



Comportement hydromécanique des argilites du Callovo-Oxfordien lors de cycles de désaturation-resaturation

Théophile Guillon

► To cite this version:

Théophile Guillon. Comportement hydromécanique des argilites du Callovo-Oxfordien lors de cycles de désaturation-resaturation. Autre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2011. Français. NNT : 2011INPL101N . tel-01749500

HAL Id: tel-01749500

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01749500>

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Thèse

Présentée à l'INPL

pour l'obtention du titre de

Docteur de l'INPL en Mécanique - Génie Civil

Par

Théophile GUILLON

COMPORTEMENT HYDROMECHANIQUE DES ARGILITES DU CALLOVO-OXFORDIEN LORS DE CYCLES DE DESATURATION- RESATURATION

Soutenue publiquement le 8 Décembre 2011 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Mr. CHARLIER Robert
Mr. HOXHA Dashnor
Mr. DESRUES Jacques
Mr. ARMAND Gilles
Mr. GIRAUD Albert
Mr. GIOT Richard

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mes directeur et co-directeur de thèse, Albert Giraud et Richard Giot. Leur encadrement et leurs conseils avisés m'ont permis de mener à bien ce travail de thèse. En plus d'être des scientifiques passionnés, ils disposent de qualités humaines indéniables qui ont facilité nos échanges et le déroulement de ces 3 années intenses (particulièrement la dernière). J'ai aussi eu la chance de fréquenter Françoise Homand. Ses attributs scientifiques et managériaux ont beaucoup apporté à mon travail, et je la remercie pour cela.

Mes remerciements vont aussi au personnel technique de l'Andra, en particulier Gilles Armand pour sa disponibilité malgré son poste de superviseur du service géomécanique. Merci également à Jean Talandier pour avoir abordé mes travaux avec un point de vue « transferts en milieu poreux », et à Behrouz Gatmiri pour ses remarques éclairées. Les conseils d'Aurélien Noiret et de Martin Cruchaudet m'auront aussi permis d'aller de l'avant. Les ingénieurs Andra ont toujours su replacer l'étude dans un contexte industriel, et par là même ouvrir bien des portes à ma carrière future. Je suis par ailleurs reconnaissant d'avoir pu assister aux réunions du GL-Gaz. Elles auront élargi mes connaissances en abordant des thèmes scientifiques qui dépassent le cadre de mon doctorat.

Je suis reconnaissant à Messieurs Robert Charlier, Jacques Desrues et Dashnor Hoxha qui ont, en acceptant d'examiner mon mémoire, apporté du crédit à mon travail.

Il m'aurait été difficile de réaliser cette thèse sans les soutiens de Christelle, Mélanie et Monique. Encore merci de m'avoir guidé dans les méandres de l'administration ! Notamment, la patience et l'efficacité de Christelle en toute circonstance aura été très positive pour mon travail. D'autre part, je me remémore avec plaisir les conversations téléphoniques sonores (à la limite de l'infraction pour tapage diurne) de Monique, et suis satisfait d'avoir pu la côtoyer avant son départ en retraite.

La valeur de mes travaux numériques aurait été nulle sans un support expérimental. Un merci sincère aux techniciens du Laego (Mohamed, Mickaël, Laurent et Patrick) d'avoir réalisé ces essais. Je pense d'ailleurs que tout le personnel du bâtiment E peut leur en être reconnaissant : faire exploser tout un édifice avec de simples pesées d'échantillons aurait été un piètre défi pour mon adresse légendaire.

De manière générale, je remercie chaleureusement l'ensemble des personnels du Laego, de l'Andra et de l'INPL pour leurs accueils et leurs prises en charge. Je me permettrai un clin d'œil à Michel Buës pour les discussions et l'allégresse quotidiennes.

Je voudrais souligner ma gratitude envers Richard Giot et Vincent Magnenet. Si l'énergie d'un système isolé est constante, je crois qu'il en est de même pour le travail d'une équipe de recherche : ces deux maîtres de conférence m'auront accordé beaucoup de leur temps pour faire avancer "ma" recherche au détriment de l'avancée de leurs propres travaux.

Une thèse demande un investissement non-négligeable, et les occasions de décompresser ne sont pas nécessairement nombreuses. Pourtant, beaucoup de personnes ont su m'apporter soutien, réconfort et bons moments. Bien entendu, la famiglia avant tous : merci à Elisabeth (oui Ignace, je parle bien de toi), Aristide, Maël et Marina. Merci à toi aussi Papa. On m'a dit un jour qu'on se souvenait de la valeur d'un thésard à la qualité de son pot de départ. Si j'en crois les retours, mon nom devrait rester dans les annales, et je voulais en profiter pour te remercier de ton investissement culinaire. Merci à Suzanne, respectée doyenne du clan Guillon. J'ose tout de même espérer que ce mémoire sera plus le fruit de mon travail que de ses prières ! Ma belle famille aura aussi beaucoup été mise à contribution ces dernières années, et a bien sa place parmi ces remerciements : merci Anne, Jean-Pierre et Stéphanie. Même si un certain nombre de choses ont évolué depuis, je remercie aussi FX, beauf' parmi les beaux-frères ! Je salue affectueusement les Michaud, ma deuxième famille : Franck, Lydia, Damien, Nicolas, Adeline et Gaël. Ah tiens Gawel, parlons-en. Merci d'exister, vieille branche, ta bonne humeur inépuisable (que certains qualifieront d'outrecuidante) me réchauffera toujours !

Je poursuivrais avec les "cousins" angevins, notamment Zyav, Stéfatch et Nicolas pour les franches poilades sur les Lapins Crétins ("Ahaaa ! Main-ninte !"). Je ne vous oublie pas, Gweb, Capotché et Rodolphe, pour les longues soirées de plateau endiablées. Et toi Potest (ça ne sert à rien de te cacher), je suis ravi de t'avoir retrouvé ici, et d'avoir pu renouer avec un ami autrefois perdu de vue. Entre l'Ecole et la thèse, ces 6 années à Nancy m'auront amené à rencontrer énormément de monde. Tous m'auront épaulé plus ou moins ponctuellement au cours de mon doctorat. Merci à mes camarades de promo, Guillaumounet exilé au Canada (tu survis, sans munster à 10h du matin ?), Davounet ("vin'-neuf represent") et Marie GuierLar, Marie-Madeleinounette ("Quelqu'un veut finir la semoule à la compote ? Parce que je n'ai plus faim là, avec mon demi-yaourt.") et Alex', Branlo Quirin (si tu pouvais baisser le bras

au passage), Gaëlle (mais tu ne fais pas tout le temps la sieste dans le Sud ?), Anne-Lise (et ce tunnelier, il était comment ?), la Ferfo (la femme aux 1000 surnoms), PAB et sa touche british, Julien (le Nerf de la guerre) et Cécile, Lucas [K] Neuvisse – Yanno Lapin – Marc P (la fine équipe), Aude et Pat', Marie P la maniaque, Thibaut Lamperrière, JB la Barre (rien à voir avec le whisky du même nom ! Encore que...), Armand Dubus (lui-même) pour une liste non-exhaustive. Les soirées pantoufles-tisanes passées avec Didi et Cousin Valentin resteront inoubliables ! Elles n'auront d'égales que les apéros-garderies partagés avec François, Julie et Arthur. J'ai aussi pris bonne note de Laurine et son faux feu de cuisine pour avoir toute une équipe de pompiers en combinaison à ses soins.

Je me souviendrai également des bénévoles de la Feinte de l'Ours avec qui j'ai pu partager rires et pleurs (de rire !) : Max et Maud, Sam et Pau (on a toujours cette maison d'hôtes dans le Cher à visiter !), Gab, Damien, Marie, Potest (maintenant que tu ne te caches plus, tu es partout !), Morty (non, il n'y pas que l'ancêtre de Mickey qui s'appelle Mortimer), Mathieu, Gautier ("Micié" pour les intimes, et "Gaulthier" pour les hostiles) et Wendy pour la vieille garde. Mais attention à vous, la Ruse du Grizzly veille... Salutations aussi aux petits jeunots, Pierrot, Thomas, Lidwine et Ben ! Ca aura été un plaisir d'expliquer des règles et de perdre aux jeux de société en votre compagnie. En y repensant, le mot "jeux de société" aura été le seul élément de socialisation de ma 3^{ème} année. Et j'exagère à peine (quoique, peut-être un tout petit peu). Enfin, je suis redevable à mes amis du Laego, présents pour les bons comme les mauvais moments. L'usage veut que l'on cite les femmes et les enfants d'abord, mais ils sont plutôt rares dans un laboratoire de mécanique. Honneur aux anciens donc : Fabrik-notre-maître-à-tous-en-œnologie, Davad "docteur-ès-bluff", Emad le géotechnicien-cavalier Azéri, RentLau le Rouge, Antoine le Orange, Jon, Bien et Nicolass'. La relève a aussi été de la partie : Gaëtan, Kanssounne, Wadoud, Romain, Hossein, Anozie et Victor !

Mention spéciale à Philippe, comptable et batteur à ses heures perdues (à moins que ce ne soit l'inverse ?). Merci pour les bons moments passés ensemble, et ce malgré les cours épuisants ("Encore des exercices de caisse à 160 bpm !? Et un petit rock binaire à 80, c'est pas bien aussi ?"). Content de te compter parmi mes amis !

Dans un autre registre, je remercie quelques musiciens : Fear Factory, Immortal, The Glitch Mob, Agoria, Deep Purple ou encore DJ Krush. La musique adoucit certes les mœurs, mais aussi les longues heures de rédaction nocturne. Toujours dans l'audiovisuel, les répliques cinglantes (mais recherchées) de Malcolm, Tim Bisley et GLaDOS (Remember : **O**s a lie. The cake **iO**), ainsi que les rires qui s'en sont suivis, resteront gravés dans ma mémoire.

Last but not least (les bienfaits de la bibliographie anglophone !), aucune ligne de ce manuscrit n'aurait pu être couchée sans la patience et la bienveillance de Delphine. Merci de nous avoir offert nos deux petites merveilles, Judith et Appoline. S'occuper de deux "poumies" en dernière année de thèse n'aura pas été de tout repos (cf commentaire du premier paragraphe), mais reste un vrai plaisir ! Si mes amis m'auront supporté pendant trois ans, ma petite famille, elle, aura su me supporter pendant trois ans (attention à ne pas mélanger les sens !). Je n'ai certes pas réussi à compter deux fois jusqu'à l'infini comme Chuck Norris, mais j'en ai un aperçu quotidien avec le bonheur qu'elles m'apportent. Merci aux trois femmes de ma vie, mon tiers et mes deux sixièmes, pour tout et bien d'autres choses encore !

“Die ganzen Zahlen hat der liebe Gott gemacht, alles andere ist Menschenwerk.”
“Dieu fit le nombre entier, le reste est l’œuvre de l’Homme.”

Leopold Kronecker

“Y compris la géomécanique.”

