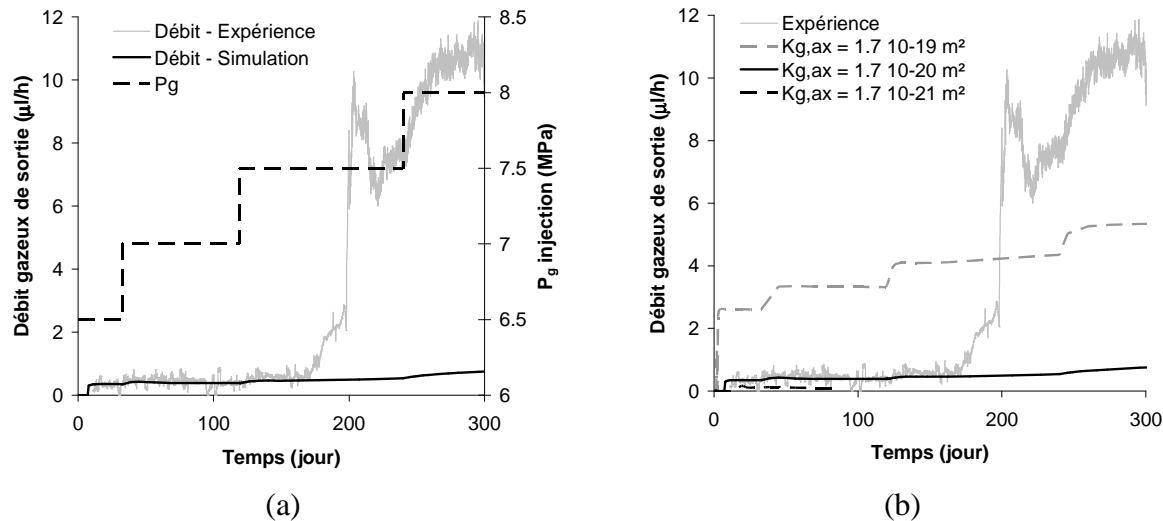


Figure 6-70 : Débit de gaz de sortie dans la pierre poreuse inférieure interne durant les quatre premiers paliers d'injection : (a) comparaison entre données expérimentales et résultats numériques avec un modèle d'écoulements biphasiques et (b) influence de la perméabilité au gaz en conditions sèches

La désaturation de l'argilite est très faible durant les deux premiers paliers d'injection (Figure 6-71). Dès lors, dans ce domaine de saturation, peu de données expérimentales sont disponibles sur la perméabilité au gaz. Il est donc intéressant d'étudier l'influence de la courbe de perméabilité au gaz sur les prédictions numériques. Une autre relation est donc testée, à savoir la relation de Mualem (équation 6-4) avec $m = 0.32886$ (Figure 6-72). Dans le domaine quasi saturé, la perméabilité au gaz prédite par la loi de Mualem est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la perméabilité au gaz obtenue avec la loi cubique.

Les résultats numériques de l'injection de gaz obtenus avec une perméabilité au gaz de Mualem sont présentés à la Figure 6-73. Ils montrent que les résultats expérimentaux sont bien mieux représentés avec cette courbe de perméabilité relative, en particulier pour les prédictions à long terme. Ceci s'explique par les perméabilités au gaz plus importantes prédictes par la loi de Mualem dans la zone quasi saturée, ce qui facilite la migration du gaz et la désaturation du milieu. Cet exemple illustre donc une fois de plus l'importance d'une détermination précise de la perméabilité au gaz dans le domaine quasi saturé.

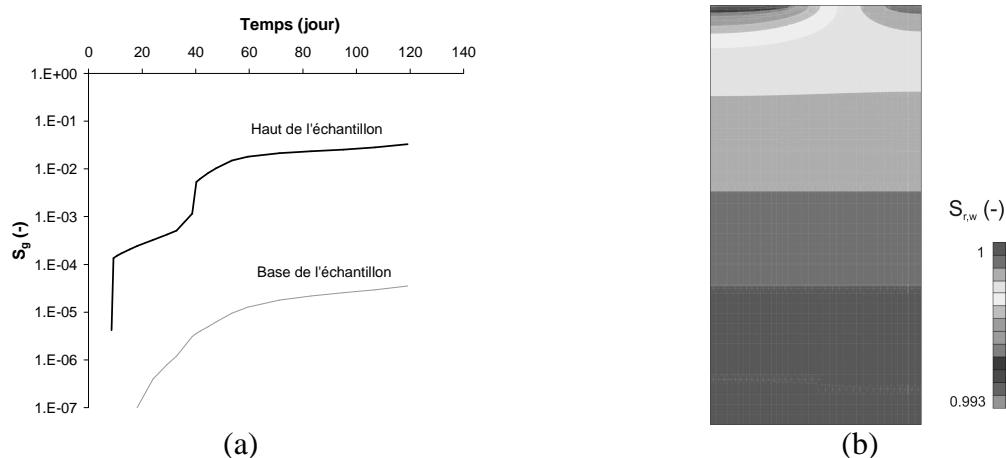


Figure 6-71 : (a) Evolution du degré de saturation au sommet et à la base de l'échantillon – (b) Distribution du degré de saturation après 119 jours d'injection de gaz (fin du deuxième palier) – Ecoulements biphasiques avec loi cubique pour la courbe de perméabilité relative au gaz

Cependant, une telle approche suppose des écoulements continus de gaz dans l'argilite, ce qui ne correspond à la description qui en est faite par expérimentateurs. Plusieurs essais décrits au chapitre 2 ont en effet mis en évidence le développement de chenaux localisés d'écoulement pour le gaz dans les matériaux argileux. Ainsi, même si les prédictions à long terme semblent concorder avec les observations expérimentales, on constate qu'à court terme, le modèle d'écoulements biphasiques prédit une arrivée progressive du gaz et non pas brusque et massive comme observé après environ 200 jours (Figure 6-73 (a)). La physique de la migration du gaz n'est donc pas exactement reproduite par le modèle biphasique continu, car il ne permet pas de mettre en évidence le développement de chemins préférentiels.

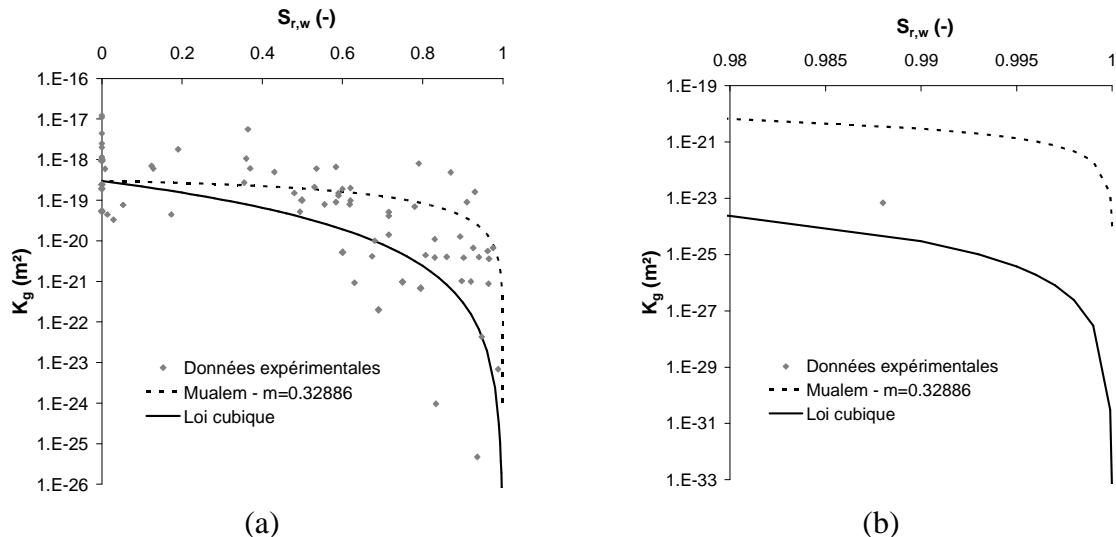


Figure 6-72 : Courbe de perméabilité relative au gaz de l'argile du Callovo-Oxfordien : comparaison entre données expérimentales et deux relations proposées

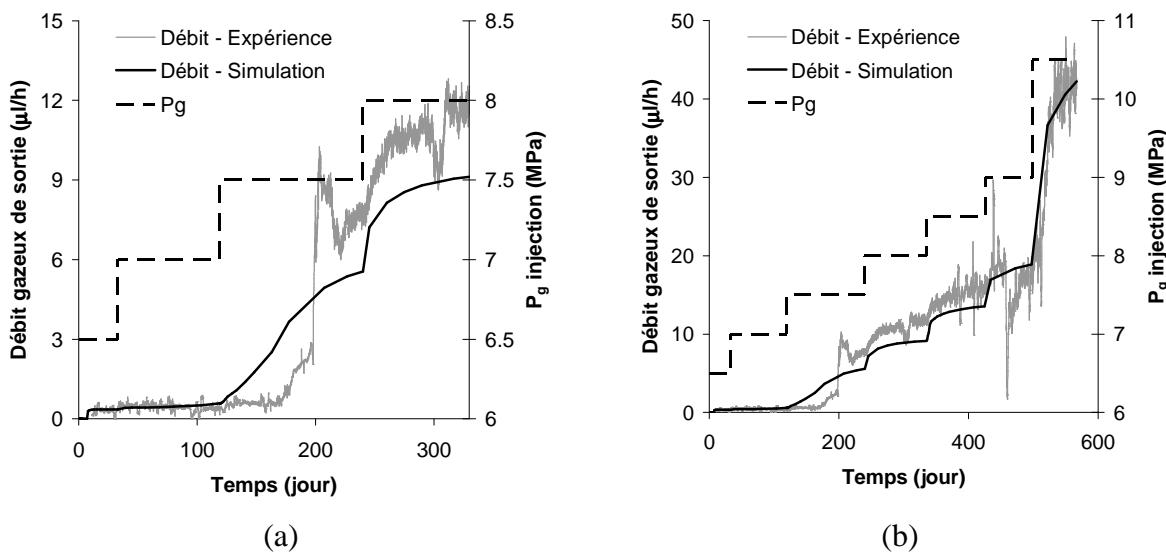


Figure 6-73 : Débit de gaz de sortie dans la pierre poreuse inférieure interne durant les quatre premiers paliers d'injection : comparaison entre données expérimentales et résultats numériques avec un modèle d'écoulements biphasiques et une perméabilité au gaz de Mualem – (a) Vue sur les quatre premiers paliers d'injection et (b) vue globale

4.4.4.3 *Injection de gaz - Embedded fracture model*

Afin de reproduire le développement de chemins préférentiels d'écoulement dans l'argile, un couplage hydro-mécanique supplémentaire est ajouté à notre modèle grâce à l' « embedded fracture model ». Dans notre exemple, un chargement mécanique isotrope est imposé durant tout l'essai à l'échantillon, si bien que l'état de contraintes dans l'argile reste pratiquement homogène et en compression. Aucune déformation de traction ne se développe dès lors dans l'échantillon et seules des déformations d'extension peuvent apparaître lors de l'éventuelle décompression de l'argile. L'état des déformations dans l'échantillon est homogène, si bien que les paramètres de transfert évolueront de manière uniforme si l' « embedded fracture model » est appliqué à l'ensemble de l'échantillon. Il n'est dès lors pas possible de reproduire des chemins localisés d'écoulements de cette manière.

Nous allons faire l'hypothèse de l'existence de chemins préférentiels préexistants dans l'argile. Ces chemins se referment lors de la consolidation de l'échantillon, mais la décompression engendrée par l'injection de gaz peut entraîner leur réouverture et ainsi favoriser l'écoulement de gaz dans cette direction. La déformation seuil à partir de laquelle une augmentation de perméabilité est donc une déformation d'extension. La question est de savoir si ces chemins existent dans le massif d'argile ou s'ils sont liés à l'endommagement initial associé au prélèvement et au déconfinement des échantillons.

Dans notre exemple, il faut dès lors définir initialement une ou des zones où des fractures peuvent se développer dans l'échantillon et où l'on applique le couplage perméabilité – pression capillaire - déformation. La définition de cette zone, bien qu'arbitraire, repose sur des observations expérimentales. On constate que l'arrivée du gaz est détectée dans un premier temps dans la pierre poreuse supérieure externe, puis inférieure externe et finalement dans la pierre poreuse où la contrepression est contrôlée. Dès lors, une zone où des chemins d'écoulement peuvent se développer est définie dans l'échantillon comme illustré à la Figure 6-74. Dans la suite de ce document, nous appellerons « fracture » la zone où des chemins préférentiels peuvent se développer. En réalité, les fractures sont incluses dans ces éléments, dans lesquels les propriétés d'écoulement sont moyennées.

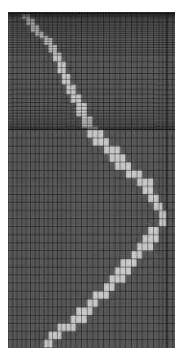


Figure 6-74 : Définition dans le maillage d'une zone de développement de chemins préférentiels

A partir des paramètres du Tableau 6-17 et d'une loi cubique pour la courbe de perméabilité relative au gaz, une modélisation de l'essai est réalisée. La Figure 6-75 (a) montre qu'une pression d'entrée d'air de 15 MPa dans la fracture (identique à la pression d'entrée d'air de l'argile saine) n'est pas suffisante pour reproduire l'augmentation du débit gazeux de sortie observée expérimentalement. Par contre, une bonne concordance avec les résultats expérimentaux est observée lorsque l'on considère dans la fracture une pression d'entrée d'air initiale inférieure à celle de l'argile saine. La désaturation de l'échantillon est un des facteurs

clés permettant de reproduire les observations expérimentales. La Figure 6-75 (b) montre ainsi l'importance du couplage de la mécanique sur la courbe de rétention pour obtenir une augmentation importante du flux de gaz à la base de l'échantillon. La désaturation entraîne en effet une augmentation du volume poral et donc une plus grande quantité de gaz à injecter. D'autre part, la diminution du degré de saturation dans l'argilite a pour conséquence d'augmenter la perméabilité au gaz et donc faciliter la migration du gaz dans la fracture.