Théophile Guillon

Sommaire

Introduction	19
Chapitre 1 : Comportement hydromécanique non-saturé	25
1. Milieu poreux : définition du VER	26
2. Transport de fluides dans l'espace poreux	27
2.1 Mouvement interne du gaz : diffusion de Fick	27
2.1.1 Diffusion libre d'un gaz	27
2.1.2 Diffusion de la vapeur dans l'air au sein d'un milieu poreux	28
2.2 Mouvement d'ensemble du fluide : advection de Darcy	29
2.2.1 Loi de Darcy	29
2.2.2 Perméabilité intrinsèque	30
2.2.3 Effet Knudsen	31
2.3 Expressions des flux : couplage des lois de Fick et Darcy	31
2.3.1 Parts advectives et diffusives	31
2.3.2 Hypothèses éventuelles sur le transport du gaz	32
2.4 Conservations des masses fluides	32
2.5 Transferts en milieu non saturé : modèles de perméabilité	34
2.5.1 Modèles de perméabilité relative	34
2.5.2 Modèles de saturation	36
2.5.3 Application à différents milieux poreux	37
2.5.4 Relations de van Genuchten/Mualem	38
3. Mécanique des milieux poreux	39
3.1 Elasticité linéaire	39
3.1.1 Tenseur d'élasticité	39
3.1.2 Détermination des paramètres isotropes transverses	42
3.1.3 Influence de l'anisotropie sur le comportement des roches	44
3.1.4 Prise en compte dans les modèles	45
3.2 Comportement non-saturé : couplage hydromécanique	51
3.2.1 Contrainte effective	51
3.2.2 Loi de comportement non-saturée	53
3.2.3 Récapitulatif : nombre d'équations et d'inconnues	54
3.3 Thermodynamique des phénomènes dissipatifs	55
3.3.1 Hypothèse de l'état local	55
3.3.2 Premier principe de la thermodynamique	56
3.3.3 Second principe de la thermodynamique	56
3.3.4 Potentiel thermodynamique	57
3.3.5 Dissipation	57
3.4 Endommagement	59
3.4.1 Description de l'endommagement	60
3.4.2 Endommagement isotrope	60
3.4.3 Endommagement anisotrope	61

3.4.4	Evolution de l'endommagement	63
3.4.5	Effet unilatéral	64
3.4.6	Couplage avec la plasticité	65
3.4.7	Couplage HM	67
4.	Résumé du chapitre 1	69
Chapitre 2 : Méthode d'interprétation des essais de pulse et de séchage		71
5.	Introduction	72
6.	Essai de pulse	72
6.1	<i>Dispositif expérimental</i>	72
6.2	<i>Modèle HM couplé</i>	73
6.3	<i>Conditions initiales et aux limites</i>	73
7.	Essai de séchage	75
7.1	<i>Principe</i>	75
7.2	<i>Dispositif expérimental</i>	75
7.3	<i>Phénomènes observés</i>	76
7.3.1	Retrait/gonflement des milieux très peu perméables	76
7.3.2	Anisotropie et hystérésis mécanique	77
7.3.3	Mode de transport	78
7.3.4	Modification du comportement mécanique	79
7.3.5	Endommagement induit	79
7.4	<i>Modèle hydromécanique couplé</i>	80
7.4.1	Milieu poreux non-saturé	80
7.4.2	Loi de comportement de la matrice	81
7.4.3	Lois d'écoulement	82
7.4.4	Equations de champ non-linéaires	83
7.4.5	Hypothèse sur la pression de gaz	84
7.5	<i>Conditions initiales et aux limites</i>	84
7.5.1	Condition initiale	84
7.5.2	Condition aux limites	84
7.5.3	Remarque sur le choix de la CL	85
7.6	<i>Modélisation par éléments finis</i>	85
7.6.1	Code aux éléments finis : Code_Aster	85
7.6.2	Maillage	86
7.7	<i>Un autre dispositif : l'essai de séchage convectif</i>	87
8.	Méthode d'interprétation : approche inverse	90
8.1	<i>Fonctionnelle</i>	90
8.1.1	Définition	90
8.1.2	Enrichissement	91
8.1.3	Sensibilité aux paramètres	92
8.2	<i>Qualité d'un modèle</i>	93

8.2.1	Incertitude sur l'estimation	93
8.2.2	Incertitude sur la prédiction	94
8.3	<i>Optimisation de l'estimation</i>	94
8.4	<i>Application à l'essai de séchage</i>	96
8.4.1	Fonctionnelle de l'essai de séchage	96
8.4.2	Paramètres à estimer : analyse de sensibilité	99
9.	L'expérimentation SDZ, un essai de séchage in situ	104
9.1	<i>Endommagement induit par le creusement et propriétés HM</i>	104
9.2	<i>Principe de l'expérimentation SDZ</i>	107
9.2.1	Objectifs	107
9.2.2	Localisation et principe	107
9.3	<i>Instrumentation de la galerie SDZ</i>	109
9.3.1	Mesures climatiques	109
9.3.2	Mesures hydrauliques	110
9.3.3	Mesures mécaniques	111
9.3.4	Mesures complémentaires	114
10.	Résumé du chapitre 2	115
	Chapitre 3 : Simulation d'essais au laboratoire	117
11.	Identification de la perméabilité intrinsèque par pulse test	118
11.1	<i>Caractéristiques de l'essai de pulse</i>	118
11.2	<i>Modélisation 2D du pulse test</i>	119
11.2.1	Maillage et estimations	119
11.2.2	Influence de l'anisotropie sur les paramètres	120
11.2.3	Phénomènes 2D HM	121
11.3	<i>Apport de la modélisation 3D</i>	123
12.	Essai de séchage : propriétés non-saturées	124
12.1	<i>Séchage d'échantillons du GL-Gaz</i>	124
12.1.1	Présentation succincte du GL-Gaz : acteurs et missions	124
12.1.2	Propriétés de l'essai de séchage	124
12.1.3	Modélisation palier par palier : une démarche « locale »	126
12.1.4	Modélisation sur les trajets complets : « approche globale »	127
12.2	<i>Essai g7-lae-1 : couplage HM lors du séchage</i>	130
12.2.1	Protocole	130
12.2.2	Résultats expérimentaux	135
12.2.3	Résultats numériques (cas isotrope, modélisation 2D)	147
12.2.4	Mode de transport	159
12.2.5	Modélisations 3D	161
13.	Resumé du chapitre 3	166
	Chapitre 4 : Application à un cas réel : l'expérimentation SDZ	167
14.	Mesures in situ	168

14.1	<i>Mesures climatiques</i>	168
14.1.1	Mesures de température	168
14.1.2	Mesure d'HR	169
14.2	<i>Mesures hydrauliques</i>	170
14.2.1	Mesures de pression	170
14.2.2	Mesures de teneur en eau	172
14.2.3	Mesures de perméabilité	173
14.3	<i>Mesures mécaniques</i>	175
14.3.1	Mesures de convergence	175
14.3.2	Mesures de fissuration	176
14.3.3	Mesures de coulisement	176
14.3.4	Mesures extensométriques	177
14.4	<i>Conclusion sur les mesures</i>	179
14.5	<i>Résultats d'un autre essai de ventilation : VE (Mont Terri)</i>	179
15.	Modélisation 2D	180
15.1	<i>Simulations existantes</i>	180
15.1.1	Variations d'HR dans la galerie SDZ	180
15.1.2	Pression de pore autour de la galerie SDZ	182
15.1.3	Conclusion sur les modélisations	183
15.2	<i>Maillage et chargement</i>	184
15.3	<i>Modèle couplé HM</i>	185
15.4	<i>Résultats numériques</i>	187
15.4.1	Résultats hydrauliques	187
15.4.2	Résultats mécaniques	189
16.	Résumé du chapitre 4	193
	Conclusions générales	195
	Annexes	212

Liste des annexes

Annexe 1 :	Erreur sur les variations de masse relatives : impacts d'erreurs croissantes dans les paramètres (essai GL-Gaz)	213
Annexe 2 :	Positionnement des différents échantillons dans des logs géologiques	215
Annexe 3 :	Courbes de pression des réservoirs amont et aval obtenues pour le pulse test de 4 échantillons	219
Annexe 4 :	Résultats directs et inverses pour le GL-Gaz : modélisation de la variation de masse relative palier par palier	222
Annexe 5 :	Résultats directs et inverses pour le GL-Gaz : modélisation de la variation de masse relative sur les cycles imbibitions et drainages complets	226
Annexe 6 :	Evolutions relatives des vitesses acoustiques aux différents paliers de l'essai de séchage	231
Annexe 7 :	Courbes de compressions isotropes (aux paliers intermédiaires de l'essai de séchage)	234
Annexe 8 :	Courbes de compressions triaxiales (en fin de l'essai de séchage)	238
Annexe 9 :	Simulations des essais de séchage : courbes de masse et de déformation axiales	240
Annexe 10 :	Caractérisation géologique de l'EDZ en galerie SDZ	246

Liste des figures

Figure 1 :	Variations d'une grandeur f moyennée sur un volume de dimension caractéristique u	26
Figure 2 :	Dualité du milieu poreux (d'après Coussy, 2004)	27
Figure 3 :	Effet de tortuosité (d'après Coussy, 2004)	29
Figure 4 :	Perméabilité intrinsèque dans un milieu isotrope transverse	31
Figure 5 :	Définition des paramètres isotropes transverses (d'après Gonzaga et al, 2008)	42
Figure 6 :	Directions de polarisation des ondes P, S1 et S2 pour une direction de propagation $\mathbf{n}$	44
Figure 7 :	Variation de la contrainte principale majeure σ_1 à la rupture en fonction de l'inclinaison des plans d'anisotropie (d'après Lee et Pietruszczak, 2008)	45
Figure 8 :	Loi de comportement du cisaillement dans les plans d'anisotropie (d'après Popp et al, 2008)	46
Figure 9 :	Surface de rupture en cisaillement obtenue sur les argiles à Opalinus (d'après Popp et al, 2008). τ_R est le critère de Mohr-Coulomb résiduel ($\Delta\mu = 0$ et $\mu = \mu_k$), τ_G est le même mais en ajoutant la dépendance $\mu_k(\sigma_n)$ et τ_H est le critère complet ($\Delta\mu \neq 0$).	47
Figure 10 :	Inclinaison du plan de rupture en fonction de celle du plan d'anisotropie, (a) résultats numériques de Lee et Pietruszczak (2008) et (b) résultats expérimentaux de Donath (1964) (d'après Lee et Pietruszczak, 2008)	48
Figure 11 :	Enveloppe de rupture en compression simple (d'après Gao et al, 2010). Les triangles sont les mesures, et la courbe le résultat numérique	50
Figure 12 :	Différents cas de figure rencontrés en conditions triaxiales, où la pente des plans d'anisotropie est toujours orthogonale à un des vecteurs principaux (d'après Gao et al, 2010)	51
Figure 13 :	Schéma du dispositif expérimental du pulse test (d'après Giot et al, 2011)	73
Figure 14 :	Sauts de pression dans le pulse test (d'après Homand et al, 2004)	73
Figure 15 :	Schéma du dispositif expérimental de l'essai de séchage, ave acquisition de masse (a) automatique et (b) manuelle	76
Figure 16 :	Deux angles d'observation au MEB : "parallèle" et "perpendiculaire" (d'après Montes et al, 2004)	77
Figure 17 :	Anisotropie des déformations dues au couplage hydromécanique (d'après Pham et al, 2007)	77
Figure 18 :	Modes de transport au cours du séchage de l'échantillon	78
Figure 19 :	Evolution des flux à la surface de l'échantillon (d'après Gérard et al, 2009)	78

Figure 20 :	Inclusions prises dans une matrice cimentaire (Cp : ciment seul ; XDY : X inclusions de diamètre Y mm) (d'après Lagier et al, 2011)	80
Figure 21 :	Exemple d'évolution de la surface de charge lors d'un essai triaxial (bleu : début d'essai, violet : fin d'essai, rouge : chemin de chargement).	82
Figure 22 :	Influence du temps d'équilibrage t_m sur les variations de masse des échantillons (a) 32883-1 ($t_\infty \approx 3.4$ mois) et (b) 32887-11 ($t_\infty \approx 3.6$ mois)	85
Figure 23 :	Maillage bidimensionnel pour la modélisation du séchage d'un échantillon. Pour les essais étudiés, les plans d'isotropie sont verticaux mais l'échantillon est supposé isotrope dans la modélisation plan	87
Figure 24 :	Maillage tridimensionnel pour la modélisation du séchage d'un échantillon anisotrope (les plans d'isotropie verticaux admettent Z pour normale)	87
Figure 25 :	Schéma du dispositif de séchage convectif (inspiré de Erriguible et al, 2005)	88
Figure 26 :	Profils de température et de teneur en eau dans l'échantillon au bout de 3h (d'après Erriguible et al, 2005)	89
Figure 27 :	Sensibilité des déformations latérales à la schistosité, selon la position de la jauge	97
Figure 28 :	Exemple de calculs des coefficients de la matrice poids. La matrice C (resp. D) est obtenue en assemblant les 3 matrices C_j (resp. D_j). La matrice poids est alors donnée par $\mathbf{W}^{-1} = \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{C}^{-1}$.	98
Figure 29 :	Sensibilités de la variation de masse relative aux paramètres. La courbe rouge est la $\Delta m/m_0$ optimale (lue sur le deuxième axe)	99
Figure 30 :	Sensibilités de la déformation axiale aux paramètres. La courbe rouge est la ε_{ax} optimale (lue sur le deuxième axe)	100
Figure 31 :	Sensibilités de la variation de masse relative aux paramètres. La courbe rouge est la $\Delta m/m_0$ optimale (lue sur le deuxième axe)	101
Figure 32 :	Sensibilités de la déformation axiale aux paramètres. La courbe rouge est la ε_{ax} optimale (lue sur le deuxième axe)	102
Figure 33 :	Sensibilités de la déformation latérale aux paramètres. La courbe rouge est la ε_{lat} optimale (lue sur le deuxième axe)	102
Figure 34 :	Les jauges sont collées de biais par rapport à S_0 (position 1). En position idéale (numéro 2), les déformations latérales sont perpendiculaires à S_0	103
Figure 35 :	Fracturation induite par les creusements au niveau principal du LRSMHM suivant l'orientation des galeries : schémas de principe et extensions maximales	105
Figure 36 :	Réduction du module de Young due à l'EDZ (d'après Kwon et Cho, 2008)	106
Figure 37 :	Influence du chargement mécanique sur la perméabilité effective avec et sans fracturation dans le sens de l'écoulement (respectivement courbes noire et rouge, d'après Yang et al, 2010)	106
Figure 38 :	Localisation de la galerie dédiée à l'expérimentation SDZ dans le laboratoire souterrain de Meuse/Haute-Marne (document DPLAMDT110030B)	107
Figure 39 :	Schéma de principe de section en galerie SDZ, et état de contrainte (inspiré de Cruchaudet et Noiret, 2011)	108
Figure 40 :	Agencement de la galerie SDZ en extrémité de la GED (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	108
Figure 41 :	Implantation des mesures dans différentes sections de la galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	110
Figure 42 :	Coupes des sections de mesures climatiques (a) SDZ1262 et (b) SDZ1261 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	110
Figure 43 :	Positionnement des forages de mesure de pression et de perméabilité (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	111
Figure 44 :	Cannes de convergence dans la galerie SDZ, et rotules en paroi (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	112
Figure 45 :	Fissuromètre ancré de part et d'autre d'une fissure (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	112
Figure 46 :	Positionnement d'un capteur de coulisement sur la serrure d'un cintre (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	113