Paramètres « embedded fracture model »			
Paramètre de densité de fractures (-)	λ	5000	
Déformation seuil (-)	ε_0	- 0.00064	
Pression d'entrée d'air initiale dans la fracture (MPa)	$P_{r,ini,fract}$	8	

Tableau 6-17 : Paramètres de l'argilite du Callovo-Oxfordien pour l'« embedded fracture model »

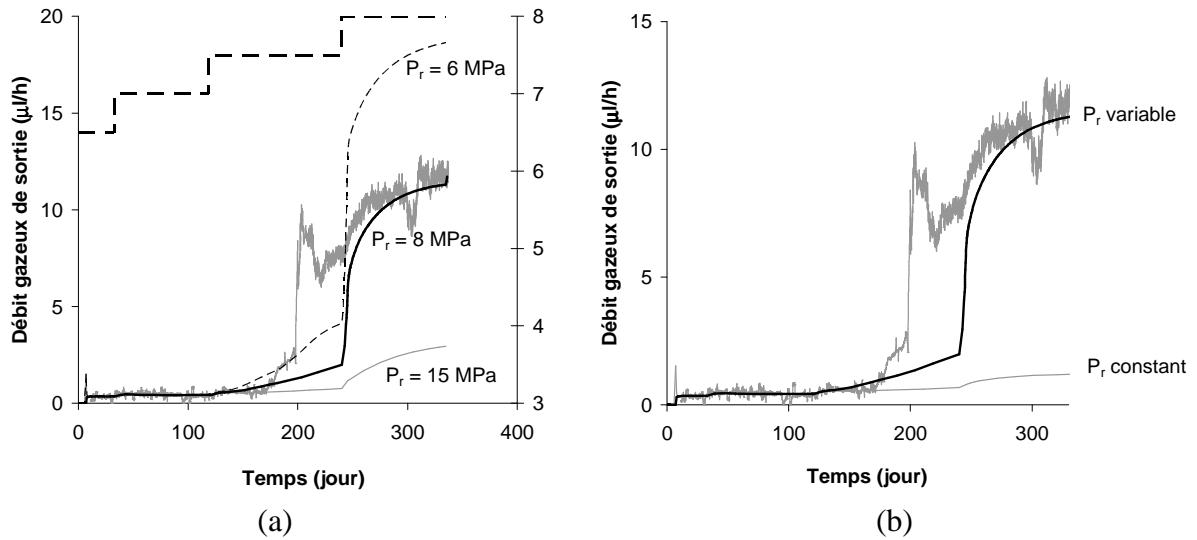


Figure 6-75 : Débit de gaz de sortie dans la pierre poreuse inférieure interne : comparaison entre données expérimentales et résultats numériques – Embedded fracture model – (a) Influence de la pression d'entrée d'air initiale dans la fracture – (b) Influence de l'évolution de la pression d'entrée d'air avec les déformations ($P_{r,ini,fract} = 8 \text{ MPa}$)

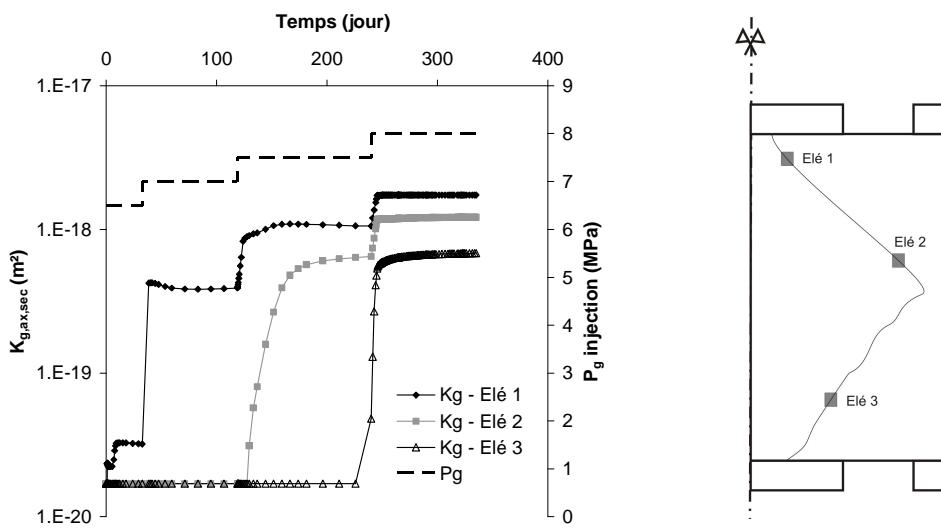


Figure 6-76 : Evolution temporelle de la perméabilité axiale au gaz en conditions sèches en trois points situés le long de la fracture ($P_{r,ini,fract} = 8 \text{ MPa}$)

Notre modèle prédit une réouverture progressive des chemins préférentiels provoquée par la décompression de l'échantillon suite à l'injection de gaz. Ces chenaux localisés pour la migration du gaz se marquent sur les distributions du degré de saturation ou de la perméabilité axiale (Figure 6-78). Par contre, seule une faible avancée localisée du gaz est observée en termes de pression de gaz. Ceci montre que l'augmentation soudaine du flux de gaz provoquée par la réouverture du chemin n'est pas due à une modification du gradient de pressions, mais bien à une modification des propriétés de transfert (perméabilité, pression capillaire) au sein de la fracture. Il faut cependant noter que la cinétique de migration du gaz n'est pas exactement reproduite, car la modélisation prédit une arrivée du gaz plus tardive que celle observée expérimentalement. En réalité, une augmentation de perméabilité est obtenue au début de chaque palier d'injection (Figure 6-76). L'augmentation du débit de gaz est donc observée à chaque accroissement de la pression d'injection. Or expérimentalement, le chemin préférentiel est détecté à la base de l'échantillon au milieu d'un palier d'injection, si bien qu'il est difficile de reproduire exactement la cinétique avec le modèle de comportement utilisé. D'autre part, les prédictions à long terme montrent que le débit de gaz est largement surestimé lors des derniers paliers d'injection de gaz (Figure 6-77). Une nouvelle augmentation de perméabilité et une désaturation trop importante sont en effet le résultat de chaque accroissement de la pression d'injection, ce qui semble ne pas être le cas expérimentalement.

Pour améliorer les prédictions à long terme de notre modèle, nous allons introduire un mécanisme contrôlant l'écartement des épontes de la fracture, de manière à ce que l'ouverture n'augmente plus une fois que la connexion entre les deux faces de l'échantillon est assurée par le chemin préférentiel. Cette hypothèse forte sur la dynamique des chenaux localisés suppose donc qu'une fois les chemins ouverts sur toute leur longueur, la perméabilité dans la fracture n'évolue plus même si la pression d'injection de gaz augmente. Avec une telle hypothèse, les résultats des simulations à long terme concordent bien avec les débits de gaz observés expérimentalement (Figure 6-77 (b)), bien que certains phénomènes dynamiques probablement d'ouverture et de refermeture des chemins d'écoulement ne sont pas reproduits par le modèle. Le couplage hydro-mécanique liant la perméabilité et la pression capillaire aux déformations constitue donc une possibilité pour expliquer les mécanismes de développement de chemins localisés dans les roches argileuses. Il est pour cela nécessaire de supposer la réouverture de chemins préexistants lors de la décompression de l'échantillon.

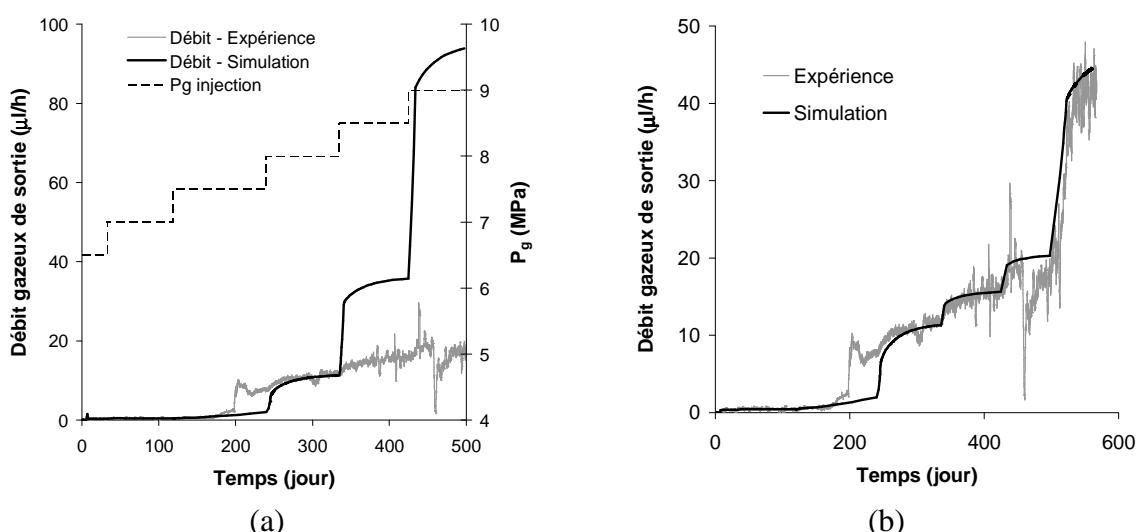


Figure 6-77 : Débit de gaz de sortie dans la pierre poreuse inférieure interne : comparaison entre données expérimentales et résultats numériques – Embedded fracture model ($P_{r,ini,fract} = 8 \text{ MPa}$) (a) à perméabilité variable et (b) à perméabilité constante une fois la connexion entre les deux faces de l'échantillon obtenue

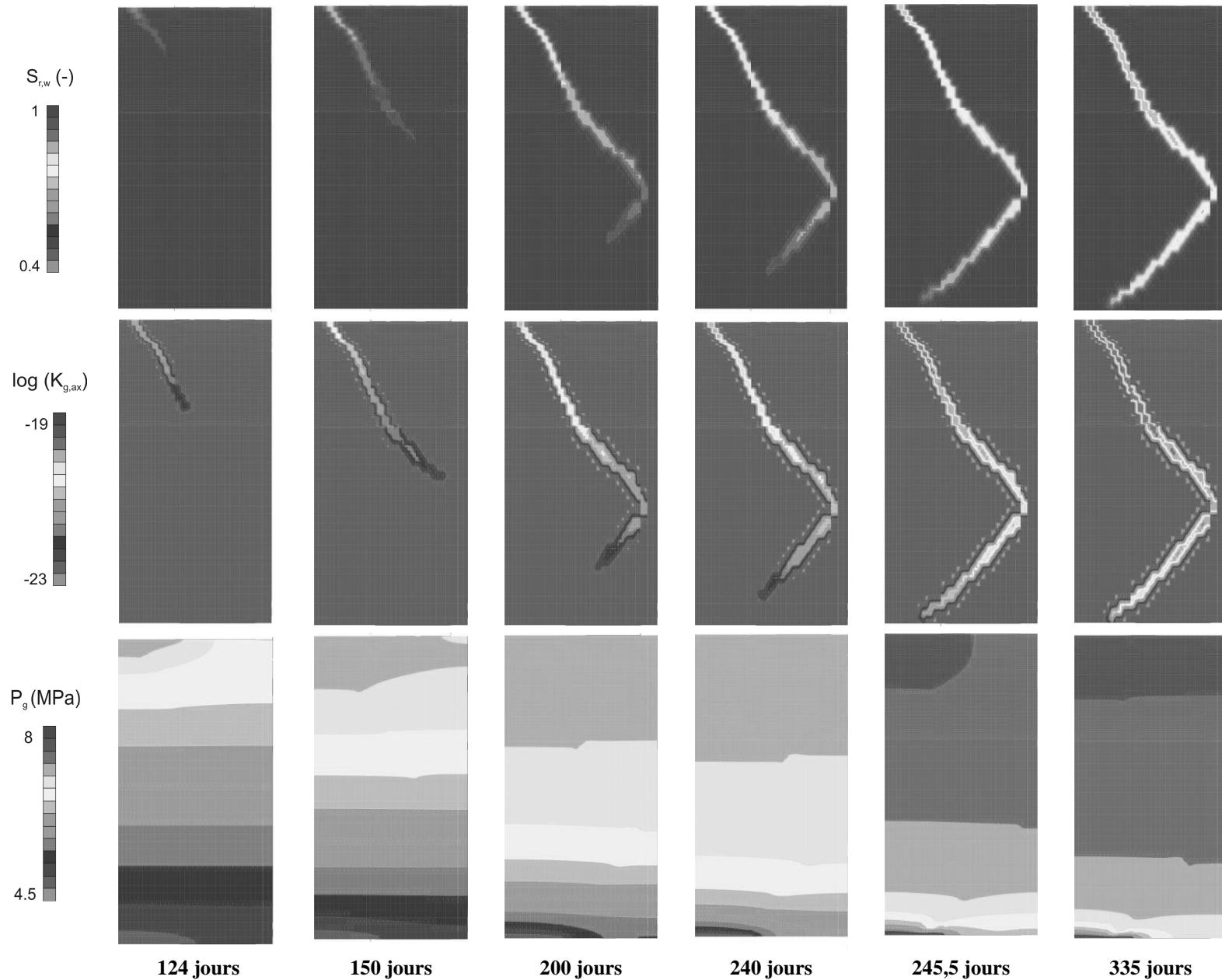


Figure 6-78 : Distribution du degré de saturation, du logarithme de la perméabilité au gaz (exprimée en m^2) et de la pression de gaz ($P_{r,ini,fract} = 8 \text{ MPa}$)

4.4.5 Conclusions

Une modélisation 2D axisymétrique des essais d'injection de gaz réalisés sur une longue période (2 ans) par le British Geological Survey sur des échantillons d'argile du Callovo-Oxfordien a été présentée. Ces essais mettent en évidence une augmentation brusque du flux gazeux à la base de l'échantillon, qui peut s'interpréter comme la signature de l'ouverture de chenaux localisés pour l'écoulement du gaz dans l'argile.

Deux options permettent de reproduire l'allure générale du flux de gaz observé à la base de l'échantillon :

- supposer des écoulements biphasiques continus et une courbe de perméabilité relative au gaz de Mualem. Cette option reproduit bien les flux de gaz à long terme, mais prédit une arrivée du gaz plus précoce et plus progressive qu'observé expérimentalement ;
- supposer l'existence de discontinuités préexistantes dans l'échantillon, refermées dans un premier temps par la consolidation et rouvertes ensuite lors de la décompression engendrée par l'injection de gaz. L'« embedded fracture model » appliqué dans cette fracture initiale provoque une augmentation de perméabilité et une diminution de la pression capillaire localisées, si bien qu'il est possible de reproduire avec une loi cubique pour la courbe de perméabilité au gaz une augmentation importante et instantanée du flux gazeux de sortie, ainsi que les débits observés à long terme. Cependant, la détection du chemin préférentiel à la base de l'échantillon se fait plus tardivement qu'expérimentalement. Dans nos simulations, l'augmentation de perméabilité est en fait fortement liée aux différents paliers d'injection de gaz, si bien qu'il est délicat de reproduire la cinétique exacte de la migration du gaz.

Même si ces deux approches permettent de reproduire les débits gazeux à long terme, l'interprétation des mécanismes de transfert n'est pas du tout la même. Dans le premier cas, les transferts de gaz sont continus dans l'argile, tandis qu'ils sont localisés le long de chemins préférentiels avec l'« embedded fracture model » (Figure 6-77). C'est donc sur base de l'interprétation des essais faites par les expérimentateurs qu'il est possible d'adopter l'un des modèles de comportement. Les essais sont généralement interprétés en considérant le développement de chemins localisés pour le transfert de gaz à travers l'échantillon. De nombreuses évidences expérimentales à ce sujet ont d'ailleurs été présentées au chapitre 2. C'est donc l'« embedded fracture model » qui est le mieux à même de reproduire les mécanismes localisés d'écoulements de gaz dans les roches argileuses. Dans ce modèle, le couplage de la mécanique sur la courbe de rétention est essentiel pour reproduire la détection des chemins préférentiels en termes de flux de gaz.

Cependant, un tel modèle n'est pas un modèle prédictif pour évaluer l'impact du gaz produit par corrosion sur la sécurité à long terme des ouvrages de stockage. Il nécessite en effet de connaître les caractéristiques des discontinuités préexistantes dans l'argile, ce qui est une tâche délicate. La question de l'origine de ces fractures initiales est également ouverte. S'agit-il de fractures engendrées par l'histoire géologique du massif ou sont-elles liées au prélèvement et au déconfinement des échantillons ? Ceci est à mettre en lien avec les images tomographiques (Figure 5-16) réalisées sur des échantillons d'argile de Boom en prélude à des essais de séchage et qui ont confirmé la présence de discontinuités initiales dans les échantillons. Tous ces aspects renvoient à la question plus générale de l'endommagement initial des échantillons et de la représentativité des essais sur une argile saine.

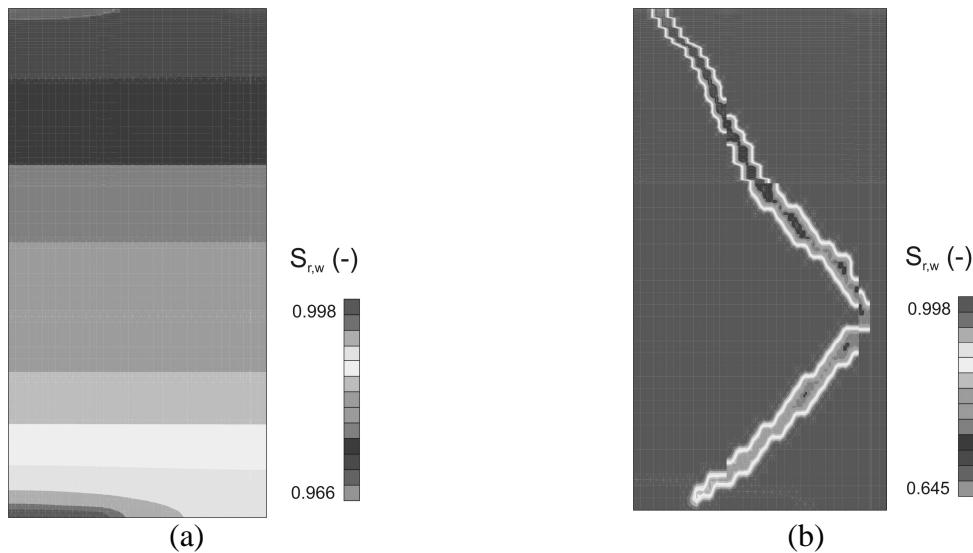


Figure 6-79 : Degré de saturation à la fin du quatrième palier d'injection (335 jours) (a) avec un modèle d'écoulements biphasiques continus et une courbe de Mualem pour la perméabilité au gaz et (b) avec l'« embedded fracture model » et une loi cubique pour la perméabilité au gaz

Finalement, il faut également souligner que les modélisations 2D axisymétriques supposent une symétrie de révolution autour de l'axe vertical de l'échantillon. Une telle hypothèse ne reproduit pas la présence de chemins localisés dans l'échantillon et des modélisations 3D sont à réaliser pour étudier la capacité du modèle à reproduire de telles observations. Ce calcul 2D axisymétrique constitue néanmoins une première approche et met en évidence les possibilités de l'« embedded fracture model » pour reproduire des chemins préférentiels.

4.5 Limites du modèle

Un modèle couplant la perméabilité et la pression capillaire aux déformations a été proposé. La perméabilité y est définie en fonction de l'ouverture de fractures générées par extension. Le tenseur de perméabilité est ainsi augmenté dans la direction perpendiculaire à celle de la déformation principale maximale. Nous venons de montrer par deux exemples comment ce modèle était à même de reproduire des observations expérimentales, que ce soit dans le cas de fractures engendrées par le chargement mécanique ou dans le cas de réactivation de fractures préexistantes. Cependant, l'« embedded fracture model » présente certaines limites dans des situations où des bandes de cisaillement se développent. Dans des problèmes en état plan de déformations d'excavation de galeries dans des terrains peu perméables, des bandes de cisaillement sont ainsi observées numériquement lorsqu'un modèle élastoplastique est considéré pour l'argilite et qu'un état de contraintes initiales anisotrope est supposé (Al Holo-Al Radi, 2005 ; Charlier et al., 2007) (Figure 6-80).

Dans une telle situation, l'« embedded fracture model » prédit une augmentation de la perméabilité (Figure 6-81), mais la déformation principale maximale n'est pas perpendiculaire à l'orientation de la fracture vu le développement de contraintes de cisaillement. Dès lors, les directions principales du tenseur anisotrope de perméabilité sont inclinées à 45° par rapport à la direction des fractures (Figure 6-82), si bien que la réponse du massif à une injection de gaz à flux imposé ne met pas en évidence le développement de chemins préférentiels d'écoulement dans le massif d'argilite (Figure 6-83). Il faut néanmoins nuancer la faible influence de l'« embedded fracture model » observée dans cette situation, car nous avons montré également précédemment que le développement de chemins préférentiels dans

l'argilite ne se marquait pas nécessairement sur les distributions de pressions de gaz (Figure 6-78). Les illustrations présentées dans cette section sont issues d'un exemple académique dont les détails peuvent être consultés dans Andra (2009).

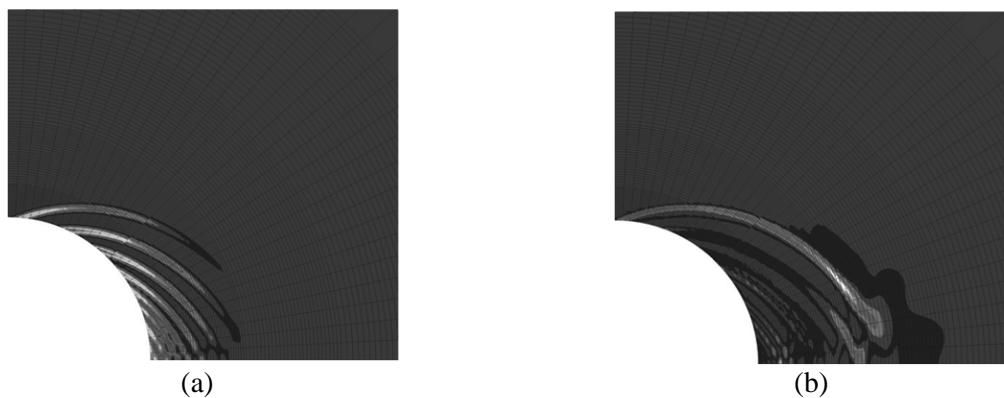


Figure 6-80 : (a) Déformation équivalente et (b) indicateur de Vilotte laissant apparaître des bandes de cisaillement (Charlier et al., 2007)

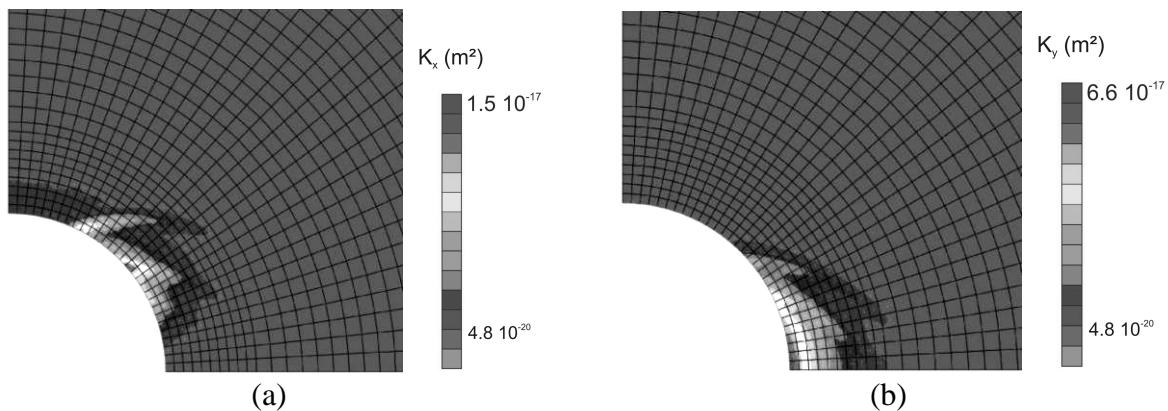


Figure 6-81 : Distribution de la perméabilité (a) horizontale et (b) verticale – Embedded fracture model

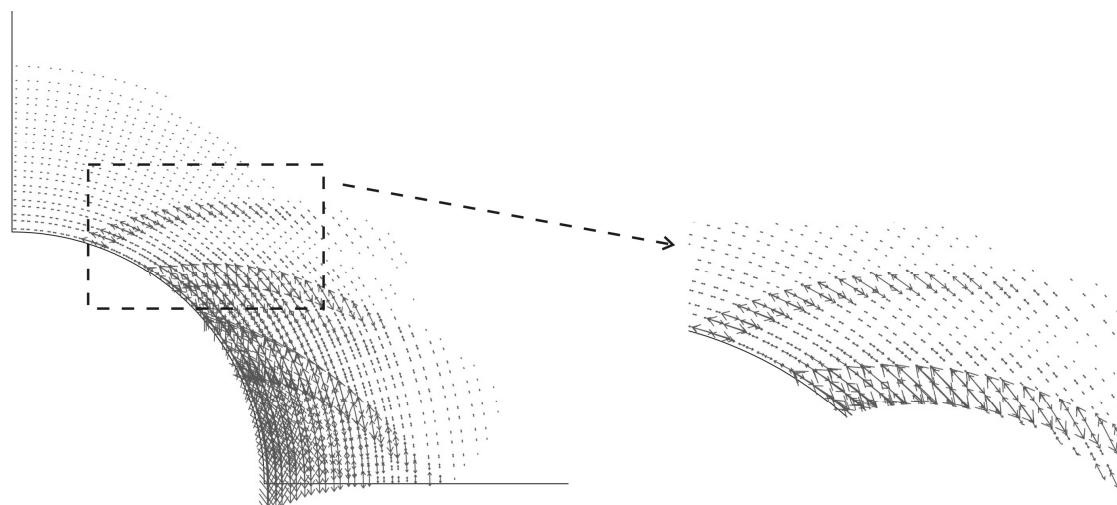


Figure 6-82 : Croix de perméabilité – Embedded fracture model

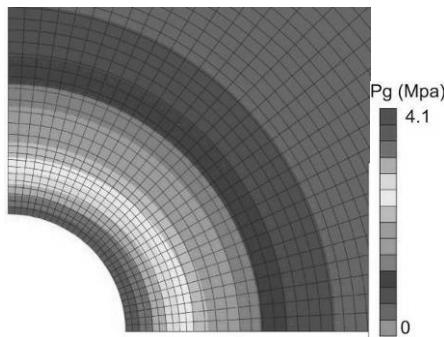


Figure 6-83 : Distribution de la pression de gaz – Embedded fracture model

L’« embedded fracture model » tel que proposé dans ce chapitre permet donc la reproduction de chemins préférentiels d’écoulement dans les roches argileuses, pour autant que ces fractures soient préexistantes ou qu’elles se forment par extension (mode 1 de rupture). Cependant, le modèle doit évoluer pour prédire une augmentation de perméabilité le long de fractures créées par du cisaillement (modes 2 et 3 de rupture) (Figure 6-84). Dans ce dernier cas, l’augmentation de perméabilité n’est en effet pas observée perpendiculairement à la direction de la déformation principale maximale.

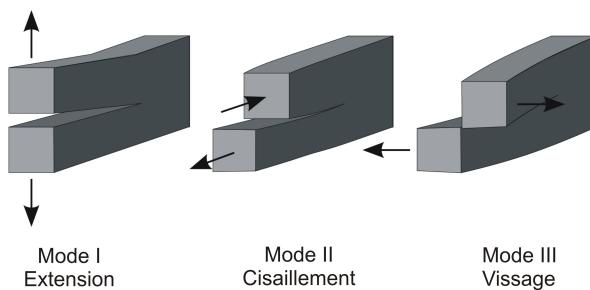


Figure 6-84 : Modes de rupture

5. Commentaires sur la modélisation du transfert de gaz

Différents exemples numériques d’injection de gaz dans des roches argileuses ont été présentés dans ce chapitre. L’expérience acquise à partir de ces différents calculs nous permet de formuler quelques commentaires généraux sur la manière appropriée pour aborder les difficultés numériques récurrentes rencontrées dans la modélisation des transferts de gaz dans les roches argileuses. Quelques précisions sur la définition de certaines conditions limites à appliquer aux frontières d’un échantillon dans la modélisation d’essais d’injection de gaz sont également présentées.

5.1 Convergence numérique et perméabilité minimum au gaz

L’expérience acquise de la modélisation hydro-mécanique de ces différents problèmes d’injection de gaz dans des roches peu perméables nous montre que résoudre numériquement de tels sujets est une tâche complexe. La convergence numérique des calculs est fortement dépendante du maillage utilisé et des réponses oscillantes sont observées en présence de mailles trop larges vu la très faible perméabilité au gaz des roches argileuses en conditions quasi saturées. Une solution couramment utilisée par les modélisateurs pour s’assurer de la convergence numérique de tels problèmes est de définir une perméabilité minimum au gaz, en

dessous de laquelle la perméabilité ne peut descendre. Plus cette perméabilité minimum est faible, plus les prédictions numériques seront proches de la réalité. En pratique, le choix de cette valeur est néanmoins généralement conditionné par la finesse du maillage à proximité de la zone d'injection. Il faut cependant remarquer qu'une même valeur de la perméabilité relative minimum au gaz ne signifie pas une approximation de la perméabilité sur la même gamme de degré de saturation quel que soit la courbe de perméabilité relative choisie. Ainsi, la Figure 6-85 montre qu'utiliser une perméabilité relative minimum dans nos calculs entraîne une approximation beaucoup plus importante lorsqu'une loi cubique est utilisée plutôt qu'une relation de Mualem. Cette question renvoie plus généralement à celle de la valeur de la perméabilité au gaz dans la zone quasi saturée, pour laquelle nous avons plusieurs fois souligné les conséquences de l'absence de données expérimentales.

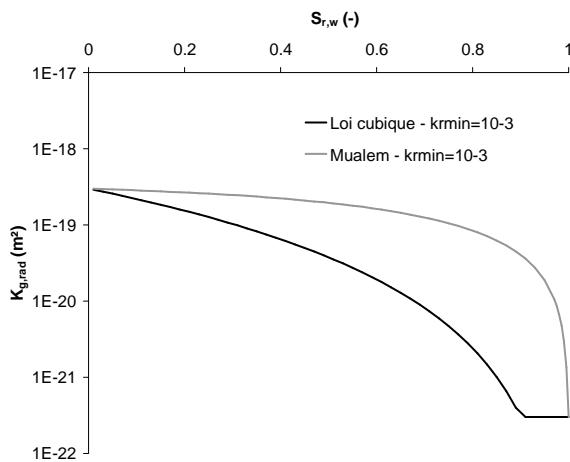


Figure 6-85 : Perméabilité au gaz en fonction du degré de saturation : influence de la perméabilité minimum en fonction de la courbe de perméabilité relative choisie

5.2 Discussion sur les conditions limites

Reproduire avec précision certaines conditions limites hydrauliques rencontrées dans les essais en laboratoire ou in-situ d'injection de gaz est une tâche complexe, car elle peut être fortement dépendante du dispositif et du protocole expérimental utilisé. Différents cas illustrent ce problème.

5.2.1 Volume poral du système d'injection

Trois exemples mettent en évidence l'influence du volume poral du système d'injection sur la réponse du système et donc la nécessité de modéliser ces composants dans nos calculs éléments finis.