Figure 47 :	Extensomètre multipoints schématisé (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	113
Figure 48 :	Position des mesures géomécaniques en galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	114
Figure 49 :	Transects dans une section de mesure de convergence (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	114
Figure 50 :	Maillage 2D pour l'essai de pulse isotrope	119
Figure 51 :	Courbes de pression amont et aval, résultats expérimentaux et modélisations 2D isotropes pour l'échantillon 28396_7 (d'après Giot et al 2011)	120
Figure 52 :	Evolution de (a) la pression de pore et du (b) déplacement radial le long de la hauteur de l'échantillon (d'après Giot et al 2011)	121
Figure 53 :	Evolution de (a) la pression de pore et du (b) déplacement radial le long de la hauteur de l'échantillon (d'après Giot et al 2011)	122
Figure 54 :	Evolution de la déformée (bleu, amplifiée 10^5 fois) au cours de l'essai de pulse (d'après Giot et al 2011)	122
Figure 55 :	Maillage 3D pour l'essai de pulse anisotrope	123
Figure 56 :	Comparaison des courbes de pression obtenues par des modèles isotrope et anisotrope (échantillon 28396_7)	123
Figure 57 :	Cycles de chargement au cours de l'essai de séchage	125
Figure 58 :	Résultats direct et inverse sur la variation de masse relative de l'échantillon 27929	126
Figure 59 :	Evolution des paramètres inverses (a) n et (b) p_r au cours d'un cycle imbibition/séchage	127
Figure 60 :	Isotherme de sorption obtenue pour l'échantillon EST28167	127
Figure 61 :	Variations de masse mesurée et calculée (directe et inverse), en imbibition (a) et en séchage (b) (échantillon 27929)	129
Figure 62 :	Isotherme de sorption obtenue à partir des paramètres moyens. L'isotherme n'est tracée que sur les intervalles étudiés expérimentalement.	129
Figure 63 :	Position du forage SDZ1202	131
Figure 64 :	Palier initial à $h_r^{imp} = 85\%$ pour amener les échantillons à un état de saturation connu	132
Figure 65 :	Aspect initial à la sortie des cellules (a) 32883 (le 03/12/2009) et (b) 23887 (le 10/12/2009)	133
Figure 66 :	Schématisation de l'orientation de la schistosité dans les échantillons (la figure n'est pas à l'échelle)	134
Figure 67 :	Photo de la fracturation d'un échantillon suite au chargement triaxial en fin d'essai. θ est l'angle entre l'axe des jauges et S_0 .	134
Figure 68 :	Variations de masse relatives pour les séries (a) a et (b) b	136
Figure 69 :	Comparaison des variations de masse des échantillons (a) 2 et 3 ($h_r^{fin} = 98\%$) et (b) 1 et 6 ($h_r^{fin} = 33\%$). L'abscisse (temps adimensionné) permet de ramener les temps à une échelle comparable (pour les échantillons 1 et 2, $t_{max} = 250$ jours, alors que pour les échantillons 3 et 6 $t_{max} = 97$ jours).	137
Figure 70 :	Comparaison des variations de masse finales pour des trajets de chargement hydrique différents : échantillons (a) 2, 11 et 12 ($h_r^{fin} = 94\%$) et (b) 4 et 9 ($h_r^{fin} = 75\%$).	137
Figure 71 :	Comparaison des variations de masse finales pour des trajets de chargement hydrique différents ($h_r^{fin} = 54\%$)	138
Figure 72 :	Déformations axiales, série a	138
Figure 73 :	Déformations axiales, série b	139
Figure 74 :	Déformations latérales, série a	139
Figure 75 :	Déformations latérales, série b	140
Figure 76 :	Evolution de l'anisotropie au cours du séchage pour les échantillons (a) 7 et (b) 12	140
Figure 77 :	Evolution des contraintes au cours d'un essai de séchage, d'après (a) Cariou (2010) et (b) Pham et al (2007). (a) ε_{zz} et ε_{xx} sont respectivement les contraintes asymptotiques perpendiculaire et parallèle à S_0 . (b) Les contraintes perpendiculaire et parallèle à S_0 sont notées « axial » et	

	« orthoradial ». Dans les deux cas, le rapport parallèle/perpendiculaire asymptotique diminue lorsque l'HR diminue.	141
Figure 78 :	Comparaison des déformations axiales (traits épais) et latérales (traits fins) pour des trajets de chargement hydrique différents, ainsi qu'orientation des rosettes par rapport à S_0 . Echantillons 2, 11 et 12 ($h_r^{fin} = 94\%$).	141
Figure 79 :	Comparaison des déformations axiales (traits épais) et latérales (traits fins) pour des trajets de chargement hydrique différents, ainsi qu'orientation des rosettes par rapport à S_0 . Echantillons 1, 7 et 10 ($h_r^{fin} = 54\%$).	142
Figure 80 :	Comparaison des déformations axiales des échantillons (a) 2 et 3 ($h_r^{fin} = 98\%$) et (b) 4 et 9 ($h_r^{fin} = 75\%$)	142
Figure 81 :	Polarisation des ondes injectées dans l'échantillon. La polarisation de l'onde P coïncide avec la direction du déplacement.	143
Figure 82 :	Module de Young axial en fonction de l'HR à l'équilibre pour les séries (a) a et (b) b. Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%	143
Figure 83 :	Coefficient de Poisson d'anisotropie en fonction de l'HR à l'équilibre pour les séries (a) a et (b) b. Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%	144
Figure 84 :	Vitesses des ondes S2 axiales aux HR à l'équilibre pour les séries (a) a et (b) b (vitesses relatives). Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%	144
Figure 85 :	Vitesses des ondes P latérales aux HR à l'équilibre pour les séries (a) a et (b) b (vitesses relatives). Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%	144
Figure 86 :	(a) Compressions isotropes à l'issue des paliers 0 (HR=85%) et 1 (HR=54%), puis (b) compression triaxiale en fin d'essai (HR=33%) pour l'échantillon EST32883-1.	145
Figure 87 :	Courbes de compression isotropes pour les échantillons (a) 32883-2 et (b) 32887-9 à l'issue du palier 2 (respectivement 98% et 75%)	146
Figure 88 :	Evolution du module d'incompressibilité avec la HR pour les séries (a) a et (b) b. Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%	146
Figure 89 :	Enveloppe de rupture d'un essai triaxial ($\sigma_3 = 3 \text{ MPa}$), pour des échantillons sortant d'atmosphères à différentes HR.	147
Figure 90 :	Résultats expérimentaux et numériques pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale (chargement 12-2)	149
Figure 91 :	Perméabilités relatives au liquide (traits pleins) et au gaz (pointillés) pour les deux groupes	150
Figure 92 :	(a) Perméabilité relative et (b) isotherme de sorption des argilites du Cox : mesures (points noirs, d'après Cariou et al, 2011) et calculs (ligne bleue $m = 0.82$, tirets bleus $m = 0.21$)	150
Figure 93 :	Matrices de corrélation pour les groupes (a) 1 et (b) 2. Les corrélations significatives sont surlignées en vert.	151
Figure 94 :	Relations linéaires entre les paramètres du groupe (a) 1 et (b), (c) 2	151
Figure 95 :	Influence du trajet de chargement sur les paramètres (a) n , (b) p_r , (c) m et (d) b . Les points sont les résultats et les tirets sont les tendances (a), (c), (d) linéaire et (b) parabolique.	152
Figure 96 :	(a) Variation de masse et (b) déformation axiale pour le chargement 1-1. Les points et tirets noirs sont les mesures, les lignes bleues et les tirets rouges sont les simulations couplée HM et purement hydrique, respectivement	152
Figure 97 :	Surface de réponse typique du groupe 1 (chargement 2-1) dans le plan $n - m$ pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale	153
Figure 98 :	Surface de réponse typique du groupe 1 (chargement 7-2) dans le plan $n - m$ pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale	153
Figure 99 :	Contours de la surface de réponse dans le plan $E_O - b$ (chargement 7-2). Les tirets rouges symbolisent la valeur imposée de E_O , et le carré noir est le résultat de l'inversion. La surface est réduite par sa valeur à l'optimum, si bien que $\chi_{tot}(\mathbf{c}^*) = 1$	154

Figure 100 :	Contours des surfaces de réponse pour le groupe 1 (chargement 2-1) dans le plan $n-m$ pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale. Les carrés convergent vers l'optimum, les points bloquent dans la borne supérieure de m , et les triangles se coincent dans un minimum local (au vu de la tolérance donnée à l'algorithme). Les formes grises marquent le début de l'inversion, et les noires sa fin. Les tirets rouges sont la trace de la relation de VGM $n=1-1/m$. Les surfaces sont réduites par l'optimum, si bien que $\chi_{mas}(\mathbf{c}^*) = \chi_{def}(\mathbf{c}^*) = 1$	155
Figure 101 :	Contours des surfaces de réponse pour le groupe 1 (chargement 7-2) dans le plan $n-m$ pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale. Les carrés convergent vers l'optimum (point initial très proche de l'optimum). Le triangle tireté est le simplex initial (seuls 3 des 5 sommets sont visibles dans la projection). Le polytope en traits pleins est le simplex final, qui définit une zone restreinte. Les tirets rouges sont la trace de la relation de VGM $n=1-1/m$. Les surfaces sont réduites par l'optimum, si bien que $\chi_{mas}(\mathbf{c}^*) = \chi_{def}(\mathbf{c}^*) = 1$	156
Figure 102 :	(a) Comparaison d'un chemin de contrainte typique (chargement 7-1) et du critère de Drucker-Prager. Les états de contrainte initial (t_0) et final (t_{end}) sont homogènes dans l'échantillon, et correspondent respectivement à $h_r^0 = 85\%$ et $h_r^{imp} = 33\%$. La contrainte déviatorique maximale (env 2.5 MPa) est atteinte au bout de 32 heures d'essai ($t_{end} = 134$ jours). La contrainte de cisaillement à l'instant t_{max} est tracée en (b). L'état de contrainte est récupéré dans le coin de l'échantillon (point blanc sur le schéma de droite), lieu des contraintes les plus fortes.	157
Figure 103 :	Modélisation d'un essai triaxial à partir d'une loi de Drucker-Prager modifiée	158
Figure 104 :	Influence d'un modèle plastique sur (a) les variations de masse et (b) les déformations axiales au cours du chargement 12-2	158
Figure 105 :	Isovaleurs de (de gauche à droite) la saturation S_l , la pression de pore équivalente $\sigma_p = -b \left(p_g - \int_{pc} S_l dp_c \right)$ et le déplacement horizontal DX à différents instants du chargement 10-1 $h_r : 85\% \rightarrow 33\%$. Le test a duré $t_{end} = 133$ jours au total, et les valeurs sont quasiment homogènes dès 96 jours (env 3% de variation).	159
Figure 106 :	Apports des masses fluides (total, liquide, de vapeur et d'air sec) pour les chargements (a) 1-1 (séchage) et (b) 9-2 (imbibition)	160
Figure 107 :	Apports des volumes fluides (total, liquide, de vapeur et d'air sec) pour les chargements (a) 1-1 (séchage) et (b) 9-2 (imbibition)	160
Figure 108 :	Composante horizontale du flux de masse liquide J_{lx} le long du rayon de l'échantillon pour les chargements (a) 1-1 (séchage) et (b) 9-2 (imbibition)	161
Figure 109 :	Composantes horizontales des flux de volumes liquide J_{lx}/ρ_l et gazeux J_{gx}/ρ_g le long du rayon de l'échantillon pour les chargements (a) (c) 1-1 (séchage) et (b) (d) 9-2 (imbibition)	161
Figure 110 :	Position du point de mesure de déformation dans le maillage	162
Figure 111 :	(a) Variations de masses et (b) déformations anisotropes pour le chargement 3-1	163
Figure 112 :	(a) Variations de masses et (b) déformations anisotropes pour le chargement 10-1	163
Figure 113 :	(a) Variations de masses et (b) déformations anisotropes pour le chargement 10-2	163
Figure 114 :	Evolution des modules de Young (a) latéral et (b) axial en fonction de l'HR, comparaison des inversions avec les mesures expérimentales de Ibrahim (2008) et Magnenet et al (2011).	164