- Dans l'essai du cylindre creux (section 4.4), des tests hydrauliques à pression imposée sont réalisés, entrecoupés par des périodes sans injection. Expérimentalement, lors de ces phases, l'alimentation en eau est coupée à la pompe d'injection, si bien que l'eau contenue à ce moment dans la pierre poreuse et les tuyaux d'alimentation peut tout de même s'écouler dans l'échantillon.
- Dans l'essai PGZ2 (section 3.3), les injections de gaz dans le bouchon de bentonite sont entrecoupées par des périodes de relaxation du système, durant lesquelles le gaz contenu dans les tuyaux d'alimentation et dans le fritté peut tout de même s'écouler dans l'argile gonflante.

- Les essais d'Hildenbrand et al. (2002) de percée de gaz à volume constant (Figure 2-52) consistent à remplir de gaz à pressions différentes deux chambres en amont et en aval de l'échantillon, de laisser ensuite évoluer le système et d'analyser la cinétique d'équilibrage des pressions. Les volumes de gaz contenus dans les chambres d'injection modifient naturellement la réponse du système dans un tel problème.

Dans ces trois exemples, il est nécessaire de prendre en compte dans notre modèle le volume poral du système d'injection si l'on veut reproduire les volumes d'eau injectés expérimentalement. Cette information est cependant généralement difficilement accessible, car il est délicat de déterminer les volumes des systèmes d'alimentation. Seule une collaboration étroite avec les expérimentateurs permet de s'assurer de l'exactitude de nos modèles.

5.2.2 Transition entre tests hydrauliques et injection de gaz

Dans l'essai PGZ2 ou dans les essais d'injection de gaz réalisés par le British Geological Survey, des tests hydrauliques sont suivis d'injection de gaz dans la roche argileuse. Généralement, une purge du système d'injection est réalisée expérimentalement à la transition entre ces deux phases de manière à évacuer l'eau des tuyaux d'alimentation et d'assurer ainsi la migration du gaz. L'expérience acquise de la modélisation de certains autres essais (essai PGZ1 à Bure – Charlier et al., 2011) montre que cette phase de purge n'est pas nécessairement réalisée parfaitement, en particulier pour les essais in-situ où il est difficile de contrôler l'état des chambres d'injection. La présence d'eau dans les chambres d'injection modifie assurément la réponse du système lors des injections de gaz. Comment prendre en compte de telles conditions initiales dans nos modélisations reste une question ouverte.

5.2.3 Modélisation des pierres poreuses et chambres d'injection

Nous venons de montrer que dans certaines situations, la modélisation des pierres poreuses et des systèmes d'injection se révèle essentielle pour reproduire les observations expérimentales. La question du modèle hydro-mécanique à utiliser pour ces matériaux se pose alors. Généralement, les pierres poreuses et les chambres d'injection sont modélisées sous la forme d'un milieu poreux présentant une forte perméabilité à l'eau et au gaz. Le comportement non saturé de ces composants est plus délicat à déterminer, car peu de données existent à ce sujet. Concernant la courbe de rétention, une faible pression d'entrée d'air et une pente très raide sont généralement définies, de manière à obtenir une désaturation rapide de l'échantillon dès l'apparition d'une succion. La question des courbes de perméabilité relative à l'eau et au gaz n'est actuellement pas résolue.

Une autre approche consiste à négliger les effets capillaires dans ces chambres d'injection et de considérer uniquement des fortes perméabilités à l'eau et au gaz.

Malheureusement, ces deux approches ne fournissent pas des réponses identiques, comme nous l'avons montré sur deux exemples dans ce chapitre.

- Dans l'essai du cylindre creux (section 4.4), nous avons supposé la présence d'effets capillaires dans la pierre poreuse. Nous avons montré combien le volume d'eau injecté durant les tests hydrauliques dépendait de la resaturation de la pierre poreuse initialement désaturée. Les prédictions numériques sont donc fortement dépendantes de la courbe de rétention de la pierre poreuse, qui contrôle le volume poral disponible aux pressions capillaires.

- Dans la modélisation des essais d'injection d'hélium sur un échantillon d'argilite du Callovo-Oxfordien (section 4.5), nous avons initialement considéré les effets capillaires dans les quatre pierres poreuses autour de l'échantillon (Figure 6-67). Une comparaison est réalisée avec le même calcul, mais sans considérer les effets capillaires dans les pierres poreuses.

L'analyse de l'évolution des pressions dans la pierre poreuse supérieure externe est particulièrement révélatrice de l'influence des effets capillaires sur les prédictions numériques. La Figure 6-86 montre ainsi les réponses observées lors des deuxième et troisième paliers d'injection selon la prise en compte ou non des effets capillaires dans les pierres poreuses. Lors du deuxième palier d'injection, ces effets se marquent par une diminution de la pression de gaz provoquée par la diminution de la pression d'eau et par la difficulté à désaturer la pierre poreuse. Par contre, sans effet capillaire, les deux pressions évoluent indépendamment et la pression de gaz dans le capteur n'est pas influencée par l'évolution de la pression d'eau. Dès lors, deux interprétations de la modélisation de ces essais sont possibles.

- Les observations expérimentales issues des essais d'injection d'hélium sur l'argilite du Callovo-Oxfordien ne caractérisent pas uniquement les mécanismes de migration du gaz dans l'argilite, car la réponse obtenue dépend également des effets capillaires dans les pierres poreuses. Ceci pose alors un problème d'interprétation des observations expérimentales.
- La courbe de rétention utilisée dans les modélisations pour reproduire les effets capillaires dans les pierres poreuses ne correspond pas au comportement réel de ces matériaux. Dès lors, il est possible que les observations expérimentales ne soient pas influencées par le comportement non saturé des pierres poreuses, mais nos modèles ne parviennent pas à reproduire ce comportement. Ceci est gênant. Adopter une pression d'entrée d'air encore plus faible faciliterait certainement la désaturation de la pierre poreuse et réduirait les effets capillaires. Mais on est alors confronté à des difficultés de convergence numérique des modélisations. Dans ce cas, ce sont nos choix de modélisateurs qui empêchent l'interprétation correcte des résultats.

Actuellement, l'analyse des données expérimentales dans le capteur situé dans la pierre poreuse supérieure externe ne nous permet pas de favoriser une de ces deux options, car cette réponse expérimentale est influencée par d'autres phénomènes dynamiques d'ouverture et de refermeture de chemins préférentiels, si bien qu'il est délicat de mettre en évidence l'influence de chaque sollicitation.

Ces deux exemples illustrent combien il est nécessaire de disposer de données expérimentales sur le comportement de transfert de fluides en conditions non saturées dans les pierres poreuses. Ceci est essentiel pour interpréter les observations expérimentales et aborder de manière fiable la modélisation de tels problèmes.

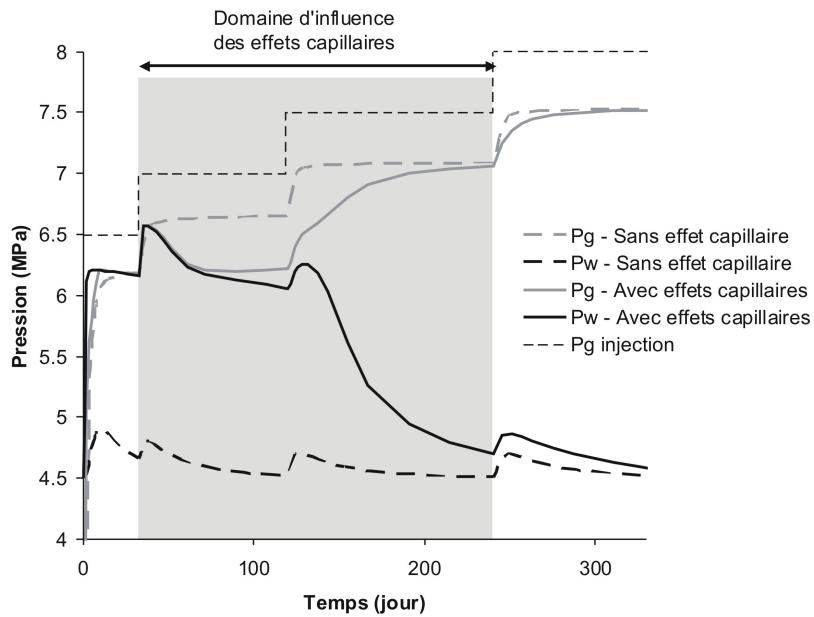


Figure 6-86 : Evolution de la pression dans la pierre poreuse supérieure externe : comparaison entre modélisations avec ou sans pierres poreuses

6. Conclusions

En vue de s'assurer de la faisabilité des solutions d'enfouissement de déchets radioactifs dans les roches argileuses, il est essentiel d'analyser l'influence de la migration du gaz produit par corrosion des composants métalliques sur le comportement géomécanique de la roche. Cette analyse s'est déroulée en deux temps, tout d'abord par la modélisation de problèmes de migration de gaz avec un modèle hydro-mécanique en saturation partielle basé sur des écoulements biphasiques continus. Ensuite, en développant un couplage hydro-mécanique supplémentaire liant la perméabilité et la courbe de rétention aux déformations de manière à reproduire de façon plus précise les écoulements de gaz dans des chenaux localisés tels qu'observés expérimentalement.

La modélisation de plusieurs expériences en laboratoire et in-situ réalisées sur l'argile du Callovo-Oxfordien montre qu'un modèle d'écoulements biphasiques continus permet de reproduire la migration du gaz dans les roches argileuses avant le développement de chemins préférentiels d'écoulement. Dans ce cas, le couplage de la mécanique sur les écoulements de gaz est généralement faible. La contribution majeure aux écoulements de gaz dans la région non saturée vient de l'advection de la phase gazeuse, tandis que la diffusion du gaz dissous est prépondérante dans la zone saturée. D'autre part, nous sommes arrivés à la conclusion que la notion de perméabilité intrinsèque perdait de son sens dans les roches argileuses, car il est nécessaire de considérer une perméabilité au gaz en conditions sèches supérieure à la perméabilité en conditions saturées pour reproduire les écoulements de gaz. Concernant ce modèle d'écoulements biphasiques continus, nous avons aussi montré que la grande dispersion des données expérimentales sur la courbe de rétention et sur la perméabilité au gaz et le manque de données à ce sujet dans la zone quasi saturée engendrent une réelle incertitude quant à la fiabilité des prédictions numériques.

Lorsque la pression d'injection de gaz augmente, les essais dans les roches argileuses indiquent des instabilités dans les écoulements qui sont certainement associés à des ouvertures

et des fermetures de chemins localisés à travers l'échantillon. Ces ouvertures et fermetures résultent probablement d'une combinaison de plusieurs processus, à savoir d'une part des effets capillaires, mais également un fort couplage avec la mécanique. L'introduction d'un couplage hydro-mécanique supplémentaire liant la perméabilité et la courbe de rétention aux déformations via l' « embedded fracture model » est au vu des résultats des modélisations une piste intéressante pour reproduire numériquement des zones localisées plus conductrices. Dans ce modèle, le couplage de la mécanique sur la courbe de rétention est nécessaire pour reproduire l'augmentation des transferts de gaz lors de la création de chemins localisés. Deux essais différents dans leur philosophie ont été modélisés avec l' « embedded fracture model ». Dans l'expérience du cylindre creux, c'est la sollicitation mécanique qui engendre des déformations de traction, ce qui provoque l'ouverture de discontinuités et le développement de chemins préférentiels. L'état des déformations n'étant pas homogène dans l'échantillon, les fractures sont ouvertes préférentiellement là où les déformations sont les plus importantes. Par contre, dans les essais d'injection de gaz dans l'argile, c'est l'augmentation de la pression de gaz qui provoque la décompression l'échantillon et la réouverture de chemins préférentiels. Dans ce cas, il a fallu supposer l'existence de fractures préexistantes. L'origine de ces discontinuités initiales est une question ouverte. Elle est à mettre en relation avec la question plus générale de l'endommagement initial des échantillons lié à l'excavation et au déconfinement des carottes.

Finalement, nous avons attiré l'attention sur les limites du modèle, à savoir qu'il ne convient dans sa forme actuelle que pour reproduire l'augmentation de conductivité liée à des fractures d'extension (mode I), mais pas pour des fractures provoquées par le cisaillement de la roche (modes II et III). Nous avons également mis en évidence par quelques exemples l'importance d'une définition précise des conditions limites hydrauliques en conditions partiellement saturées. Seul un réel échange d'informations entre modélisateurs et expérimentateurs peut assurer la représentativité des conditions limites utilisées.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

1. Synthèse

Dans ce travail, nous avons montré en quoi les transferts de gaz dans les roches argileuses sont une problématique importante dans le cadre de l'enfouissement de déchets radioactifs. L'évolution de l'étendue et des caractéristiques de la zone endommagée autour des galeries dépendent en effet de la distribution des pressions capillaires dans le massif. La prédition numérique des caractéristiques de cette zone endommagée est essentielle pour s'assurer de la faisabilité de la solution d'enfouissement des déchets radioactifs, car l'endommagement pourrait favoriser la migration des radionucléides vers la biosphère. Tant l'influence de la ventilation sur la désaturation et le retrait en paroi que les mécanismes de migration dans la roche hôte de l'hydrogène produit par corrosion des composants métalliques sont des problèmes d'écoulements de gaz et d'eau dans des milieux poreux partiellement saturés et influencent la distribution des pressions de pores autour des ouvrages. La modélisation des écoulements multiphasiques dans les roches argileuses constitue donc un axe de recherches important pour garantir la sûreté des centres d'enfouissement.

Pour aborder la simulation de tels problèmes, un modèle hydro-mécanique en saturation partielle basé sur des écoulements biphasiques d'eau et de gaz a dans un premier temps été proposé. La présence d'eau, de vapeur d'eau, de gaz et de gaz dissous est prise en compte dans ce modèle. Il présente une formulation classique des écoulements. Les équations constitutives tiennent compte de l'advection des phases liquides et gazeuses, ainsi que de la diffusion au sein de chacune des phases. Ensuite, une technique de linéarisation des équations de bilan a été développée, de manière à permettre l'intégration du modèle de comportement au sein d'un code de calcul aux éléments finis. La matrice de rigidité obtenue laisse apparaître les termes de couplages hydro-mécaniques, ainsi que ceux issus de la formulation en grandes déformations.

Les écoulements biphasiques en conditions partiellement saturées dépendent des paramètres d'écoulement du milieu poreux, qui varient avec la pression capillaire. Nous avons donc recensé un ensemble de données expérimentales existantes sur les courbes de rétention et de perméabilité relative à l'eau et au gaz de l'argile du Callovo-Oxfordien. L'interprétation de ces résultats montre la relative dispersion des données à notre disposition autour des relations généralement proposées pour modéliser de telles courbes. De plus, peu de données expérimentales existent dans la zone quasi saturée, vu la difficulté d'imposer avec précision une humidité relative élevée à un échantillon et les limites de détection des dispositifs expérimentaux pour mesurer de très faibles perméabilités au gaz. L'analyse de ces essais montre également que le concept de perméabilité intrinsèque n'a pas de sens dans le cas d'une roche argileuse, car pour des raisons microstructurales, la perméabilité au gaz en conditions sèches est plus importante que la perméabilité à l'eau en conditions saturées.