Figure 115 :	(a) Variations de masses et (b) déformations anisotropes pour le chargement 11-1	164
Figure 116 :	Evolution du rapport d'anisotropie avec l'HR, comparaison avec les mesures de Ibrahim (2008)	165
Figure 117 :	Profils de saturation S_l (à gauche) et de contrainte de cisaillement σ_{xz} (à droite) à différents instants du chargement 10-1 (h_r : 85% → 33%). La durée totale de l'essai est $t_{end} = 133$ jours.	166
Figure 118 :	Evolution de la température dans les sections (a) SDZ1261 et (b) SDZ1262 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	168
Figure 119 :	Evolutions des températures en galeries GED et SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	169
Figure 120 :	Evolution de l'HR dans les sections (a) SDZ1261 et (b) SDZ1262 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	169
Figure 121 :	Evolutions des HR en galeries GED et SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	170
Figure 122 :	Profils de pression de pore dans le forage (a) horizontal SDZ1243, (b) vertical descendant SDZ1242 et (c) oblique descendant SDZ1241 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	171
Figure 123 :	Comparaison des profils de pression verticaux dans les galeries GED et SDZ (a) 7 mois et (b) 25 mois après l'excavation de SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	171
Figure 124 :	Comparaison des profils de pression horizontaux dans les galeries GED et SDZ (a) 7 mois et (b) 25 mois après l'excavation de SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	172
Figure 125 :	Profils de pression de pore en avant du front dans le forage SDZ1245 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	172
Figure 126 :	Profils de saturation en paroi de SDZ (a) verticaux (6 mois après l'excavation) et (b) horizontaux (entre 15 jours et 24 mois après l'excavation) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	173
Figure 127 :	Comparaison des perméabilités autour des galeries GED et SDZ : (a) verticalement et (b) horizontalement (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	174
Figure 128 :	Perméabilité en avant du front de la galerie (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	174
Figure 129 :	Mesures (a) verticales et (b) horizontales des SMC. Les SMC OHZ120D à F sont situées dans les sections 4, 9 et 10 de la figure 41 partie 9.3.1 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	175
Figure 130 :	Mesures horizontales (suffixe 01) et verticales (suffixe 02) des cannes de convergence en galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	176
Figure 131 :	Evolution des fissuromètres et de l'HR dans la galerie SDZ depuis la fermeture du sas (pointillés noirs) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	176
Figure 132 :	Mesures de coulisement et d'HR après la fermeture du sas (déjà isolé à $t=0$). Les mesures significatives sont numérotées de 1 à 7, par ordre décroissant. Le suffixe 01 correspond aux mesures faites sur le parement Sud, et le 02 au parement Nord) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	177
Figure 133 :	Mesures des extensomètres horizontaux (a) SDZ1201 (orienté Nord) et (b) SDZ1203 (orienté Sud) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	177
Figure 134 :	Mesures des extensomètres multipoints verticaux (a) SDZ1202 (ascendant) et (b) SDZ1204 (descendant) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	178
Figure 135 :	Mesures des extensomètres monopoints (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	178
Figure 136 :	Maillage 2D axisymétrique pour modéliser les variations d'HR en galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	180
Figure 137 :	Evolution temporelle de l'hygrométrie dans la galerie SDZ après fermeture du sas avec une loi de succion pour les argilites saines et l'EDZ (a) identique et (b) différente (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	181
Figure 138 :	Maillage 2D à symétrie axiale pour modéliser les profils de pression autour de la galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	182
Figure 139 :	Evolution temporelle des pressions de pores (a) horizontales (pressiomètre SDZ1244) et (b) verticales descendantes (pressiomètre SDZ1242, d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	183
Figure 140 :	Evolution temporelle des pressions de pores descendantes obliques (pressiomètre SDZ1241, d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)	183
Figure 141 :	Maillage adopté pour la modélisation 2D in situ	184

Figure 142 :	Interpolation de l'HR en galerie SDZ après fermeture du sas	185
Figure 143 :	Comparaison des mesures de pression interstitielle du capteur SDZ1242 (-90°) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses	187
Figure 144 :	Comparaison des mesures de pression interstitielle du capteur SDZ1243 (0° Sud) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses	188
Figure 145 :	Comparaison des mesures de pression interstitielle du capteur SDZ1244 (0° Nord) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses. Le modèle étant symétrique par rapport à l'axe vertical, les résultats des simulations en parements Nord et Sud sont identiques.	188
Figure 146 :	Evolution de l'état hydrique latéralement à la paroi, (a) saturation calculée par le MIT et (b) mesures de teneur en eau in situ. Les saturations prédites par les deux modèles sont très proches, et seul le résultat isotrope-transverse est présenté ici (qui prévoit une désaturation légèrement plus forte)	189
Figure 147 :	Convergences horizontales et verticales dans la section OHZ120E, (a) MVP et (b) MIT	190
Figure 148 :	Comparaison des mesures extensométriques du capteur SDZ1202 (90°) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses	191
Figure 149 :	Comparaison des mesures extensométriques du capteur SDZ1204 (-90°) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses	192
Figure 150 :	Comparaison des mesures extensométriques du capteur SDZ1203 (0° Sud) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses	192
Figure 151 :	Comparaison des mesures extensométriques du capteur SDZ1203 (0° Sud) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses, effets différés et de la ventilation	193

Liste des tableaux

Tableau 1 :	Modèles de perméabilité relative (liste non-exhaustive)	35
Tableau 2 :	Modèles de saturation (liste non-exhaustive)	37
Tableau 3 :	Inconnues et équations d'un problème couplé HM isotherme	55
Tableau 4 :	Propriétés physiques des échantillons de pulse	118
Tableau 5 :	Chargement hydrique lors de l'essai de pulse	118
Tableau 6 :	Paramètres de pulse estimés par inversion (modèle isotrope)	120
Tableau 7 :	Paramètres de pulse estimés par inversion (modèle anisotrope)	124
Tableau 8 :	Propriétés physiques des échantillons (essai GL-Gaz)	125
Tableau 9 :	Estimations du paramètre n (-)	126
Tableau 10 :	Estimations du paramètre p_r (MPa)	126
Tableau 11 :	Paramètres obtenus sur l'imbibition complète, par calages direct (a) et inverse (b) (*np : non-pertinent)	128
Tableau 12 :	Paramètres obtenus pour le drainage complet, par calages direct (a) et inverse (b) (*np : non-pertinent)	128
Tableau 13 :	Propriétés physiques des échantillons (essai g7-lae-1)	131
Tableau 14 :	Trajets de chargement (essai g7-lae-1)	132
Tableau 15 :	Orientation des jauges (θ) et des céramiques (α) par rapport à S_0	135
Tableau 16 :	Valeurs des paramètres élastiques obtenus au cours d'un essai triaxial à $\sigma_3 = 3 \text{ MPa}$, pour des échantillons à l'équilibre avec une atmosphère à HR h_r^{fin}	146
Tableau 17 :	Paramètres estimés par inversion (hormis pour les échantillons 6 et 11, résultat direct). La moyenne et l'écart-type sont de la même unité que le paramètre correspondant.	148
Tableau 18 :	Moyennes des paramètres estimés, selon les deux groupes	149
Tableau 19 :	Erreur dans l'estimation des paramètres à partir de données biaisées. $\mathbf{c}^*$ est le jeu optimal, et $\mathbf{c}^\delta$ sont les estimations sur des données perturbées de $\delta\%$	155
Tableau 20 :	Paramètres élastoplastiques estimés sur essai triaxial	158
Tableau 21 :	Estimations inverses des modules anisotropes (les autres sont fixés)	162

Tableau 22 :	Extensions en mètres (et en diamètre de galerie) des deux types de fractures autour de la galerie SDZ	168
Tableau 23 :	Etendue minimale de la zone à pression atmosphérique ou en dépression, en mètres (et en diamètre de galerie), et à 7 et 25 mois après le creusement	171
Tableau 24 :	Etendue maximale de la zone à perméabilité perturbée, en mètres et en diamètre de galerie	174
Tableau 25 :	Déplacement (en millimètres) à 20 mètres du parement, 600 jours après l'excavation	178
Tableau 26 :	Paramètres non-saturés des différents compartiments	181
Tableau 27 :	Paramètres non-saturés des différents compartiments	182
Tableau 28 :	Phasage du chargement de la galerie SDZ	184
Tableau 29 :	Paramètres élastoplastiques utilisés dans la modélisation	186
Tableau 30 :	Paramètres viscoplastiques utilisés dans la modélisation	186
Tableau 31 :	Paramètres élastiques isotropes-transverses utilisés dans la modélisation	186

INTRODUCTION

Stockage profond de déchets radioactifs

A ce jour, l'industrie nucléaire alimente 80% de la consommation d'électricité en France. Environ 2 kg de déchets radioactifs sont produits par an et par habitant (contre 2.5 t de déchets industriels et 360 kg de déchets ménagers). Les déchets radioactifs sont classifiés en 5 catégories, selon deux critères : l'activité et la période radioactive (figure 01). Notamment, les déchets de Haute-Activité représentent 95% de la radioactivité pour seulement 0.2% du volume de l'ensemble des déchets radioactifs.



Figure 01 : Classification des déchets radioactifs français (source : www.andra.fr)

Chacune des catégories dispose d'un mode de gestion propre. Pour les déchets MAVL et HA, un stockage géologique profond est envisagé, dont le but est de concentrer les déchets dans un ouvrage souterrain. Cet ouvrage sera construit selon le concept multi-barrières, assurant la sûreté du stockage à 3 niveaux :

- Le colis contient les déchets et les rend inertes (colis métallique vitrifiés pour les déchets HA, et galettes compactées entreposées dans des fûts métalliques pour les déchets MAVL),
- L'ouvrage souterrain garantit la stabilité de la chambre de stockage des colis (barrière ouvragée),
- La couche géologique dans laquelle est creusé l'ouvrage est imperméable et limite l'éventuelle diffusion des radionucléides (barrière naturelle).

L'objectif d'un tel dispositif est de bloquer la dissémination des radionucléides tant que leur décroissance naturelle ne les a pas rendus inoffensifs pour l'Homme et l'Environnement.

En 1998, le gouvernement retient le site de Bure (limite Meuse/Haute-Marne) pour implanter un laboratoire de recherche profond dans les argiles de l'Est du bassin parisien. La construction du Laboratoire de Recherche Souterrain de Meuse/Haute-Marne (LRSMHM) débute en 2000, et atteint le cœur de la couche des argilites du Callovo-Oxfordien (Cox, à -490 m) en 2004.

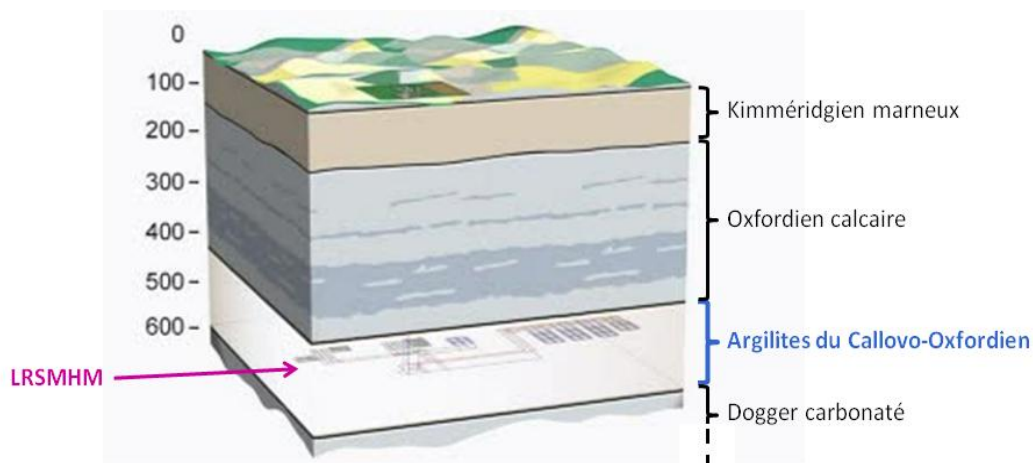


Figure 02 : Implantation du laboratoire de recherche souterrain

Le choix s'est porté sur les argilites du Cox puisqu'elles réunissent un certain nombre de conditions favorables au stockage de déchets radioactifs : faibles perméabilité et diffusivité, capacités de rétention des cations et de répulsion des anions, bonne conduction thermique, forte raideur mécanique, absence d'activité tectonique et de failles majeures... Les principales caractéristiques physico-chimiques, minéralogiques et hydromécaniques (HM) sont présentées dans le tableau 01, et l'évolution verticale de la composition minéralogique est donnée en figure 03.

Tableau 01 : Minéralogie et principaux paramètres HM des argilites du Cox (d'après Pham 2006 et Robinet 2008)

Nature	Composition/paramètre	Valeurs pour les argilites du Cox	
Minéralogie	Argiles (illite, interstratifiés illite/smectite...)	20-60	%
	Carbonates (calcite, dolomie)	20-30	%
	Quartz	10-40	%
	Phases accessoires (pyrite, sidérite...)	<5	%
Propriétés physiques	Masse volumique naturelle	2400	kg.m ⁻³
	Teneur en eau	5-9	%
	Porosité	10-18	%
Paramètres mécaniques	Vitesse des ondes P	1.41-4.64	km.s ⁻¹
	Vitesse des ondes S	1.41-4.64	km.s ⁻¹
	Résistance à la traction	0.9-5.4	MPa
	Résistance à la compression	19-48.8	MPa
	Module de Young	2.3-11	GPa
	Coefficient de Poisson	0.17-0.4	-
Paramètres de transfert	Coefficient de Biot	0.5-1	-
	Perméabilité intrinsèque	10 ⁻²² -10 ⁻¹⁸	m ²
	Paramètre n de van Genuchten-Mualem	1.49	-
	Paramètre p _e de van Genuchten-Mualem	15	MPa

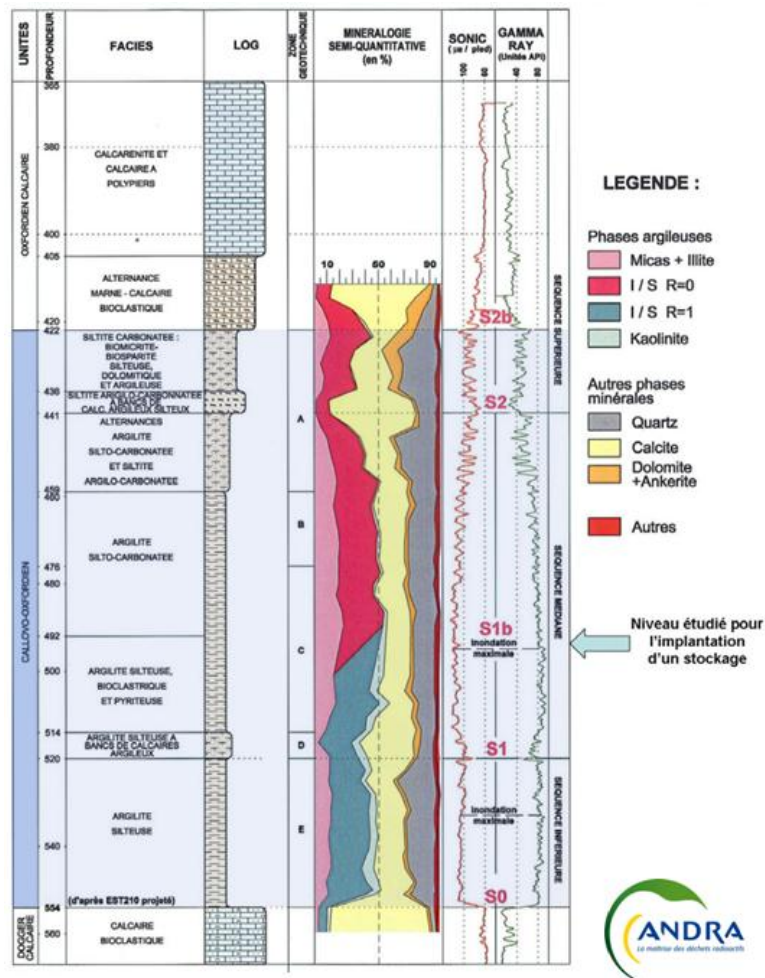


Figure 03 : Variation verticale de la minéralogie des argilites du Cox (d'après Andra 2005)

La microstructure des argilites et leurs caractéristiques mécaniques ne sont pas plus détaillées ici puisqu'une abondante littérature existe dans ce domaine. De manière non-exhaustive, on pourra consulter les thèses de Cariou (2010), Escoffier (2002), Pham (2006), Robinet (2008) ou encore Valès (2008).

Les différentes études de caractérisation des argilites du Cox font l'objet du dossier Argiles 2005, et attestent de la faisabilité d'un centre de stockage. Une zone dite de transposition est identifiée en 2010 (250 km²). La roche de cette zone présente des propriétés identiques à celle étudiée en détails à proximité du LRSMHM, et accueillera le futur centre de stockage Cigéo (Centre industriel de stockage géologique). La construction devrait débuter en 2017, et la mise en service est prévue pour 2025. Les installations de profondeur s'étaleront sur 15 km², contenant notamment 20 km d'alvéoles MAVL et 200 km d'alvéoles HA. Cigéo pourra confiner 70000 m³ de déchets MAVL et 8000 m³ de déchets HA (productions respectives de 51000 m³ et 5000 m³ prévues à l'horizon 2030).

Contexte de l'étude et plan de la thèse

La mise en place d'un centre de stockage de déchets radioactifs doit répondre à des exigences de sûreté strictes. L'objectif du LRSMHM est d'obtenir une très bonne compréhension de la géologie du milieu et des phénomènes chimiques, hydrodynamiques et mécaniques impliqués. La géomécanique intervient à deux niveaux : la stabilité de l'ouvrage en lui-même et son impact sur la roche encaissante. L'activité anthropique déstabilise la roche initialement à l'équilibre, et occasionne une fracturation dans une région proche de l'ouvrage appelée Excavation Damaged Zone (EDZ). L'EDZ dégrade en particulier les propriétés mécaniques de la roche (Kwon et Cho, 2008) ce qui altère la stabilité de l'ouvrage, et augmente sa perméabilité de plusieurs ordres de grandeurs (Bossart et al, 2002) favorisant ainsi le transfert des radionucléides.

Plusieurs processus agissent sur le développement de l'EDZ au cours des 4 phases de la vie du centre de stockage (tableau 02).

Tableau 02 : Phénomènes impactant l'EDZ au cours de la vie du stockage (inspiré de Tsang et al 2005)

Phase	Echelle de temps	Caractéristiques	Processus favorisant l'EDZ
1 : Creusement	10 ans	Les galeries sont excavées.	▪ Réarrangement de l'état de contrainte : fractures en tension (déconfinement) et de cisaillement (anisotropie des contraintes et schistosité) ▪ Désaturation en champ proche : perturbation par couplage HM
2 : Exploitation	100 ans	Les colis de déchets sont entreposés progressivement dans les alvéoles et dégagent de la chaleur. Les galeries sont ventilées pour maintenir la qualité de l'air.	▪ Comportement mécanique différé : convergence de la section ▪ Ventilation : retrait de la roche par désaturation et endommagement
3 : Post-fermeture (court-terme)	100 ans	Les scellements sont mis en place. Les déchets chargent thermiquement l'ouvrage et la roche, qui se resature par ailleurs (arrêt de la ventilation).	▪ Température et saturation hétérogènes : perturbation par couplage THM
4 : Post-fermeture (long-terme)	10 ⁶ ans	Les déchets ont dissipé leur supplément de chaleur, et la resaturation s'est stabilisée.	▪ Produits de corrosion (H₂ notamment) : surpressions de gaz ▪ Dégradation de l'ouvrage : perte de l'effet de soutènement

Il existe également des processus qui vont dans le sens de la stabilité de l'ouvrage : la convergence des galeries est limitée par le revêtement (« back-pressure » d'où réduction de la perméabilité, phase 2), les bouchons d'argile gonflante exercent une pression sur l'ouvrage et la roche à proximité (réduction de la perméabilité, phase 3), les phénomènes de dissolution-précipitation génèrent une cicatrisation de la roche (« self-sealing », phase 4)...

Cette thèse s'inscrit dans l'étude des phénomènes liés au comportement HM des argilites du Cox. Du fait de l'étroitesse du réseau poral, les variations de saturation ont des répercussions significatives sur la mécanique de la roche. Lors de la phase de resaturation, le gonflement des argilites vient pousser le revêtement en béton et provoque un écaillage (exemple sur les argiles à Opalinus, Derek Martin et al 2003). La désaturation des argiles à proximité de la galerie génère un fort gradient de pression liquide. Le retrait différentiel qui en résulte est la source d'une fissuration et développe la perméabilité de la roche. Ce phénomène se manifeste essentiellement lors de la phase d'exploitation où l'hygrométrie de l'air ventilé sollicite le massif proche. Ramambasoa (2001) observe une fissuration d'origine hydrique en paroi du tunnel de Tournemire. Les fissures s'ouvrent et se ferment au gré des cycles de désaturation-resaturation imposés par l'humidité de l'air (retrait dû à un air plutôt sec en été, et gonflement sous les fortes humidités hivernales).

Pour caractériser l'impact de la ventilation sur le comportement de la roche, l'Andra a démarré en 2008 une expérimentation in situ : SDZ (Saturation Damaged Zone). Une galerie sans revêtement est isolée du reste du réseau, et un air à hygrométrie, température et débit contrôlés y est soufflé. Des capteurs climatiques, hydrauliques et mécaniques permettent d'enregistrer la réponse HM de la roche à une sollicitation hydrique connue. Pour comprendre les phénomènes mis en jeu, l'expérimentation in situ peut être complétée par des essais au laboratoire. Une fois un modèle physique proposé, les paramètres impliqués peuvent être estimés sur les données de laboratoire. Les prévisions du modèle peuvent ensuite être confrontées aux mesures in situ, et éventuellement être complétées par d'autres phénomènes.

Ce travail adopte une approche numérique. Les simulations constituent un complément puissant des études expérimentales. Elles deviennent notamment indispensables pour les problèmes complexes ne disposant pas de formulations analytiques. En plus de reproduire les observations expérimentales, la modélisation offre deux avantages :

- accès à d'autres informations que celles mesurées,

- et surtout prévision du comportement sous d'autres sollicitations.

Les calculs numériques sont tout à fait appropriés pour construire des modèles physiques, estimer leurs paramètres ou encore dimensionner des essais. Le choix d'un modèle réside dans le compromis précision/rapidité : des modèles fidèles à la réalité sont plus coûteux en temps de calcul. Les problèmes d'ingénierie exigent un juste compromis entre qualité et complexité du modèle. Ce point est crucial dans le cadre du stockage profond de déchets radioactifs où de bonnes compréhension et prédiction des phénomènes en jeu sont attendus, impliquant des modèles précis. Ces phénomènes sont nombreux et variés (Andra, 2005) : comportements couplés de matériaux plastoendommageables (roche encaissante, béton, bouchons d'argiles) et de leurs interfaces, transferts de fluides réactifs, comportements à très long terme (millions d'années) et sur de grandes échelles (centaines de kilomètres cubes)... Réunir des modèles précis pour autant de phénomènes amène un produit fini d'une très grande complexité qui doit pourtant se soumettre aux limitations des puissances de calculs actuelles.

Dans l'optique d'améliorer la compréhension des processus HM impliqués, le manuscrit s'articule autour de 4 chapitres. Le **Chapitre 1** revient sur les lois disponibles pour décrire le comportement couplé des argilites du Cox. A partir de références issues de la littérature, ce chapitre se concentre plus particulièrement sur le transport dans le milieu poreux, l'élasticité linéaire isotrope transverse et les phénomènes mécaniques dissipatifs.

Le **Chapitre 2** présente les essais étudiés : essais au laboratoire de pulse et de séchage, ainsi qu'installations in situ de l'expérimentation SDZ. Le modèle phénoménologique retenu pour la modélisation est également détaillé. Les paramètres sont estimés au moyen d'une approche inverse, qui fait aussi l'objet de ce chapitre.

Les résultats expérimentaux et numériques des essais au laboratoire sont exposés dans le **Chapitre 3**. L'apport des différents modèles est discuté (bi- ou tridimensionnels, couplés ou non, avec ou sans prise en compte de l'anisotropie). Les estimations des paramètres en conditions saturée et non-saturée sont données dans cette partie.

Le **Chapitre 4** confronte les résultats numériques aux mesures de l'expérimentation SDZ. Après être revenu sur les données des capteurs in situ, ce chapitre reprend le bilan de deux modélisations antérieures à la présente thèse (modèles purement hydriques). Les résultats obtenus avec deux modèles numériques couplés HM sont ensuite comparés (modèles plan).