Ensuite, les interactions entre la roche et l'atmosphère ont été étudiées d'un point de vue expérimental, puis constitutif pour finir sur des exemples de modélisation. Ces interactions entre un milieu poreux et l'air ambiant se composent d'échanges de vapeur d'eau à la surface du matériau. Dans le cadre du stockage de déchets radioactifs, ces échanges constituent les transferts de gaz observés à court terme durant les phases de maintenance des galeries, c'est-à-dire avant le placement des colis et la refermeture des alvéoles. Ces échanges sont tout d'abord étudiés au travers d'essais de désaturation réalisés sur des échantillons de limon d'Awans et d'argile de Boom. Le principe est de soumettre des échantillons de sols à un air à

humidité et température contrôlées, circulant de manière permanente à vitesse imposée. Un tel essai reproduit les conditions naturelles de désaturation engendrée par la ventilation des galeries. Une analyse du retrait du matériau a également été effectuée par tomographie à rayons X et suivi vidéo des échantillons.

Une méthode d'interprétation des essais de séchage, issue de la communauté scientifique du « séchage », a été utilisée et adaptée à nos matériaux. On considère tout d'abord que les échanges de vapeur se déroulent dans une couche limite en surface des échantillons. A partir de la cinétique de perte de masse des échantillons, une courbe de séchage qui relie le flux de séchage à la teneur en eau des échantillons est obtenue. Cette courbe met en évidence une période à flux constant très courte voire inexistante, durant laquelle les transferts avec l'extérieur sont contrôlés par la capacité d'échange de la couche limite. Ensuite apparaît une phase à flux de séchage décroissant, signe que le matériau se désature et que les transferts internes deviennent le facteur limitant les échanges avec l'extérieur. Dans le cas des roches argileuses, la très courte durée voire l'absence de phase à flux constant s'explique par la très faible perméabilité des matériaux.

La modélisation de ces essais nécessite de disposer, en plus du modèle d'écoulements biphasiques, d'une condition limite hydraulique capable de reproduire les échanges en paroi d'échantillons. En effet, une condition limite classique imposant l'humidité relative de l'air en paroi du matériau suppose un équilibre instantané entre l'air et la roche, si bien que les échanges sont surestimés. Une formulation de la condition limite hydraulique est ainsi proposée, basée sur l'existence d'une couche limite. Les échanges dans la couche limite dépendent du gradient de densité de la vapeur d'eau entre le matériau et l'atmosphère et sont contrôlés par un coefficient de transfert de masse. Ce coefficient peut être déterminé sur base des résultats expérimentaux, qui montrent que ce coefficient augmente avec la vitesse de l'air, diminue avec l'humidité relative et ne varie pas avec la température de l'agent sécheur.

Une modélisation des essais sur le limon d'Awans a été menée, de manière à valider l'expression de la condition limite hydraulique. Cette simulation a permis en outre d'analyser les modes de transfert des fluides dans l'échantillon. Elle montre par exemple comment l'advection de l'eau liquide depuis le cœur de l'échantillon jusqu'à la surface (suivie par l'évaporation en paroi) constitue l'apport prédominant de vapeur dans la couche limite lorsque la perméabilité de l'échantillon est faible. Cette conclusion paradoxale s'explique par les forts gradients de pression d'eau observés en paroi d'échantillon lorsque la perméabilité est faible, ce qui renforce l'advection. A contrario, un échantillon plus perméable se désaturera en approvisionnant la couche limite en vapeur d'eau via l'avancée d'un front d'évaporation vers le cœur du matériau, suivie par de la diffusion de la vapeur jusqu'à la paroi.

Finalement, une modélisation hydro-mécanique d'un exemple académique 1D a montré comment la convergence des galeries dépendait de la condition limite hydraulique appliquée en paroi. Une condition limite non conventionnelle a ainsi été développée, combinant les échanges de vapeur et le suintement, de manière à éviter des venues d'eau non physiques dans le massif rocheux dans le cas de matériaux fortement dilatants. La convergence en paroi est ainsi d'autant plus faible que le coefficient de transfert de masse est élevé, car un équilibre quasi instantané est alors supposé entre l'air ambiant et la roche, si bien qu'une résistance supplémentaire due à la succion se développe dans le massif. Il est cependant délicat d'extrapoler à présent les résultats expérimentaux de détermination du coefficient de transfert

de masse sur des échantillons de petite taille aux problèmes de ventilation des galeries in-situ, car il est difficile d'établir si un effet d'échelle existe entre ces deux problèmes.

La production d'hydrogène suite à la corrosion des composants métalliques et la migration de ce gaz dans les roches argileuses constituent le second thème abordé dans ce travail. Les résultats expérimentaux réalisés dans d'autres laboratoires montrent combien les mécanismes de transfert du gaz sont complexes et indiquent des instabilités dans les écoulements qui sont certainement associés à des ouvertures/fermetures de chemins localisés à travers l'échantillon. Ces chemins localisés d'écoulement apparaissent au-delà d'une certaine pression d'injection, appelée « pression de fracturation ». Ces ouvertures/fermetures pourraient résulter d'une combinaison de plusieurs processus. Outre les effets capillaires, il semble nécessaire de prendre en compte un fort couplage avec la mécanique.

Les modèles actuels qui reposent sur une approche biphasique continue ne sont actuellement pas à même de reproduire les observations expérimentales mettant en évidence ces chemins localisés très conducteurs. Ils sont cependant suffisants pour reproduire les écoulements de gaz dans un milieu poreux tant que ceux-ci restent continus. Les transferts de gaz sont alors contrôlés principalement par l'advection de la phase gazeuse dans le domaine non saturé et la diffusion du gaz dissous dans la zone saturée.

Les modèles d'écoulements biphasiques continus ne permettent cependant pas de représenter l'ouverture de voies préférentielles pour le gaz sans une adaptation spécifique de certains paramètres. Un couplage hydro-mécanique supplémentaire a dès lors été développé au travers de l' « embedded fracture model ». Ce modèle prédit le développement de zones localisées et plus conductrices au sein du matériau en prenant en compte un couplage entre la perméabilité et la pression capillaire d'une part et les déformations d'autre part.

Nous avons montré comment ce modèle permet de reproduire le développement de chemins préférentiels observés dans deux expériences différentes. Le premier essai consiste en des tests hydrauliques réalisés sur un cylindre creux sollicité préalablement mécaniquement de manière à l'endommager. Le chargement mécanique engendre des déformations de traction importantes à l'intrados du cylindre, si bien que notre modèle prédit une augmentation de perméabilité dans cette zone. Le second essai consiste en des expériences d'injection de gaz dans des échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien. Dans cet exemple, le confinement isotrope de l'échantillon ne permet pas d'obtenir des zones plus localisées sans supposer la présence de discontinuités préexistantes dans l'échantillon. Ces discontinuités seraient refermées dans un premier temps par le confinement du matériau, puis rouvertes lors de l'injection de gaz suite à la décompression de l'échantillon. Nous avons montré que le couplage de la mécanique sur la courbe de rétention est essentiel pour reproduire les données expérimentales. De plus, il a été nécessaire de supposer que l'ouverture des fractures entraînait une augmentation de perméabilité tant que la connexion entre les deux faces de l'échantillon n'était pas assurée, mais qu'elle n'évoluait ensuite plus. La question de l'origine de ces fractures préexistantes reste néanmoins ouverte. Sont-elles initialement présentes dans le massif rocheux ou sont-elles créées par l'extraction et le déconfinement des carottes ?

Les différentes modélisations d'injection de gaz dans une roche argileuse ont toutes montré combien l'évolution de la perméabilité au gaz et la courbe de rétention dans le domaine quasi saturé influençaient les prédictions numériques. Or peu de données expérimentales sont disponibles pour de telles saturations. La modélisation d'expériences d'injection de gaz en laboratoire ou in-situ passe également par la prise en considération de conditions limites

hydrauliques à définir avec précision. Selon les expériences, il est nécessaire de modéliser les chambres d'injection et les pierres poreuses qui entourent l'échantillon. Nous avons montré comment l'utilisation pour les chambres et les pierres poreuses de modèles d'écoulement en saturation partielle typiques des milieux poreux pouvait influencer la réponse observée dans les roches argileuses suite à des injections de gaz. Dès lors, vu le manque de données à ce sujet, des essais de caractérisation du comportement non saturé des pierres poreuses seraient sans nul doute intéressants pour valider notre approche numérique.

Appliqués à l'enfouissement de déchets radioactifs, ces différents résultats montrent :

- l'influence possible de la ventilation sur la convergence des galeries, si bien que la condition limite non conventionnelle développée dans cette thèse peut nous permettre d'expliquer des profils de pressions d'eau dans le massif ;
- l'apparition de chemins localisés pour la migration de gaz au-delà d'une pression capillaire d'environ 2 à 3 MPa ;
- la difficulté de disposer d'un modèle prédictif pour les questions de migration du gaz dans les roches argileuses, car il a été nécessaire dans nos modélisations de supposer l'existence d'un chemin préexistant dont on ne connaît pas a priori les caractéristiques ;
- la nécessité de déterminer avec précision la courbe de rétention et la perméabilité au gaz des roches argileuses dans le domaine quasi saturé afin d'obtenir des prédictions numériques fiables.

2. Apports originaux de cette thèse

Cette thèse porte sur la modélisation des transferts de gaz et des couplages avec le comportement mécanique dans les roches argileuses. Elle se place dans la continuité de la thèse de F. Collin (2003) sur les couplages thermo-hydro-mécaniques dans les roches tendres partiellement saturées. Plusieurs aspects présentés dans cette thèse ont donc déjà été abordés précédemment, comme le développement d'un modèle hydro-mécanique en saturation partielle basé sur des écoulements biphasiques continus.

L'originalité de ce travail consiste donc essentiellement dans l'extension de ces outils et leur utilisation dans un code aux éléments finis pour traiter des problèmes d'injection de gaz dans les roches argileuses. D'autre part, peu de codes de calcul sont capables à l'heure actuelle de traiter ce genre de problèmes couplés fortement non linéaires, si bien que les simulations présentées dans ce document sont également originales par les couplages hydro-mécaniques en saturation partielle traités et par la complexité numérique des calculs.

Parmi les différents aspects présentés, nous estimons que les résultats suivants sont particulièrement novateurs et intéressants:

- une compilation et une présentation synthétique des différentes données expérimentales existantes sur les courbes de rétention et de perméabilité à l'eau et au gaz de l'argilite du Callovo-Oxfordien nous permet d'avoir une vue claire sur la dispersion de l'ensemble des données disponibles et sur les limites des modèles utilisés pour simuler de telles courbes;
- l'analyse d'essais de désaturation sur l'argile de Boom est réalisée en s'inspirant de méthodes issues du génie chimique et qui ne sont pas répandues dans la communauté

des géomécaniciens. Ceci nous permet de jeter un regard nouveau sur l'interprétation des résultats d'essais et d'obtenir des coefficients d'échange de masse et de chaleur dans la couche limite caractérisant les interactions roche – atmosphère ;

- le développement d'une condition limite en saturation partielle non conventionnelle, capable de reproduire les interactions hydriques entre la roche et l'atmosphère ;
- dans la validation de cette condition limite, un résultat particulièrement intéressant est la mise en évidence des mécanismes de transfert de fluides dans l'échantillon : dans les milieux peu perméables, c'est l'advection de la phase liquide suivie de l'évaporation en surface qui est le mécanisme prépondérant pour alimenter en vapeur d'eau la couche limite (au détriment de l'évaporation au cœur du matériau suivie de la diffusion jusqu'à la paroi) ;
- la mise en évidence claire au travers de plusieurs exemples de l'influence de la perméabilité au gaz et de la pression capillaire dans le domaine quasi saturé sur les prédictions numériques, ce qui nous amène à être prudents dans l'analyse de nos résultats ;
- l'utilisation d'un couplage hydro-mécanique supplémentaire entre la perméabilité et la pression capillaire d'une part et les déformations d'autre part pour reproduire l'apparition de chemins localisés d'écoulement sur des expériences en laboratoire rend nos modélisations hydro-mécaniques en saturation partielle particulièrement originales. Il est en effet particulièrement complexe de résoudre de tels problèmes numériquement vu la forte non linéarité de ces problèmes ;
- l'exemple de la modélisation d'un essai d'injection de gaz dans l'argile nous a permis de mettre clairement en évidence l'importance du couplage de la mécanique sur la courbe de rétention pour reproduire l'apparition de voies localisées d'écoulement.

3. Perspectives

Les modèles constitutifs développés dans cette thèse et les simulations hydro-mécaniques présentées nous ont permis d'analyser le couplage entre les écoulements de gaz et le comportement mécanique dans les roches argileuses. Afin d'améliorer la compréhension de certains phénomènes, les modélisations devraient être poursuivies et améliorées.

Pour les problèmes d'interactions roche – atmosphère, de nouveaux essais de désaturation pourraient être réalisés de manière à obtenir un nombre de données plus important et donc plus représentatif du comportement de la roche. En particulier, la réalisation d'essais de désaturation sur des échantillons présentant diverses teneurs en eau initiales nous permettrait d'analyser l'influence de la compaction initiale sur l'apparition de fractures de retrait dans le matériau.

D'autre part, les modélisations des échanges de vapeur à la surface des matériaux poreux déformables pourraient être améliorées en utilisant par exemple un couplage entre la courbe de rétention et la mécanique. On s'attend en effet à ce que la pression d'entrée d'air et la

perméabilité évoluent avec le séchage du matériau et donc la diminution de la taille des pores. Un tel phénomène n'est actuellement pas pris en compte par nos modèles de comportement. Des modélisations hydro-mécaniques des essais de désaturation pourraient également être réalisées de manière à analyser en détails le retrait du matériau. Il faudrait voir si des modèles tels que l' « embedded fracture model » permettent de reproduire l'influence de la fracturation sur les caractéristiques d'écoulement d'échantillons soumis à une dessiccation.

Pour les problèmes de migration du gaz dans les roches argileuses, il faudrait notamment réaliser des simulations 3D des essais d'injection d'hélium dans les échantillons d'argilite du Callovo-Oxfordien. Actuellement, seules des modélisations 2D axisymétrique ont été réalisées, si bien que le chemin préférentiel d'écoulement prédit par l' « embedded fracture model » présente une symétrie de révolution autour de l'axe de l'échantillon. Une telle géométrie ne correspond pas aux observations expérimentales mettant en évidence des voies localisées pour le gaz. Une modélisation 3D présenterait bien mieux le problème étudié.

Nous avons également expliqué que les relations utilisées pour modéliser la courbe de rétention des roches argileuses ne reproduisaient pas la notion de pression d'entrée d'air de la roche. En effet, une faible désaturation est obtenue dès qu'une succion se développe. Il serait intéressant de tenter de modéliser les problèmes abordés dans cette thèse en considérant une réelle pression d'entrée d'air dans nos relations. Une telle approche présenterait néanmoins quelques difficultés numériques pour gérer au mieux la transition entre les zones saturées et les zones non saturées.

D'autre part, la modélisation d'essais in-situ d'injection de gaz dans de la bentonite (essai PGZ2 par exemple) nécessite le développement d'un modèle hydro-mécanique spécifique pour la bentonite. Une prise en compte de l'évolution des caractéristiques d'écoulement avec la densité du matériau est nécessaire pour obtenir des prédictions numériques convaincantes.

Finalement, le développement de méthodes expérimentales capables de déterminer avec précision la perméabilité au gaz ou l'évolution de la courbe de rétention dans le domaine quasi saturé est essentiel pour s'assurer de la fiabilité de nos prédictions numériques.