Enfin, la **Conclusion** tâchera de résumer les apports du travail effectué, et de présenter les perspectives envisagées pour le compléter.

CHAPITRE 1 : COMPORTEMENT HYDROMECHANIQUE NON-SATURE

1. Milieu poreux : définition du VER

Les roches, et les matériaux naturels de manière générale, sont des ensembles complexes et rarement homogènes. Bien que ces milieux soient hétérogènes à l'échelle microscopique (grains, vides, fissures, ...), la description est admise comme continue et requiert une échelle mésoscopique pour l'observation des phénomènes physiques. La caractérisation de ce Volume Élémentaire Représentatif (VER) est à la base de la mécanique des milieux continus et n'est pas nécessairement aisée. En effet, la dimension caractéristique du VER u_{VER} doit être suffisamment grande pour s'affranchir des effets microscopiques, mais suffisamment petite pour être statistiquement représentative du comportement macroscopique (figure 1).

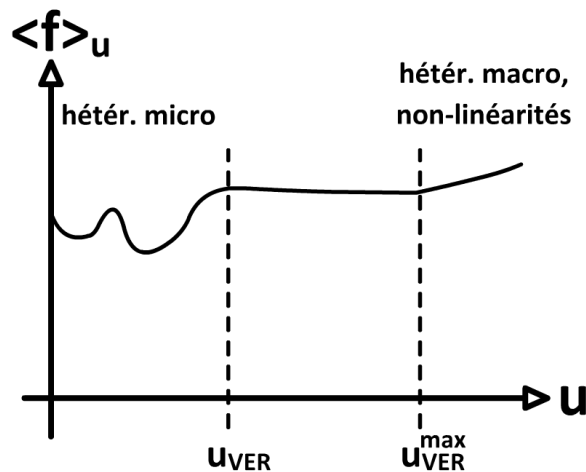


Figure 1 : Variations d'une grandeur f moyennée sur un volume de dimension caractéristique u

La taille du VER dépend de l'approche considérée : « c'est l'échantillon pour l'expérimentateur, et l'élément fini du numéricien » (Arson, 2009). La dimension caractéristique dépend également du phénomène étudié. Bornert et al (2010) estiment que pour un essai de compression uniaxiale sur un échantillon sec d'argilites du Callovo-Oxfordien (Cox), le comportement est homogène pour une dimension supérieure à $u_{VER} \approx 700 \mu m$. Toutefois, cette dimension n'est plus valable à l'état saturé, ou si la minéralogie du matériau est modifiée. Pour obtenir une u_{VER} global, il faut déterminer les dimensions caractéristiques des différents phénomènes (mécaniques, hydriques, chimiques et thermiques) et retenir la plus grande. Toutefois, si des macro-hétérogénéités ou des non-linéarités apparaissent pour les grandes échelles, les phénomènes décrits à l'échelle de u_{VER} deviennent biaisés, et d'autres lois sont à définir.

La grande complexité des géomatériaux rend toute description précise difficile. Le choix de modèles de comportement à l'échelle du VER repose sur une dualité omniprésente : opter pour une description fidèle mais compliquée, ou bien utiliser une approche plus simplifiée mais plus lacunaire. Deux formalismes peuvent être trouvés dans la littérature. Les modèles phénoménologiques ont été les premiers à être proposés et reposent sur la thermodynamique. La formulation thermodynamique fournit une base robuste, mais le sens physique de certaines variables internes n'est pas toujours établi. A l'échelle du VER, les modèles phénoménologiques proposent des comportements « homogénéisés » du matériau : les différents constituants du VER sont pris comme un tout. A l'inverse, la micromécanique propose de décrire chaque constituant du VER avec ses propres lois. Le comportement mésoscopique est alors retrouvé mathématiquement par homogénéisation (Chateau et al, 2003 ; Pichler et Dormieux, 2010a). La micromécanique constitue a priori une approche plus précise de la physique réelle. Cette méthode doit son émergence au développement récent d'outils mathématiques puissants et de la capacité de calcul des ordinateurs, qui la rendent plus abordable. Toutefois, la formulation reste nettement plus compliquée. De plus, la validité de certaines lois, transposées de l'échelle macro- à l'échelle microscopique, reste à démontrer. Une approche mixte peut être envisagée où les lois sont décrites par une approche phénoménologique et certains paramètres sont identifiés via la micromécanique (Hoxha et al, 2007 ; Shao et al, 2005a ; Shao et al, 2006). Dans le travail présenté ici, une approche phénoménologique a été adoptée.

Les argilites du Cox sont vues comme un milieu poreux résultant de la superposition de deux particules en interactions : squelette et fluide. La particule squelette, ou matrice, est composée des grains (=solide) et de la porosité occluse. La particule fluide, ou espace poreux, se résume à la porosité connectée saturée par un

ou plusieurs fluides (figure 2). Un milieu poreux comprend deux porosités : occluse et connectée. Par la suite, le terme « porosité » désigne la porosité connectée ϕ .

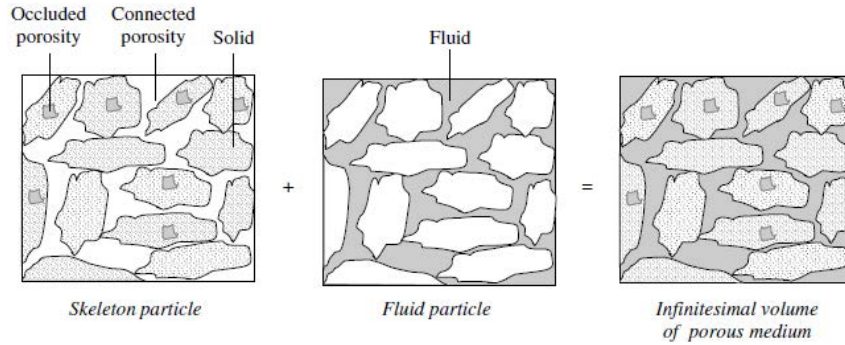


Figure 2 : Dualité du milieu poreux (d'après Coussy, 2004)

Pour proposer un modèle complet à l'échelle du VER, il convient d'introduire des lois décrivant le comportement des fluides, de la matrice solide et des interactions (ou couplages) entre ces deux éléments.

2. Transport de fluides dans l'espace poreux

Le milieu poreux peut être considéré comme saturé par un liquide et un gaz, ici un mélange parfait de vapeur d'eau et d'air sec. Un mouvement d'ensemble (advection) anime les deux fluides, et un mouvement interne (diffusion) se produit en plus au sein du gaz. En réalité, le transport dans une roche argileuse est extrêmement complexe : transport réactif (adsorption, dissolution, ...), dispersion, air dissous, ... De plus, dans le cas des argilites du Cox, des phénomènes propres au stockage de déchets radioactifs interviennent, notamment le transport de radionucléides (décroissance : disparition et apparition d'éléments), et la présence de dihydrogène issu de la corrosion des composants métalliques (Andra, 2005 ; Talandier, 2005). Le modèle proposé ici suit une approche simplifiée, et ne prétend pas reproduire dans le détail les phénomènes de transport qui se produisent in situ.

La formulation des deux types de transport considérés (diffusion et advection) puis des lois de conservations est d'abord détaillée. L'influence des conditions non-saturées est ensuite discutée via les modèles de perméabilité relative et de saturation.

2.1 Mouvement interne du gaz : diffusion de Fick

2.1.1 Diffusion libre d'un gaz

La loi de Fick décrit la diffusion d'un gaz par rapport à un autre, et repose sur l'expression d'une vitesse de référence pour le mélange gazeux. En reprenant l'écriture de Mainguy (1999), il vient :

$$\mathbf{v}_g^\alpha = \sum_{i=1}^n \alpha_i \mathbf{v}_i \quad (1)$$

où $\mathbf{v}_g^\alpha$ et $\mathbf{v}_i [m.s^{-1}]$ sont les vitesses de référence du gaz et du i-ème constituant gazeux, et $\alpha_i [-]$ les coefficients tels que $\sum_{i=1}^n \alpha_i = 1$.

La première étape consiste à choisir une expression pour les α_i parmi les formulations existantes (fractions massiques, volumiques, molaires, pressions partielles, ...). Steeman et al (2009) étudient l'évaporation de l'eau à l'interface semi-perméable eau liquide/air. Dans leur étude, le changement de phase est caractérisé par un coefficient d'échange, dont l'expression change avec la formulation choisie. Ils concluent que les écritures selon les fractions massiques ou molaires introduisent des coefficients indépendants des paramètres de l'air ambiant (température, pression de gaz et humidité relative). Il semble alors judicieux de retenir les écritures de la vitesse de référence selon ces grandeurs :

$$\mathbf{v}_g^C = \sum_{i=1}^n C_i \mathbf{v}_i \quad , \quad \mathbf{v}_g^\rho = \sum_{i=1}^n E_i \mathbf{v}_i \quad (2)$$

où $C_i = c_i / c_g$ [-], $E_i = \rho_i / \rho_g$ [-], c_i [mol.m⁻³] et ρ_i [kg.m⁻³] sont respectivement les fractions molaires et massiques, la concentration molaire et la masse volumique du i-ème constituant.

Bien entendu, les coefficients vérifient $c_g = \sum_{i=1}^n c_i$ et $\rho_g = \sum_{i=1}^n \rho_i$, c_g et ρ_g étant la concentration molaire totale et la masse volumique du mélange gazeux. Dans le cas de gaz parfaits, la fraction molaire peut s'écrire en fonction des pressions partielles p_i [Pa] et totale p_g [Pa] : $C_i = p_i / p_g$, avec $p_g = \sum_{i=1}^n p_i$ (loi de Dalton). Les modélisations aux éléments finis seront effectuées avec le Code_Aster, où les pressions partielles font partie des inconnues de la formulation variationnelle. Il semble alors judicieux d'adopter l'écriture en fonction des fractions molaires (équivalente à celle en pressions partielles pour les gaz parfaits).

La loi de Fick exprime la diffusion de chaque constituant du mélange gazeux :

$$\mathbf{J}_{i \text{ dif}}^C = -D_i c_g \nabla C_i \quad (3)$$

où $\mathbf{J}_{i \text{ dif}}^C$ [mol.m⁻².s⁻¹] et D_i [m².s⁻¹] sont le flux diffusif molaire (écrit en fonction des concentrations molaires) et le coefficient de diffusion du i-ème constituant. La relation (3) est indépendante des effets de la pression totale et de la température du mélange. Par conséquent, elle reste valable même sous température et pression totale variables.

2.1.2 Diffusion de la vapeur dans l'air au sein d'un milieu poreux

Dans le cas d'un mélange binaire des gaz 1 et 2, le coefficient de diffusion des deux constituants est identique : $D_1 = D_2 = D$. Lors de la diffusion de vapeur d'eau dans l'air, l'expression la plus utilisée est (de Vries, 2000) :

$$D = D_{va}(p_g, T) = D_0 \frac{p_0}{p_g} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.88} \quad (4)$$

où $D_0 = 2.17 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ est le coefficient de diffusion dans l'état de référence, à pression atmosphérique $p_0 = 101325 \text{ Pa}$ et température $T_0 = 273.16 \text{ K}$. T [K] est la température du mélange.

En comparant les vitesses des deux composants, il vient l'équivalence suivante :

$$\mathbf{v}_v - \mathbf{v}_{as} = -\frac{D}{C_v(1 - C_v)} \nabla C_v \Leftrightarrow \begin{cases} \mathbf{J}_{v \text{ dif}}^C = -D c_g \nabla C_v \\ \mathbf{J}_{as \text{ dif}}^C = -D c_g \nabla C_{as} \end{cases} \quad (5)$$

où les indices v et as se réfèrent à la vapeur d'eau et à l'air sec, et évidemment $C_v + C_{as} = 1$, $p_v + p_{as} = p_g$ et $c_v + c_{as} = c_g$.

L'expression de gauche contient toute l'information sur la diffusion des deux constituants, tout en étant plus concise. Elle n'est valable que dans le cas d'une diffusion libre. L'espace qu'offre le milieu poreux à la diffusion du gaz est restreint. L'écoulement n'est plus libre, mais contraint par les parois de la matrice solide. La diffusion de la vapeur dans l'air au sein d'un milieu poreux est déduite de celle obtenue pour une diffusion libre (Mainguy, 1999) :

$$\phi_g (\mathbf{v}_v - \mathbf{v}_{as}) = - \frac{D_{va}(p_g, T)}{C_v(1 - C_v)} f(\phi, S_g) \nabla C_v \quad (6)$$

où $\phi_g = S_g \phi [-]$ et $S_g = V_g / V_v [-]$ sont la teneur volumique et la saturation en gaz, $\phi = V_v / V_T [-]$ la porosité du milieu, V_T et $V_v [m^3]$ les volumes total et des vides, et $f(\phi, S_g) = \phi_g \tau_t [-]$ un facteur de résistance à la diffusion.

$f(\phi, S_g)$ traduit l'entrave qu'exerce le milieu poreux sur la diffusion du gaz. Il tient compte de la réduction de l'espace offert au gaz pour diffuser et des effets de la tortuosité $\tau_t [-]$. La tortuosité correspond à l'allongement du chemin que parcourent les fluides notamment du fait de la sinuosité du milieu poreux (figure 3) et de la friction exercée par les grains solides sur l'écoulement. Ce coefficient est difficile à caractériser expérimentalement, et l'expression donnée par Millington (1959) est couramment utilisée :

$$\tau_t(\phi, S_g) = \phi^{1/3} S_g^{7/3} \quad (7)$$

L'expression $f(\phi, S_g) = \phi^{4/3} S_g^{10/3}$ est alors utilisée. Dans Cariou (2010), des alternatives tirées de schéma d'homogénéisation sont proposées pour τ_t .

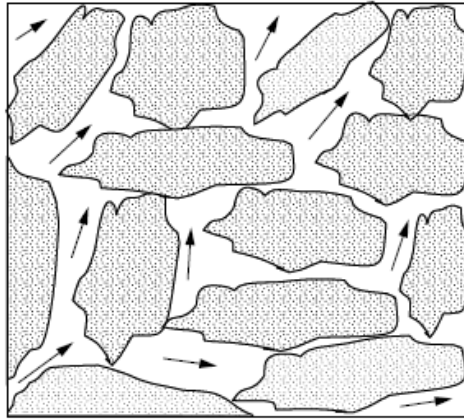


Figure 3 : Effet de tortuosité (d'après Coussy, 2004)

2.2 Mouvement d'ensemble du fluide : advection de Darcy

2.2.1 Loi de Darcy

L'advection constitue le mouvement d'ensemble d'un fluide. Les advections du liquide et du mélange de gaz dans le milieu poreux sont explicitées au moyen de la loi de Darcy généralisée. En considérant une matrice solide immobile, et en négligeant les effets de la gravité à l'échelle du VER, il vient (Mainguy, 1999) :

$$\begin{cases} \phi_l \mathbf{v}_l = -\mathbf{k}_{ll} \cdot \nabla p_l - \mathbf{k}_{lg} \cdot \nabla p_g \\ \phi_g \mathbf{v}_g^C = -\mathbf{k}_{gl} \cdot \nabla p_l - \mathbf{k}_{gg} \cdot \nabla p_g \end{cases} \quad (8)$$

où $\phi_l = S_l \phi [-]$ et $S_l = V_l / V_v [-]$ sont la teneur volumique et la saturation en liquide, $V_l [m^3]$, $\mathbf{v}_l [m.s^{-1}]$, $p_l [Pa]$ et $\rho_l [kg.m^{-3}]$ respectivement le volume, la vitesse, la pression et la masse volumique du liquide. $\mathbf{k}_{ll}$ et $\mathbf{k}_{gg} [m^2.Pa^{-1}.s^{-1}]$ sont les perméabilités au liquide et au gaz. La perméabilité couplée liquide-gaz $\mathbf{k}_{lg} = \mathbf{k}_{gl}$ tient compte des possibles interactions visqueuses des deux fluides.

Dans le cas où les deux fluides en présence sont l'eau et l'air, le couplage peut être négligé devant les forces de pression. On notera par ailleurs $\mathbf{k}_{ll} = \mathbf{k}_l$ et $\mathbf{k}_{gg} = \mathbf{k}_g$. Souvent, une notation en termes de flux massiques est préférée, respectivement $\mathbf{J}_{ladv} = \rho_l \phi_l \mathbf{v}_l$ et $\mathbf{J}_{gadv} = \rho_g \phi_g \mathbf{v}_g^C [kg.m^{-2}.s^{-1}]$ pour le liquide et le gaz :

$$\begin{cases} \frac{\mathbf{J}_{ladv}}{\rho_l} = -\mathbf{k}_l \cdot \nabla p_l \\ \frac{\mathbf{J}_{gadv}}{\rho_g} = -\mathbf{k}_g \cdot \nabla p_g \end{cases} \quad (9)$$

2.2.2 Perméabilité intrinsèque

Les perméabilités introduites dans la loi de Darcy sont fonctions de la nature du fluide. Afin de s'affranchir de cette dépendance, la perméabilité est réécrite selon la perméabilité intrinsèque :

$$\mathbf{k}_i = \frac{k_i^{rel}(S_l)}{\mu_i} \mathbf{k}_{int} \quad (10)$$

où $k_i^{rel}(S_l) [-]$ et $\mu_i [Pa.s]$ sont la perméabilité relative et la viscosité dynamique du i-ème fluide, et $\mathbf{k}_{int} [m^2]$ est la perméabilité intrinsèque du milieu poreux. Les k_i^{rel} dépendent de la saturation en liquide pour pouvoir tenir compte des écoulements en milieu non-saturé. Leurs expressions sont discutées dans la partie 2.5.1. Dans le cas où le matériau est isotrope transverse (l'axe $\mathbf{e}_3$ étant l'axe de révolution, figure 4), la perméabilité intrinsèque est un tenseur diagonal $\mathbf{k}_{int} = k_1(\mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2 \otimes \mathbf{e}_2) + k_3 \mathbf{e}_3 \otimes \mathbf{e}_3$ (dans la base principale).

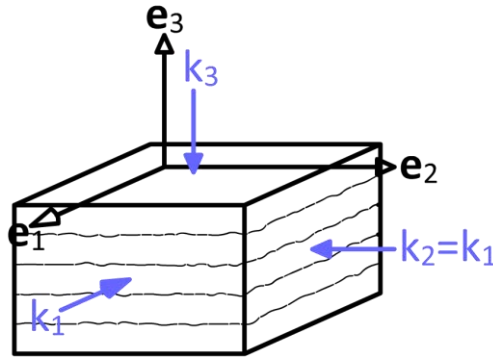


Figure 4 : Perméabilité intrinsèque dans un milieu isotrope transverse

L'isotropie transverse des argilites du Cox provient de l'orientation préférentielle des minéraux argileux due aux conditions de dépôt (Andra, 2005).

2.2.3 Effet Knudsen

Sous certaines conditions, le gaz circulant dans le milieu poreux est raréfié (ou de manière équivalente, la dimension caractéristique des pores est de l'ordre du libre parcours moyen des particules de gaz), le mouvement n'est plus uniquement dirigé par les chocs entre particules mais aussi par les collisions avec la paroi du milieu poreux. Pour tenir compte de ce phénomène, une perméabilité intrinsèque apparente peut-être introduite dans l'écriture du flux d'advection du i -ème constituant gazeux ($i = v$ ou as), noté $\mathbf{J}_{i\text{adv}} = \rho_i / \rho_g \mathbf{J}_{g\text{adv}}$ (relation démontrée dans l'équation (12) ci-dessous) :

$$\mathbf{J}_{i\text{adv}} = \rho_i \phi_g \mathbf{v}_g^C = -\rho_i \frac{k_g^{\text{rel}}(S_l)}{\mu_g} \mathbf{k}_i^a \cdot \nabla p_g \quad (11)$$

où $\mathbf{k}_i^a = \mathbf{k}_{\text{int}} + \frac{D_K \mu_i}{p_g} \delta [m^2]$ est la perméabilité intrinsèque apparente au gaz i , $D_K [m^2.s^{-1}]$ le coefficient de diffusion de Knudsen et $\delta [-]$ le tenseur identité d'ordre 2.

2.3 Expressions des flux : couplage des lois de Fick et Darcy

2.3.1 Parts advectives et diffusives

Rappelons tout d'abord que $\mathbf{v}_g^C = C_v \mathbf{v}_v + (1 - C_v) \mathbf{v}_{as}$, $C_{as} = 1 - C_v$ et donc $\nabla C_{as} = -\nabla C_v$. Sous l'hypothèse de gaz parfaits, il vient en plus $C_i = p_i / p_g$ et $p_i M_i = \rho_i R T$ ($i = v$ ou as). Compte tenu de ces relations, les expressions des vitesses (6) et (8) amènent :

$$\begin{cases} \mathbf{J}_l = \mathbf{J}_{l\text{adv}} = -\rho_l \frac{k_l^{\text{rel}}(S_l)}{\mu_l} \mathbf{k}_{\text{int}} \cdot \nabla p_l \\ \mathbf{J}_i = -\rho_i \frac{k_g^{\text{rel}}(S_l)}{\mu_g} \mathbf{k}_{\text{int}} \cdot \nabla p_g - p_g \frac{M_i}{RT} D_{va}(p_g, T) f(\phi, S_g) \nabla C_i \end{cases} \quad (12)$$

où $\mathbf{J}_l$ et $\mathbf{J}_i = \rho_i \phi_g \mathbf{v}_i [kg.m^{-2}.s^{-1}]$ sont les flux massiques du liquide et du constituant gazeux i ($i = v$ ou as).

On note que pour le liquide, seul un transport advectif se produit (hypothèse de base). En revanche, le flux massique du composant gazeux i est la somme d'un flux advectif $\mathbf{J}_{i\,adv} = -\rho_i \times k_i^{rel}(S_l) / \mu_i \times \mathbf{k}_{int} \cdot \nabla p_g$ et d'un flux diffusif $\mathbf{J}_{i\,dif} = -p_g \times M_i / RT \times D_{va}(p_g, T) f(\phi, S_g) \nabla C_i$.

2.3.2 Hypothèses éventuelles sur le transport du gaz

Certaines simplifications sont parfois opérées pour s'affranchir de la résolution de la conservation de la masse d'air : pression de gaz uniforme ou immobilité de l'air sec.

2.3.2.1 Pression de gaz constante

Dans les milieux poreux très peu perméables, le temps caractéristique du transport du gaz est souvent très petit devant celui du transport du liquide. A l'échelle de la convection du liquide, le gaz peut être considéré comme ayant atteint l'équilibre, et sa pression comme uniforme. Lorsque la pression de gaz est constante et que les forces massiques sont négligées, l'écoulement de Darcy est nul et le flux ne dépend plus que du gradient des pressions partielles :

$$\mathbf{J}_i = -\frac{M_i}{RT} D_{va}(p_g, T) f(\phi, S_g) \nabla p_i \quad (13)$$

2.3.2.2 Immobilité de l'air sec

Dans ce cas, le flux d'air sec est nul :

$$\mathbf{J}_{as} = -\rho_{as} \frac{k_g^{rel}(S_l)}{\mu_g} \mathbf{k}_{int} \cdot \nabla p_g - p_g \frac{M_{as}}{RT} D_{va}(p_g, T) f(\phi, S_g) \nabla C_{as} = \mathbf{0} \quad (14)$$

On en déduit alors $\mathbf{J}_{g\,adv} / \rho_g = \frac{D_{va}(p_g, T)}{C_{as}} f(\phi, S_g) \nabla C_{as} = -\frac{D_{va}(p_g, T)}{1 - C_v} f(\phi, S_g) \nabla C_v$. Ce résultat peut être injecté dans l'expression du flux de vapeur d'eau :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_v &= \rho_v \mathbf{J}_{g\,adv} / \rho_g - p_g \frac{M_v}{RT} D_{va}(p_g, T) f(\phi, S_g) \nabla C_v \\ &= -\rho_v D_{va}(p_g, T) f(\phi, S_g) \frac{1}{C_v(1 - C_v)} \nabla C_v \end{aligned} \quad (15)$$

Lorsque l'air sec est immobile, le flux de vapeur s'écrit uniquement selon le gradient de fraction molaire de vapeur.

2.4 Conservations des masses fluides

Dans le VER, la variation de masse des différents constituants (l , v ou as) est due aux flux de masse entrants et sortants, ainsi qu'à l'évaporation (ou condensation) de l'eau. Sous forme locale, les équations se notent :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} m_l = -\nabla \mathbf{J}_l - \dot{m}_{l \rightarrow v} \\ \frac{\partial}{\partial t} m_v = -\nabla \mathbf{J}_v + \dot{m}_{l \rightarrow v} \\ \frac{\partial}{\partial t} m_{as} = -\nabla \mathbf{J}_{as} \end{cases} \quad (16)$$

où les m_i $[kg.m^{-3}]$ sont les apports de masse fluide, et $\dot{m}_{l \rightarrow v}$ $[kg.m^{-3}.s^{-1}]$ la masse d'eau évaporée ou condensée (respectivement >0 et <0) par unités de volume et de temps.