Références

Références

Al Holo – Al Radi S. (2005) Etude numérique de la localisation à l'aide de modèles de second gradient : Perte d'unicité et évolution de la taille de la zone localisée. *Thèse de doctorat*. Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

Alkan H., Müller W. (2008) Approaches for modelling gas flow in clay formations as repository systems. *Physics and Chemistry of the Earth*. **33**, S260-S268.

Alonso E.E., Gens A., Josa A. (1990) A constitutive model for partially saturated soils. *Géotechnique*. **40**, n°3, 405-430.

Alonso E.E., Olivella S., Arnedo D. (2006) Mechanisms of gas transport in clay barriers. *Journal of Iberian Geology*. **32**, n°2, 175-196.

Anagnostou G. (1995) Seepage flow around tunnels in swelling rock. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*. **19**, 705-724.

Andra (2005) Projet HAVL – Dossier 2005. Référentiel site Meuse/Haute-Marne. *Rapport Andra C.RP.ADS.04.0022*.

Andra (2009) Rapport mi-parcours pour le Groupement de Laboratoires “Transferts de Gaz”. *Rapport Andra C.RP.ASCM.09.0002*, 242 p.

Armand G., Wileveau Y., Delay J. (2007) Analyse des perméabilités mesurées autour des ouvrages du LSMHM au niveau -490 m pour déterminer des lois empiriques utilisables dans des calculs hydromécaniques couplés en milieu continu. Laboratoire de recherche souterrain de Meuse/Haute-Marne. *Rapport Andra D.NT.ALS.07.0453*, 27 p.

Arnedo D., Alonso E.E., Olivella S., Romero E. (2008) Gas injection tests on sand/bentonite mixtures in the laboratory. Experimental results and numerical modelling. *Physics and Chemistry of the Earth*. **33**, S237-S247.

Baggio P., Bonacina C., Schrefler B.A. (1997) Some considerations on modeling heat and mass transfer in porous media. *Transport in Porous Media*. **28**, 233-251.

Bardet J.P., Tobita T. (2002) A practical method for solving free-surface seepage problems. *Computer and Geotechnics*. **29**, 451-475.

Barnichon J.-D., Volckaert G. (2003) Observations and predictions of hydromechanical coupling effects in the boom clay, Mol Underground Research Laboratory, Belgium. *Hydrogeology Journal*. **11**, 193-202.

Baroghel-Bouny V., Mainguy M., Coussy, O. (2001) Isothermal drying process in weakly permeable cementitious materials - Assessment of water permeability. *Material Science of Concrete. Special Volume: Ion and Mass Transport in Cement Based Materials*. Eds. R.D. Hooton, M.D.A. Thomas, J. Marchand, J.J. Beaudoin, pp. 59-80.

Bastiaens W., Bernier F., Li X.L. (2006) An overview of long-term HM measurements around HADES URF. *Proceedings of Eurock 2006 – Multiphysics coupling and long term behaviour in rock mechanics*. Eds. A. Van Coethem, R. Charlier, J.-F. Thimus, J.-P. Tshibangu, pp. 15-26.

Bear J. (1972) *Dynamics of fluids in porous media*. American Elsevier Environmental science series. New-York, 764 p.

Belanteur N., Tacherifet S., Pakzad M. (1997) Etude des comportements mécanique, thermomécanique et hydro-mécanique des argiles gonflantes et non gonflantes fortement compactées. *Revue Française de Géotechnique*. **78**, 31-50.

Ben Nasrallah S., Pere P. (1998) Detailed study of a model of heat and mass transfer during convective drying of porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. **31**, n°5, 957-967.

Bernier F., Li X.L., Bastiaens W. (2007) Twenty-five years' geotechnical observation and testing in the Tertiary Boom clay formation. *Géotechnique*. **57**, n°2, 229-237.

Billiotte J., Yang D., Su K. (2008) Experimental study on gas permeability of mudstones. *Physics and Chemistry of the Earth*. **33**, S231-S236.

Biot M.A. (1941) General theory of three-dimensional consolidation. *Journal of Applied Physics*. **12**, 155-164.

Borja R., Alarcon E. (1995) A mathematical framework for finite strain elastoplastic consolidation part 1: balance law, variational formulation and linearization. *Computers Methods in Applied Mechanics and Engineering*. **122**, 765–781.

Boulin P.F. (2008) Expérimentation et Modélisation du Transfert d'hydrogène à travers des argiles de centre de stockage de déchets radioactifs. *Thèse de doctorat*. Institut Polytechnique de Grenoble, Laboratoire d'études des Transferts en Hydrologie et Environnement, France.

Boulin P.F., Angulo-Jaramillo R., Daian J.-F., Talandier J., Berne P. (2008a) Pore gas connectivity analysis in Callovo-Oxfordian argillite. *Applied Clay Science*. **42**, 276-283.

Boulin P.F., Angulo-Jaramillo R., Daian J.-F., Talandier J., Berne P. (2008b) Experiments to estimate gas intrusion in Callovo-oxfordian argillites. *Physics and Chemistry of the Earth*. **33**, S225-S230.

Brace W.F., Walsh J.B., Frangos W.T. (1968) Permeability of granite under high pressure. *Journal of Geophysical Research*. **73**, n° 2, 2225-2236.

Brooks R.H., Corey A.T. (1966) Properties of porous media affecting fluid flow. *Journal of the Irrigation Drainage Division - ASCE*. **96**, 61-88.

Chambon R., Crochepeyre S., Charlier R. (2001) An algorithm and a method to search bifurcation points in non-linear problems. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*. **51**, 315-332.

Charlier R. (1987) Approche unifiée de quelques problèmes non linéaires de mécanique des milieux continues par la méthode des éléments finis. *Thèse de doctorat*. Université de Liège, Belgique.

Charlier R., Chambon R., Al Holo – Al Rali S., Collin F. (2007) Modelling the fracture generation in EDZ. *Report of the Swiss Geological Survey*. **2**, 27-31.

Charlier R., Collin F., Gerard P., Radu J.-P. (2010) Nouvelle conception de l'expérience PGZ2 pour l'Andra. Modélisation numérique et comparaison aux premiers résultats expérimentaux. *Rapport Andra*. Université de Liège, Belgique. 66 p.

Charlier R., Collin F., Gerard P., Radu J.-P. (2011) Numerical modelling of the PGZ1 in-situ test. *Rapport Andra*. Université de Liège, Belgique. 34 p.

Chavant C., Fernandez R. (2005) Evaluating the reliability of hydro-mechanical simulation : A benchmark of numerical techniques carried out by Research Group of MoMas. *Paper presented at the 2nd International Meeting Clays in Natural and Engineering Barriers for Radioactive Waste Confinement*. Agence Nationale Pour la Gestion des Déchets Radioactifs. Tours, France, 14–18 March 2005.

Clayton W.S. (1996) Relative permeability-saturation-capillary head relationships for air sparging in soils. *Thèse de doctorat*. Colorado School of Mines. Golden, Etats-Unis.

Collin F., Li X.L., Radu J.-P., Charlier R. (2002) Thermo-hydro-mechanical coupling in clay barriers. *Engineering Geology*. **64**, 179-193.

Collin F. (2003) Couplages thermo-hydro-mécaniques dans les sols et les roches tendres partiellement saturées. *Thèse de doctorat*. Université de Liège, Belgique, 300 p.

Collin F., Chambon R., Charlier R. (2006) A finite element method for poro mechanical modelling of geotechnical problems using local second gradient models. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*. **65**, 1749-1772.

Collin F., Levasseur S., Chambon R. (2009) Numerical post failure methods in multiphysical problems. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*. **13**, n°7-8, 983-1004.

Coumans W.J. (2000) Models for drying kinetics based on drying curves of slabs. *Chemical Engineering and Processing*. **39**, n°1, 53-68.

Coussy O. (1995) *Mechanics of Porous Continua*. Wiley, London.

Coussy O., Eymard R., Lassabatère T. (1998) Constitutive modelling of unsaturated drying deformable materials. *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*. **124**, n°6, 658-667.

Coussy O. (2004) *Poromechanics*. Wiley, London.

Cruchaudet M., Noiret A., Talandier J., Armand G. (2010) Expérimentation SDZ – Bilan de la mise en place de l'instrumentation et des premières mesures à fin mars 2010 – Centre de Meuse – Haute-Marne. *Rapport Andra D.RP.AMFS.09.0087*.

Cuss R.J., Harrington J.F., Noy D.J., Wikman A., Sellin P. (2010) Large scale gas injection test (LASGIT): results from two gas injection tests. *Abstract of 4th Andra International meeting – Clays in natural & engineered barriers for radioactive waste confinement*. Nantes, France 29 March – 01 April 2010, p.111-112.

Cussler E.L. (1976) Chemical Engineering Monographs. Volume 3. Multicomponent diffusion. *Elsevier Scientific Publishing Company*. University of Pennsylvania, Philadelphia.

Dana E., Skoczytas F. (2002) Experimental study of two-phase flow in three sandstones. I. measuring relative permeabilities during two-phase steady-state experiments. *International Journal of Multiphase flow*. **28**, n°11, 1719-1736.

Dascalu C. (2007) An introduction to fracture mechanics in linear elastic materials. *Revue européenne de génie civil*. **11**, n°7-8, 893-906.

Davy C.A., Skoczytas F., Barnichon J.-D., Lebon P. (2007) Permeability of macro-cracked argillite under confinement: Gas and water testing. *Physics and Chemistry of the Earth*. **32**, 667-680.

Davy C.A., Skoczytas F., Lebon P., Dubois T. (2009) Gas migration properties through a bentonite/argillite interface. *Applied Clay Science*. **42**, 639-648.

De Greef V., Giraud A., Su K. (2004) Mesures de la perméabilité des argilites saturées et non saturées. *Rapport Andra*, pp. 128–132 (ISSN 1630- 6635).

de La Vaissière R., Talandier J., Armand G. (2010) Expérimentation PGZ. Essai PGZ2 – Analyse de la saturation et de l'injection de gaz. Centre Meuse/Haute-Marne. *Rapport Andra D.NT.AMFS.10.0085*. 85 p.

Delage P., Howat M.D., Cui Y.J. (1998) The relationship between suction and swelling properties in a heavily compacted unsaturated clay. *Engineering Geology*. **50**, 31-48.

Delage P., Cui Y.J. (2001) L'eau dans les sols non saturés. *Techniques de l'ingénieur*. C301.

Delage P., Bésuelle P., Chen G., Charlier R., Illing P., Rizzi M., Monfared M., Laloui L., Salager S., Schroeder C., Sulem J., Viggiani G., Zhang C. (2010) THM characterisation and input for simulation. *Timodaz Project - Deliverable 5*, 122 p.

Delahaye C.H., Alonso E.E. (2002) Soil heterogeneity and preferential paths for gas migration. *Engineering Geology*. **64**, 251-271.

Dracos T. (1980) *Hydrologie, eine einführung für ingenieure*. Springer Wien. New-York.

Duveau G., Davy C.A., Skoczytas F., Shao J.-F., Dubois T. (2010) Creation of gas pathways through water-saturated argillite: experimental and numerical approaches. *Abstract of 4th Andra International meeting – Clays in natural & engineered barriers for radioactive waste confinement*. Nantes, France 29 March – 01 April 2010, p. 107-108.

El Youssoufi M.S., Delenne J.Y., Radjai F. (2005) Self-stresses and crack formation by particle swelling in cohesive granular media. *Physical Review E*. **71**, 051307.

Escoffier S. (2002) Caractérisation expérimentale du comportement hydromécanique des argilites de Meuse/Haute-Marne. *Thèse de doctorat*. Institut national polytechnique de Lorraine. Nancy, France.

Escoffier S., Homand F., Giraud A., Hoteit N., Su K. (2005) Under stress permeability determination of the Meuse/Haute-Marne mudstone. *Engineering Geology*. **81**, n°3, 329-340.

Ewen J., Thomas H.R. (1989) Heating unsaturated medium sand. *Géotechnique*. **3**, 455-470.

Floría E., Sanz F.J., García-Siñeriz J.L. (2002) Drying test: evaporation rate from core samples of Opalinus clay under controlled environmental conditions. *Rapport Nagra, Deliverable D6, FIKW-CT2001-00126*.

François B. (2008) Thermo-plasticity of fine-grained soils at various saturation states: Application to nuclear waste disposal. *Thèse de doctorat*. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse.

Fredlund D.G., Morgenstern N.R. (1977) Stress state variables for unsaturated soils. *Journal of the Geotechnical Engineering Division – ASCE*. **103**(GT5), 447-466.

Fredlund D.G., Rahardjo H. (1993) *Soil mechanics for unsaturated soils*. Wiley, New-York.

Gallé C. (2000) Gas breakthrough pressure in compacted Fo-Ca clay and interfacial gas overpressure in waste disposal context. *Applied Clay Science*. **17**, n°1-2, 85-97.

Garitte B., Gens A., Liu Q., Liu X., Millard A., Bond A., McDermott C., Fujita T., Nkama S. (2010) Modelling benchmark of a laboratory drying test in Opalinus clay. *Proceedings of Eurock 2010. Rock mechanics in civil and environmental engineering*. Eds. Zhao & Labrouse. Lausanne, Suisse, 15-18 June 2010.

Garrels R.M., Christ C.L. (1965) *Solutions, Minerals, and Equilibria*. Harper & Row, New-York, 450 p.

Gatabin C., Imbert C., Richet C. (2005) Selection and THM characterisation of the buffer material. Esdred project – Module 1. Technical Report. *Rapport Andra E.NT.0GME.05.0005/B*. 143 p.

Gawin D., Schrefler B.A. (1996) Thermo-hydro-mechanical analysis of partially saturated porous materials. *Engineering Computations*. **13**, n°7, 113-143.

Gawin D., Sanavia L. (2010) Modelling of cavitation in water saturated porous media considering effects of dissolved air. *Transport in Porous Media*. **81**, n°1, 141-160.

Geankoplis C.J. (1993) *Transport processes and unit operations*. Prentice-Hall: Englewood Cliffs, New Jersey.

Gens A. (1995) Constitutive modelling : application to compacted soils. *Unsaturated Soils*. Balkema, Paris, 1179-1200.

Gens A., Vaunat J., Garitte B., Wileveau Y. (2007) In situ behaviour of a stiff layered clay subjected to thermal loading: observations and interpretation. *Géotechnique*. **57**, n°2, 207-228.

Gerard P. (2007) Etude de l'influence des transferts de gaz sur le comportement géomécanique dans le cadre du stockage de déchets radioactifs. *Mémoire de D.E.A.* Université de Liège, Belgique.

Gerard P., Charlier R., Chambon R., Collin F. (2008a) Influence of evaporation and seepage on the convergence of a ventilated cavity. *Water Resources Research*. **44**, W00C02, doi:10.1029/2007WR00650.

Gerard P., Charlier R., Barnichon J.-D., Su K., Shao J.-F., Duveau G., Giot R., Chavant C., Collin F. (2008b) Numerical modelling of coupled mechanics and gas transfer around radioactive waste in long-term storage. *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*. **38**, n°1-2, 25-44.

Gerard P., Léonard A., Masekanya J.-P., Charlier R., Collin F. (2010) Study of soil-atmosphere moisture exchanges through convective drying tests in non-isothermal conditions. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*. **34**, n°12, 1297-1320.

Ghezzehei T.A., Trautz R.C., Finsterle S., Cook P.J., Ahlers C.F. (2004) Modeling coupled evaporation and seepage in ventilated cavities. *Vadose Zone Journal*. **3**, 806-818.

Giraud A., Giot R., Homand F., Koriche A. (2007) Permeability identification of a weakly permeable partially saturated porous rock. *Transport in porous media*. **69**, 259-280.

Giraud A., Giot R., Homand F. (2009) Poromechanical modelling and inverse approach of drying tests on weakly permeable porous rocks. *Transport in Porous Media*. **76**, n°1, 45-66.

Graham J., Halayko K.G., Hume H., Kirkham T., Gray M., Oscarson D. (2002) A capillarity-advective model. *Engineering Geology*. **64**, 273-286.

Grindrod P., Impey M.D., Saddique S.N., Takase H. (1994) *Saturation and gas migration within clay buffers*. Proceedings of Conference on High Level Radioactive Waste Management, Las Vegas, United States, April 1994.

Guiducci C., Pellegrino A., Radu J.-P., Collin F., Charlier R. (2002a) Numerical modelling of hydro-mechanical fracture behavior. *Numerical Models in Geomechanics – Proceedings of NUMOG VIII*. Eds. Pande G.N. & Pietruszczak S. Swets & Zeitlinger. Lisse, pp. 293-299.

Guiducci C., Pellegrino A., Radu J.-P., Collin F., Charlier R. (2002b) Hydro-mechanical behavior of fractures : 2D F.E.M. modeling. *Poromechanics II – Proceedings of 2nd Biot Conference on Poromechanics*. Eds. Auriault J.-L., Geindreau C., Royer P., Bloch G.F. Taylor & Francis. Grenoble, France, pp. 217-224.

Habraken A.-M. (1989) Contribution à la modélisation du fromage des métaux par la méthode des éléments finis. *Thèse de doctorat*. Université de Liège, Belgique.

Harrington J.F., Horseman S.T. (2003) Gas migration in KBS-3 buffer bentonite. Sensitivity of test parameters to experimental boundary conditions. *Technical Report SKB – TR-03-02*, 57 p.

Harrington J.F., Noy D.J., Talandier J. (2010) Gas and water flow in the Callovo-Oxfordian argillite. *Poster of 4th Andra International meeting – Clays in natural & engineered barriers for radioactive waste confinement*. Nantes, France 29 March – 01 April 2010.

Harrington J.F., Noy D.J. (2010) Gas and water flow in the Callovo-Oxfordian argillite: Progress 2010. *Technical Report British Geological Survey CR/10/101*. Nottingham, United Kingdom.

Hassanizadeh M., Gray W. (1979a) General conservation equations for multi-phase systems: 1. Average procedure. *Advances in Water Resources*. **2**, 131-144.

Hassanizadeh M., Gray W. (1979b) General conservation equations for multi-phase systems: 2. Mass, momenta, energy, and entropy equations. *Advances in Water Resources*. **2**, 191-208.

Heitz J.-F., Hicher P.-Y. (2002) The mechanical behaviour of argillaceous rocks – Some questions from laboratory experiments. *Proceedings of International Symposium on Hydromechanical and Thermohydromechanical Behaviour of Deep Argillaceous Rock*. Hoteit, Su, Tijani and Shao eds, Swets & Zeitlinger, pp. 99-108.

Hildenbrand A., Schröder S., Kroos B.M. (2002) Gas breakthrough experiments on fine-grained sedimentary rocks. *Geofluids*. **2**, 3-23.

Homand F., Giraud A., Escoffier S., Koriche A., Hoxha D. (2004) Permeability determination of a deep argillite in saturated and partially saturated conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. **47**, 3517-3531.

Horseman S.T., Harrington J.F., Sellin P. (1996) *Evidence for thresholds, pathways and intermittent flow in argillaceous rocks*. Proceedings of the Fluid Flow through Faults and Fractures in Argillaceous Formations – Joint NEA/EC Workshop, Berne, Switzerland, 10-12 June 1996, 85-103.

Horseman S.T., Harrington J.F. (1997) Study of gas migration in MX80 buffer bentonite. *Technical Report British Geological Survey WE/97/7*, UK.

Horseman S.T., Harrington J.F., Sellin P. (1999) Gas migration in clay barriers. *Engineering Geology*. **54**, 139-149.

Hoxha D., Giraud A., Blaisonneau A., Homand F., Chavant C. (2004) Poroplastic modelling of the excavation and ventilation of a deep cavity. *International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*. **28**, 339-364.

Hoxha D., Auvray D. (2005) Résultats des essais sur échantillons pour le développement des modèles rhéologiques HM et THM des argiles. *Rapport Andra C.RP0.ENG 03.0380/D*, 237 p.

Hoxha D. (2007) Loi de comportement simplifiée pour les argiles gonflantes. *Rapport Andra C.RP.0ENG.07-251.A*.

Impey M.D., Grindrod P., Takase H., Worgan K.J. (1997) A capillary network model for gas migration in low-permeability media. *Society for Industrial and Applied Mathematics*. **57**, n°3, 597-608.

Ketelaars A.A.J. (1992) Drying deformable media. Kinetics, shrinkage and stresses. *Thèse de doctorat*. Technische Universiteit Eindhoven. Pays-Bas.

Key R.B. (1972) *Drying. Principles and practice*. Pergamon Press, New York.

Kickmaier W., Yamamoto S., Weber H.P., Kaku K., Gassler W. (2002) GMT/IR 01-02: Construction of engineered barrier system. As-built report. *Project Report Nagra 01-26*. Wettingen, Switzerland.

Klinkenberg L.-J. (1941) The permeability of porous media to liquids and gas. *Drilling and production practice. American Petroleum Institute*. p. 200-213.

Kondo D., Welemane H., Cormery F. (2007) Basic concepts and models in continuum damage mechanics. *Revue européenne de génie civil*. **11**, n°7-8, 927-943.

Koriche M.A. (2004) Caractérisation du comportement couplé des argilites de Meuse/Haute-Marne aux états saturé et partiellement saturé. *Thèse de doctorat*. Département de Génie Civil-Hydrosystème-Géotechnique. Institut national polytechnique de Lorraine, Nancy, France.

Kowalski S.J. (1997) Moisture transport, thermodynamics, and boundary conditions in porous materials in presence of mechanical stresses. *Chemical Engineering Science*. **52**, n°7, 1141-1150.

Kowalski S.J. (2003) *Thermomechanics of drying processes*. Springer, Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics.

Laego (2005) Essai de perméabilité – Ouvrage EST 212. *Rapport ANDRA C.RP0.ENG 04-0003/8*, 28 p.

Lanczos C. (1956) *Applied analysis*. Prentice Hall , Englewood Cliffs. New Jersey.

Lenoir N., Bornert M., Desrues J., Besuelle P., Viggiani G. (2007) Volumetric digital image correlation applied to X-ray micro tomography images from triaxial compression tests on argillaceous rock. *Strain*. **43**, 193-205.

Léonard A., Blacher S., Marchot P., Crine M. (2002) Use of X-ray microtomography to follow the convective heat drying of wastewater sludges. *Drying Technology*. **20**, n°4-5, 1053-1069.

Léonard A. (2003) Étude du séchage convectif de boues de station d'épuration - Suivi de la texture par microtomographie à rayons X. *Thèse de doctorat*. Université de Liège, Belgique.

Léonard A., Blacher S., Marchot P., Pirard J.-P., Crine M. (2005) Convective drying of wastewater sludges: Influence of air temperature, superficial velocity and humidity on the kinetics. *Drying Technology*. **23**, n°8, 1667-1679.

Levasseur S., Bésuelle P., Collin F., Chambon R., Charlier R., Viggiani G. (2009) EDZ in clayey rocks : which effect on permeability? Proceedings of European Commission – Timodaz-Teresa THMC conference, Luxemburg, Luxemburg, 29 Sept. – 01 Oct. 2009, 10 p.

Levasseur S., Charlier R., Frieg B., Collin F. (2010) Hydro-mechanical modelling of the excavation damaged zone around an underground excavation at Mont Terri Rock Laboratory. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*. **47**, n°3, 414-425.

Lewis R.W., Schrefler B.A. (2000) *The Finite Element Method in the Static and Dynamic Deformation and Consolidation of Porous Media*. Wiley, New York.

Li X.L. (2000) Comportement hydro-mécanique des sols fins: de l'état saturé à l'état non saturé. *Thèse de doctorat*. Université de Liège, Belgique, 359 p.

Lloret A. (2002) Final Laboratory Test Results Report - Ventilation Experiment. *Internal Deliverable D4*. EC Project FISS-2001-00015.

Lloret A., Villar M.V. (2007) Advances on the knowledge of the thermo-hydro-mechanical behaviour of heavily compacted febex bentonite. *Physics and Chemistry of the Earth*. **32**, 701-715.

Lu N., Likos W.J. (2004) *Unsaturated soil mechanics*. Wiley, New Jersey.

Mainguy M., Coussy O., Baroghel-Bouny V. (2001) *Role of air pressure in drying of weakly permeable materials*. *Journal of Engineering Mechanics (ASCE)*. **127**, n°6, 582-592.

Malinsky L. (2009) Etude expérimentale et modélisation du comportement hydro-mécanique et de transfert de matériaux argileux saturés et non-saturés. *Thèse de doctorat*. Ecole Polytechnique, Laboratoire de Mécanique des Solides, France, 279 p.

Mallants D., Jacques D. (2004) Performance assessment for deep disposal of low and intermediate level short-lived radioactive waste in Boom Clay. *Rapport SCK-CEN-R-3793*.

Marschall P., Horseman S.T., Gimmi T. (2005) Characterisation of Gas Transport Properties of the Opalinus Clay, a Potential Host Rock Formation for Radioactive Waste Disposal. *Oil & Gas Science Technology*. **60**, n°1, 121-139.

Masekanya J.-P. (2008) Stabilité des pentes et saturation partielle – Etude expérimentale et modélisation numérique. *Thèse de doctorat*. Université de Liège, Belgique.

Mayor J.C., Velasco M., García-Sineriz J.L. (2007) Ventilation experiment in the Mont Terri underground laboratory. *Physics and Chemistry of the Earth*. **32**, 616-628.

Mualem Y. (1976) A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media. *Water Resources Research*. **12**, n°3, 513-522.

Muñoz, J.J., Lloret, A., Alonso, E. (2003) Ventilation experiment in Opalinus clay - Laboratory report: Characterization of hydraulic properties under saturated and non saturated conditions. *Project Deliverable 4, EC contract FIKW-CT2001-00126/EURATOM*.

Musielak G., Banaszak J. (2007) Non-linear heat and mass transfer during convective drying of kaolin cylinder under non-steady conditions. *Transport in Porous Media*. **66**, 121-134.

Nadeau J.-P., Puiggali J.R. (1995) *Séchage - Des processus physiques aux procédés industriels*. Technique et Documentation – Lavoisier, Paris, France.

Nagra (2002) Project Opalinus Clay: Safety Report. Demonstration of disposal feasibility (Entsorgungsnachweis) for spent fuel, vitrified high-level waste and long-lived intermediate-level waste. *Nagra Technical Report NTB 02-05*, Nagra, Wettingen, Switzerland.

Nuth M., Laloui L. (2008a) Effective stress concept in unsaturated soils: Clarification and validation of a unified framework. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*. **32**, 771-801.

Nuth M., Laloui L. (2008b) Advances in modelling hysteretic water retention curve in deformable soils. *Computers and Geotechnics*. **35**, 835-844.

Olivella S., Carrera J., Gens A., Alonso E.E. (1994) Non isothermal multiphase flow of brine and gas through saline media. *Transport in Porous Media*. **15**, n°3, 271-293.

Olivella S., Alonso E.E. (2008) Gas flow through clay barriers. *Géotechnique*. **58**, n°3, 157-168

Ortiz L., Impey M., Einchomb S. (1996) *Characterization of Gas Flow in Boom Clay, a Low Permeability Plastic Rock*. Proceedings of the Fluid Flow through Faults and Fractures in Argillaceous Formations – Joint NEA/EC Workshop, Berne, Switzerland, 10-12 June 1996.

Ortiz L., Volckaert G., De Cannière P., Put M., Sen M.A., Horseman S.T., Harrington J.F., Impey M.D., Einchcomb S. (1997) MEGAS : modelling and experiments on GAS migration in repository host rocks – Final report phase 2. *European Report EUR17453EN*.

Ortiz L., Volckaert G., Mallants D. (2002) Gas generation and migration in clay barriers. *Engineering Geology*. **64**, 287-296.

Panday S., Corapcioglu M.Y. (1989) Reservoir transport equations by compositional approach. *Transport in Porous Media*. **4**, 369-393.

Péron H. (2008) Dessiccation cracking of soils. *Thèse de doctorat*. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Suisse.

Péron H., Hueckel T., Laloui L., Hu L.B. (2009) Fundamentals of dessiccation cracking of fine-grained soils: experimental characterisation and mechanisms identification. *Canadian Geotechnical Journal*. **46**, 1177, 1201.

Pham H.Q., Fredlund D.G., Barbour SL. (2003) A practical hysteresis model for the soil-water characteristic curve for the soils with negligible volume change. *Géotechnique*. **53**, n°2, 293-298.

Pham Q.T. (2006) Effet de la désaturation et de la resaturation sur l'argilite dans les ouvrages souterrains. *Thèse de doctorat*. Ecole Polytechnique, France.

Pham Q.T., Vales F., Malinsky L., Nguyen Minh D., Gharbi H. (2007) Effects of desaturation-resaturation on mudstone. *Physics and Chemistry of the Earth*. **32**, 646-655.

Philip J.R., De Vries D.A. (1957) Moisture movement in porous materials under temperature gradients. *EOS Transactions of the American Geophysical Union*. **38**, n°2, 222-232.

Pollock D.W. (1986) Simulation of fluid flow and energy transport processes associated with high-level radioactive waste disposal in unsaturated alluvium. *Water Resources Research*. **22**, n°5, 765-775.

Pusch R., Ranhagen L., Nilson K. (1985) Gas migration through MX-80 bentonite. *NAGRA NTB, Technical Report*, 85-36, 28.

Rebour V., Billiotte J., Deveughele M., Jambon A., Le Guen C. (1997) Molecular diffusion in water-saturated rocks: A new experimental method. *Journal of Contaminant Hydrology*. **28**, n°1-2, 71-93.

Richards L.A. (1941) A pressure – membrane extraction apparatus for soil solution. *Soil science*. **51**, 377-386.

Rodwell W.R., Nash P.J. (1992) Mechanisms and Modelling of Gas Migration from Deep Radioactive Waste Repositories. *Nirex Safety Study Report NSS/R250*, June 1992.

Rodwell W.R., Norris S., Cool W., Cuñado M., Johnson L., Mäntynen M., Müller W., Sellin P., Snellman M., Talandier J., Vieno T., Vines S. (2003) A Thematic Network on Gas Issues in Safety Assessment of Deep Repositories for Radioactive Waste (GASNET), European report EUR 20620.

Romero E., Gens A., Lloret A. (1999) Water permeability, water retention and microstructure of unsaturated compacted Boom clay. *Engineering Geology*. **54**, 117-127.

Romero E., García I., Alonso E.E. (2003) Gas tests on compacted sand-bentonite buffer material. *GMT Emplacement Project. Nagra Report*, Wettingen, Switzerland.

Rübel A.P., Sonntag C., Lippmann J.L., Person F.J., Gautschi A. (2002) Solute transport in formations of very low permeability: Profiles of stable isotope and dissolved noble gas contents of pore water in the Opalinus Clay, Mont Terri, Switzerland. *Geochimica et Cosmochimica Acta*. **66**, n°8, 1311-1321.

Schroeder C. (2002) Du coccolithe au réservoir pétrolier - Approche phénoménologique du comportement mécanique de la craie en vue de sa modélisation à différentes échelles. *Thèse de doctorat*. Université de Liège, Belgique.

SCK-CEN (1997) *Hades tour guide*. Notebook. 5th Edition.

Segura J.M., Carol I. (2008a) Coupled HM analysis using zero-thickness interface elements with double nodes. Part I: Theoretical model. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*. **32**, 2083-2101.

Segura J.M., Carol I. (2008b) Coupled HM analysis using zero-thickness interface elements with double nodes. Part II: Verification and application. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*. **32**, 2103-2123.

Semet P., Imbert C., Desgree P., Février B., Courtois A., Touzé G. (2008) Experimental study of the water permeability of a partially saturated argillite. *Proceedings of 3rd International Symposium GeoProc'2008. Thermo-Hydromechanical and Chemical Coupling in Geomaterials and Applications*. Eds. Wiley, London, pp. 219-230.

Senger R., Roberts R., Triganon A. (2004) Laboratoire de recherche souterraine Meuse/Haute-Marne – Tests hydrogéologiques entre obturateurs, rapport d'opération - EST363 Callovo-Oxfordien. *Rapport Andra D.RP.0BAK.04.019*.

Sercombe J., Vidal R., Gallé C., Adenot, F. (2007) Experimental study of gas diffusion in cement paste. *Cement and Concrete Research*. **37**, n°4, 579-588.

Sheng D. (2010) Constitutive modelling of unsaturated soils : Discussion of fundamental principles. *Proceedings of 5th International Conference on Unsaturated Soils*. Barcelona, Spain, 6-8 September 2010, p.91-112.

Skoczyłas F., Henry J. (1995) A study of the intrinsic permeability of granite to gas. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences and Geomechanics Abstracts* **32**, n°2, 171-179.

Sulem J. (2010) Bifurcation theory and localization phenomena. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*. **14**, n°8-9, 989-1009.

Ta A.N. (2009) Etude de l'interaction sol-atmosphère en chambre environnementale. *Thèse de doctorat*. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, France.

Tada S., Watanabe K. (2005) Dynamic determination of sorption isotherm of cement based materials. *Cement and Concrete Research*. **35**, n°12, 2271-2277.

Talandier J. (2005) La production et le transfert de gaz dans le stockage et dans la couche du Callovo-Oxfordien – Lien entre le transitoire hydraulique – Site de Meuse/Haute-Marne. *Rapport Andra C.NT.ASCM.03.0042*.

Tanai K., Kanno T., Gallé C. (1997) Experimental study of gas permeabilities and breakthrough pressures in clays. *Proceedings of a symposium on the scientific basis for nuclear waste management*. Boston, Materials Research Society. **465**, 995-1002.

Thomas H.R., He Y. (1995) Analysis of coupled heat, moisture and air transfer in a deformable unsaturated soil. *Géotechnique*. **45**, n°4, 677-689.

van Genuchten M.T. (1980) A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Science Society of America Journal*. **44**, 892-898.

Vauclin M., Khanji D., Vachaud G. (1979) Experimental and numerical study of a transient, two dimensional unsaturated-saturated water table recharge problem. *Water Resources Research*. **15**, 1089-1101.

Volckaert G., Ortiz L., de Cannière P., Put M., Horseman S.T., Harrington J.F., Fioravante V., Impey M. (1995) MEGAS : Modelling and Experiments on Gas Migration in Repository Host Rocks – Phase 1 Final Report. *European Commission Report EUR 16235 EN*.

Weast R.C. (1971) *Handbook of Chemistry and Physics*. **51** (Ed. CRC Press), Cleveland.

Wileveau Y., Bernier F. (2008) Similarities in the hydromechanical response of Callovo-Oxfordian clay and Boom Clay during gallery excavation. *Physics and Chemistry of the Earth*. **33**, n°1, S343-S349.

Xu K., Daian J.-F., Quenard D. (1997a) Multiscale Structures to Describe Porous Media. Part I : Theoretical Background and Invasion by Fluids. *Transport in Porous Media*. **26**, n°1, 51-73.

Xu K., Daian J.-F., Quenard D. (1997b) Multiscale Structures to Describe Porous Media. Part II : Transport properties and application to test materials. *Transport in Porous Media*. **26**, n°3, 319-338.

Yang D. (2008) Caractérisation par la mesure de perméabilité au gaz de l'endommagement mécanique et hydrique dans l'EDZ des argilites du Callovo-Oxfordien. *Thèse de doctorat*, Ecole des Mines de Paris, France, 208 p.

Zhang C., Rothfuchs T. (2004) Experimental study of the hydro-mechanical behaviour of the Callovo-Oxfordian argillite. *Applied Clay Science*. **26**, 325-336.

Zhang C., Rothfuchs T. (2007) Laboratory experiments on the THM behaviour of clay rocks. *Timodaz Project - Deliverable 2*, GRS Contribution, 24 p.

Zhang C. (2010) Experimental study of the THM behaviour of the COX claystone. *Timodaz Project – Deliverable 5*, GRS Contribution, 25 p.

Zheng H., Dai H.C., Liu D.F. (2009) A variational inequality formulation for unconfined seepage problems in porous media. *Applied Mathematical Modelling*. **33**, 437-450.

Zhongxuan L., Fengzhi L., Yingxi L., Yi L. (2004) Effect of the environmental atmosphere on heat, water and gas transfer within hygroscopic fabrics. *Journal of Computational and Applied Mathematics*. **163**, 199-210.

Zienkiewicz O., Taylor R. (2000) *The Finite Element Method (5th edn)*. Butterworth-Heinemann, Oxford

Annexes

Annexe 1 : Variation de la porosité en poro-élasticité

Lorsque les niveaux de contraintes au sein d'un milieu poreux sont élevés, il est nécessaire de considérer les grains solides comme compressibles. Coussy (2004) a également développé ces idées dans un cadre respectant les principes de la thermodynamique. Les grains sont donc supposés compressibles et leur densité dépend de la pression de fluide et de l'état de contraintes au sein du milieu poreux :

$$\frac{\dot{\rho}_s}{\rho_s} = \frac{S_{r,w} \dot{p}_w}{k_s} + \frac{(1-S_{r,w}) \dot{p}_g}{k_s} - \frac{\dot{\sigma}'}{(1-\phi) k_s} \quad (9-1)$$

où k_s est le module de compressibilité des grains solides et σ' est la contrainte effective de Bishop, donnée dans une convention de signes de résistance des matériaux :

$$\sigma_{ij}' = \sigma_{ij}' - b(p_w S_{r,w} + p_g (1-S_{r,w})) \delta_{ij} \quad (9-2)$$

avec σ_{ij}' le tenseur des contraintes effectives de Bishop, δ_{ij} le symbole de Kronecker et b le coefficient de Biot défini par :

$$b = 1 - \frac{k_s}{K_d} \quad (9-3)$$

avec K_d le module d'élasticité drainé du squelette.

En combinant les équations (9-1) et (9-2), l'expression de la masse volumique des grains peut se réécrire en fonction de la contrainte effective de Bishop :

$$\frac{\dot{\rho}_s}{\rho_s} = \frac{S_{r,w}}{k_s} \dot{p}_w + \frac{(1-S_{r,w})}{k_s} \dot{p}_g - \frac{(1-b)}{(1-\phi)} \left(\frac{S_{r,w} \dot{p}_w + (1-S_{r,w}) \dot{p}_g}{k_s} \right) - \frac{\dot{\sigma}'}{(1-\phi) k_s} \quad (9-4)$$

Or l'expression de la variation de la porosité peut être obtenue à partir de l'équation de la conservation de la masse solide (relation 3-2) :

$$\dot{\phi} = \frac{\dot{\rho}_s}{\rho_s} (1-\phi) + \frac{\dot{\Omega}^t}{\Omega^t} (1-\phi) \quad (9-5)$$

avec $\dot{\Omega}^t / \Omega^t = \dot{\epsilon}_V^t$ la variation temporelle des déformations volumiques du squelette. Les déformations volumiques sont liées à la loi de comportement mécanique choisie.

Si l'on suppose que le comportement du squelette est élastique, nous pouvons écrire une relation entre les déformations volumiques et la contrainte effective de Biot :

$$\frac{\dot{\sigma}'}{K_d} = \frac{\dot{\Omega}^t}{\Omega^t} \quad (9-6)$$

En combinant les équations (8-5) à (8-7), nous obtenons alors une expression détaillée de l'évolution de la porosité où l'on retrouve les contributions des compressibilités du squelette et des grains solides :

$$\dot{\phi} = (b - \phi) \left[\frac{S_{r,w}}{k_s} \dot{p}_w + \frac{1 - S_{r,w}}{k_s} \dot{p}_g + \frac{\dot{\Omega}^t}{\Omega^t} \right] \quad (9-7)$$

Annexe 2 : Variation de l'emmagasinement en fluides

Dans cette annexe est développée l'expression de la variation de l'emmagasinement en fluide d'un système monophasique en saturation partielle. Un tel système néglige la présence de vapeur d'eau, d'air et considère que la pression de gaz est constante.

La variation d'emmagasinement tient compte de la variation du volume poreux, qui peut être expliquée par des déformations du squelette, mais également des grains solides. Pour un volume de référence Ω^t , l'emmagasinement s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_w \phi S_{r,w} \Omega^t) = \dot{\rho}_w \phi S_{r,w} \Omega^t + \rho_w \dot{\phi} S_{r,w} \Omega^t + \rho_w \phi \dot{S}_{r,w} \Omega^t + \rho_w \phi S_{r,w} \dot{\Omega}^t \quad (9-8)$$

A partir de l'expression de variation de la porosité obtenue sur base des principes de la poro-élasticité (relation 3-7), de l'expression de la masse volumique de l'eau (relation 3-22) et après quelques développements, il est possible d'obtenir l'expression suivante de la variation de l'emmagasinement \dot{S} :

$$\dot{S} = \alpha \dot{p} + \rho_w \phi \dot{S}_{r,w} + b \rho_w S_{r,w} \dot{\varepsilon}_V \quad (9-9)$$

avec p la pression de fluide et ε_V la déformation volumique et α défini par :

$$\alpha = \frac{\rho_{w,0} \phi S_{r,w}}{\chi_w} + \frac{\rho_w S_{r,w}^2 (b - \phi)}{k_s} \quad (9-10)$$

L'emmagasinement total de fluide comprend donc des contributions liées à des variations de la pression de fluide, à des déformations volumiques du squelette et des grains et à des modifications de saturation.

Annexe 3 : Calcul de la température humide

La température humide est une caractéristique de l'air humide, qui dépend de la température et de l'humidité relative de l'air. Elle peut être calculée de manière itérative par :

$$T_h = \frac{1810.8(p_{v,0}(T_h) - p_v(T_{air})) - T_{air}(p_{atm} - p_{v,0}(T_h))}{2p_{v,0}(T_h) - p_v(T_{air}) - p_{atm}} \quad (9-11)$$

avec p_{atm} la pression atmosphérique et p_v et $p_{v,0}$ respectivement les pressions de vapeur et les pressions de vapeur saturante pouvant être calculées à partir des relations (3-30) et (3-32).

Annexe 4 : Modèle élasto-plastique de van Eekelen

Le modèle élastique linéaire, parfaitement plastique avec une surface de plasticité de Van-Eekelen est donnée par l'équation suivante (convention résistance des matériaux) :

$$F = II_{\hat{\sigma}} + m \left(I_{\sigma} - \frac{3c}{\tan \varphi_c} \right) = 0 \quad (9-12)$$

où $II_{\hat{\sigma}} = \sqrt{\frac{1}{2} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{ij}}$ est le deuxième invariant des contraintes déviatoriques, $\hat{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{I_{\sigma}}{3} \delta_{ij}$ est le tenseur des contraintes déviatoriques, $I_{\sigma} = \sigma_{ij} \delta_{ij}$ est le premier invariant des contraintes, φ_c est l'angle de frottement en compression et c est la cohésion. Le coefficient m est défini par :

$$m = a(1 + b \sin 3\beta)^n \quad (9-13)$$

fonction de l'angle de Lode β donné par :

$$\sin 3\beta = - \left(\frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{III_{\hat{\sigma}}}{II_{\hat{\sigma}}^3} \right) \quad (9-14)$$

où $III_{\hat{\sigma}} = \frac{1}{3} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{jk} \hat{\sigma}_{ki}$ est le troisième invariant des contraintes déviatoriques.

Les trois paramètres a , b et n doivent vérifier les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} a &> 0, \\ bn &> 0, \\ -1 &< b < 1 \end{aligned} \quad (9-15)$$

La valeur du paramètre n , qui contrôle la convexité de la surface de plasticité, est choisie classiquement à -0.229 (valeur par défaut de Van-Eekelen) et les deux coefficients a et b permettent un choix indépendant pour φ_c et φ_E , l'angle de frottement en extension :

$$b = \frac{\left(\frac{r_c}{r_E} \right)^{\frac{1}{n}} - 1}{\left(\frac{r_c}{r_E} \right)^{\frac{1}{n}} + 1} \quad \text{et} \quad a = \frac{r_c}{(1+b)^n} \quad (9-16)$$

où les rayons réduits en compression r_c et en extension r_E sont donnés par :

$$r_c = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{2 \sin \varphi_c}{3 - \sin \varphi_c} \right) \quad \text{et} \quad r_E = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{2 \sin \varphi_E}{3 + \sin \varphi_E} \right) \quad (9-17)$$

Annexe 5 : Modèle élastique non linéaire de la bentonite

Pour la bentonite MX-80, le modèle mécanique proposé est une simplification du Barcelona Basic Model (Alonso et al., 1990), écrit en fonction du couple de variables de contraintes suivant : la contrainte nette et la succion. Il correspond à un modèle élastique non linéaire décrit par la relation suivante :

$$d\epsilon_V^e = d\epsilon_V^{e-m} + d\epsilon_V^{e-s} = \frac{d\sigma_m^*}{K_{sque}} + \frac{ds}{K_s} \quad (9-18)$$

où σ_m^* est la contrainte nette moyenne, s est la succion, K_{sque} est le module de rigidité volumique et K_s est le module de rigidité volumique lié aux variations de succion.

Les expressions des deux modules sont les suivantes :

$$K_{sque}(s) = K_{sque,0} \left((1-r) \exp(-\beta s) + r \right) \quad (9-19)$$

$$K_s(s) = K_{sque}(s) \frac{1}{2\eta\beta_m} \frac{\exp(\beta_m s^2)}{(1+s)} \quad (9-20)$$

où $K_0 (=E_0/3(1-2\nu_0))$ est le module de rigidité volumique en conditions saturées, r (supérieur à l'unité) et β sont deux paramètres du matériau. Par ailleurs, β_m et η sont deux paramètres du matériau relié par la relation suivante :

$$\beta_m = \frac{b}{2\eta} \quad (9-21)$$

Pour compléter le modèle, le comportement déviatorique est défini à partir d'un coefficient de Poisson constant.

$$G = \frac{3(1-2\nu_0)K_{sque}}{2(1+\nu_0)} \quad (9-22)$$