Les m_i sont données par :

$$\begin{cases} m_l = \rho_l \phi S_l - \rho_l^0 \phi^0 S_l^0 \\ m_v = \rho_v \phi S_g - \rho_v^0 \phi^0 S_g^0 \\ m_{as} = \rho_{as} \phi S_g - \rho_{as}^0 \phi^0 S_g^0 \end{cases} \quad (17)$$

L'exposant 0 renvoie à l'état initial. Comme introduit dans l'équation (16), un changement de phase liquide/vapeur est pris en compte pour l'eau. Si les deux phases sont à l'équilibre, leurs potentiels massiques (de Gibbs) g_i $[J.kg^{-1}]$ sont égaux. De plus, dans le cas d'un changement de phase non dissipatif (et donc instantané), la forme infinitésimale est valable :

$$dg_l = dg_v \quad (18)$$

En rappelant que $\partial g_i / \partial p_i = 1/\rho_i$, et pour une transformation isotherme, l'intégration de (18) amène (Mainguy, 1999) :

$$p_l - p_l^* = \rho_l \frac{RT}{M_v} \ln \frac{p_v}{p_v^*} \quad (19)$$

où p_l^* et p_v^* $[Pa]$ sont les pressions de liquide et de gaz à l'état de référence.

Dans le cas où la pression de liquide est égale à la pression de gaz, la pression de vapeur est à la pression de vapeur saturante p_{vs} . En prenant ces conditions comme état de référence, on obtient la relation de Kelvin :

$$p_c = -\rho_l \frac{RT}{M_v} \ln h_r \quad (20)$$

où $p_c = p_g - p_l$ $[Pa]$ et $h_r = p_v/p_{vs}$ $[-]$ sont la pression capillaire et l'humidité relative.

Si aucun phénomène d'hystérésis n'est pris en compte, Coussy (2004) démontre thermodynamiquement que la pression capillaire est une fonction de la saturation en liquide seule $p_c(S_l)$. On admet par symétrie que la saturation ne dépend que de la pression capillaire $S_l(p_c)$.

Si le liquide, la vapeur d'eau et l'air sec sont compressibles, leurs masses volumiques sont liées à leurs pression par :

$$\begin{cases} \frac{d\rho_l}{\rho_l} = \frac{dp_l}{K_l} \\ \frac{p_i}{\rho_i} = \frac{RT}{M_i} \end{cases} \quad (21)$$

où $K_l [Pa]$ est le module d'incompressibilité du liquide, et l'indice i se rapporte à l'air sec ou à la vapeur.

2.5 Transferts en milieu non saturé : modèles de perméabilité

L'écoulement en milieu non saturé s'écrit au moyen des lois de Fick (6) et Darcy généralisée (8). Ces lois nécessitent la connaissance des perméabilités relatives $k_i^{rel}(S_l)$ et de la saturation en liquide $S_l(p_c)$. Les méthodes expérimentales pour caractériser ces relations sont difficiles à mettre en œuvre, sujettes aux erreurs de mesure et nécessitent beaucoup de temps (en particulier pour les faibles perméabilités). Différents auteurs proposent des modèles pour approximer les propriétés hydrauliques non saturées à partir de données facilement mesurables (ex. : flux sortants, pressions, déformations, ...). Contrairement aux lois d'écoulement ou de comportement qui reposent sur des concepts théoriques forts, les modèles de $k_i^{rel}(S_l)$ et $S_l(p_c)$ ne sont basés que sur des descriptions empiriques ou statistiques. Par conséquent, chaque modèle peut conduire à des résultats satisfaisants, et le modèle le plus apte dépend du problème donné.

2.5.1 Modèles de perméabilité relative

Les perméabilités relatives au gaz et au liquide varient entre 0 et 1, et ont des comportements antithétiques. Lorsque les pores sont saturés en liquide, la roche est uniquement perméable au liquide (sans tenir compte du transport du gaz dissous) : $k_l^{rel}(S_l = 1) = 1$ et $k_g^{rel}(S_l = 1) = 0$. À l'inverse, lorsque les pores sont saturés en gaz, la roche est uniquement perméable au gaz (sans tenir compte des particules de liquide en suspension dans le gaz) : $k_l^{rel}(S_l = 0) = 0$ et $k_g^{rel}(S_l = 0) = 1$. Deux types de modèles existent : statistiques et empiriques. Les premiers s'appuient sur la description empirique d'écoulements dans des tubes capillaires où la distribution de la taille des pores est connue, tandis que les seconds sont obtenus par calage direct sur des données expérimentales. Quelques exemples sont donnés dans le tableau 1.

Tableau 1 : Modèles de perméabilité relative (liste non-exhaustive)

Modèle	Type	Perméabilités
Burdine (Burdine, 1953)		$k_l^{rel}(S_l) = S_{le}^2 \frac{\int_0^{S_{le}} \frac{dS}{p_c(S)^2}}{\int_0^1 \frac{dS}{p_c(S)^2}}$ $k_l^{rel}(S_l) = (1 - S_{le})^2 \frac{\int_{S_{le}}^1 \frac{dS}{p_c(S)^2}}{\int_0^1 \frac{dS}{p_c(S)^2}}$
Mualem (Mualem, 1976)	statistique	$k_l^{rel}(S_l) = S_{le}^{\eta_m} \left(\frac{\int_0^{S_{le}} \frac{dS}{p_c(S)}}{\int_0^1 \frac{dS}{p_c(S)}} \right)^2$ $k_l^{rel}(S_l) = (1 - S_{le})^{\eta_m} \left(\frac{\int_{S_{le}}^1 \frac{dS}{p_c(S)}}{\int_0^1 \frac{dS}{p_c(S)}} \right)^2$
Fredlund et Xing (Fredlund et Xing, 1994)		$k_l^{rel}(S_l) = \int_{S_{lr}}^{S_l} \frac{S_l - S}{p_c^2(S)} dS \Big/ \int_{S_{lr}}^1 \frac{S_l - S}{p_c^2(S)} dS$
Irmay (Irmay, 1954)		$k_l^{rel}(S_l) = S_{le}^{\lambda_i}$
Gardner (Gardner, 1958)	empirique	$k_l^{rel}(S_l) = e^{-\alpha_g \times p_c}$ $k_l^{rel}(S_l) = \left(1 - e^{-\frac{\alpha_g \times p_c}{2}} \right)^2$
Vanapalli (Vanapalli et al, 2005)		$k_l^{rel}(S_l) = S_{le}^{7.9\gamma_v}$

où $S_{le} = (S_l - S_{lr}) / (1 - S_{lr})$ et $S_{lr} [-]$ sont les saturations effective et résiduelle en liquide, η_m , λ_i , α_g et $\gamma_v [-]$ sont des coefficients de calage. Pour le modèle de Gardner, rappelons que la pression capillaire dépend de la saturation en liquide $p_c(S_l)$.

La majorité des relations statistiques n'ont pas de paramètres propres mais sont basées sur ceux de $p_c(S_l)$ (ou de manière équivalente de $S_l(p_c)$). Ces modèles permettent de réduire le nombre de paramètres, ce qui est un plus dans les problèmes d'estimation. En revanche, il est difficile de justifier physiquement que la saturation et la pression capillaire dépendent des mêmes paramètres. A l'inverse, les modèles empiriques ont des paramètres propres, et ne dépendent pas uniquement de ceux de la pression capillaire. En revanche, certains ne s'appliquent pas forcément bien aux types de milieux poreux autres que celui sur lequel ils ont été établis. C'est par exemple le cas du modèle de Vanapalli, dont le coefficient dépend de la granulométrie du milieu : $\gamma_v = 0.012(\%arg^2 / \phi + \%silt) + 0.38$, où $\%arg$ et $\%silt$ sont les pourcentages d'argiles et de silts du sol. Pour être complètement définie, la perméabilité relative nécessite la connaissance de la saturation en liquide.

2.5.2 Modèles de saturation

La saturation de l'échantillon varie avec la pression capillaire qui agit aux interfaces liquide-gaz. Lorsque l'échantillon est saturé en liquide, il n'y a plus d'interface liquide-gaz et la pression capillaire est nulle $S_l(p_c = 0) = 1$. A l'inverse, lorsqu'il ne reste qu'une particule d'eau en suspension dans le gaz (le volume de cette particule tendant vers 0), la pression de gaz s'exerçant sur le liquide tend vers l'infini, et la pression capillaire tend elle-même vers l'infini $S_l(p_c \rightarrow \infty) = 0$. Ici encore, il existe des modèles statistiques et empiriques.

Les modèles statistiques s'écrivent à partir de la fonction de densité de la taille des pores. Le milieu poreux est vu comme une distribution aléatoire de pores, définie par une fonction de densité $f(r_p)$. $f(r_p)dr_p$ est le volume relatif des pores de rayons compris entre r_p et $r_p + dr_p$. La saturation en liquide peut-être reliée à la distribution de la taille des pores par :

$$S_l(R) = \int_{R_{\min}}^R f(r_p) dr_p \quad (22)$$

où $S_l(R) [-]$ est la saturation en liquide lorsque tous les pores de rayon $R_{\min} \leq r_p \leq R$ sont saturés en liquide, et $R_{\min} [m]$ le rayon du pore le plus petit dans le réseau poreux.

Sous l'hypothèse d'une interface sphérique, la loi de Jurin-Laplace lie la pression capillaire au rayon du pore sous la forme :

$$r_p = \frac{2\gamma_l \cos \theta}{p_c} \quad (23)$$

où $\gamma_l [N.m^{-1}]$ est la tension superficielle du liquide et $\theta [rad]$ l'angle de contact entre le liquide et la matrice solide.

En admettant que ces deux grandeurs ne dépendent pas de la taille du pore, la relation de l'isotherme de sorption peut alors s'écrire :

$$S_l(p_c) = \int_{p_c}^{p_c^{\max}} f\left(\frac{C}{p}\right) \frac{C}{p^2} dp \quad (24)$$

où $C = 2\gamma_l \cos \theta [N.m^{-1}]$ est le coefficient de la loi de Jurin-Laplace et $p_c^{\max} = \frac{C}{R_{\min}} [Pa]$ la pression capillaire maximale.

Cette écriture devient intéressante lorsque la distribution de la taille des pores $f(r)$, ou alternativement $\tilde{f}(p_c) = f(C/p_c)$, est connue.

Comme pour la perméabilité relative, les modèles empiriques résultent de calages sur des mesures expérimentales. Quelques exemples sont donnés dans le tableau 2.

Tableau 2 : Modèles de saturation (liste non-exhaustive)

Modèle	Type	Saturation
van Genuchten (van Genuchten, 1980)	statistique	$S_{le}(p_c) = \left(1 + \left(\frac{p_c}{p_r} \right)^n \right)^{-m}$
Log-Normal (Kosugi, 1996)		$S_{le}(p_c) = F_N \left(\frac{\ln(p_{m\ln}) - \ln(p_c)}{\sigma_{\ln}} \right)$
Brooks-Corey (Brooks et al, 1964)	empirique	$\begin{cases} S_{le}(p_c) = (p_{ea} / p_c)^{\lambda_{bc}} & p_c > p_{ea} \\ S_{le}(p_c) = 1 & p_c \leq p_{ea} \end{cases}$
Brutsaert (Brutsaert, 1967)		$S_{le}(p_c) = \frac{\beta_b}{\beta_b + p_c^{\gamma_b}}$

où n , m , λ_{bc} et γ_b $[-]$ sont des coefficients de calage. p_r $[Pa]$ est une pression capillaire résiduelle, différente de la pression d'entrée d'air p_{ea} . β_b $[Pa^{\gamma_b}]$ règle la courbure de la relation de Brutsaert. Enfin,

$F_N(x) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^x e^{-t^2/2} dt$ est la fonction de répartition d'une loi normale, $p_{m\ln}$ et $\sigma_{\ln}$ $[Pa]$ sont liés à la moyenne et l'écart-type de la répartition de pression capillaire.

Les modèles complets $k_i^{rel}(S_i) - S_i(p_c)$ s'obtiennent en « piochant » des relations de perméabilité et de saturation. Par exemple, Chen et al (1999) présentent diverses combinaisons possibles et leurs paramètres.

2.5.3 Application à différents milieux poreux

Les modèles sont testés sur différents milieux poreux. La fiabilité des modèles et l'estimation des paramètres sont évaluées *via* une approche inverse.

2.5.3.1 Milieux perméables

Chen et al (1999) réalisent des cycles de drainage-imbibition sur un échantillon de sol peu argileux ($k_{int} \approx 10^{-13} m^2$). Ils considèrent l'écoulement unidimensionnel d'un fluide non compressible au sein d'une matrice non déformable. Les mesures expérimentales fournissent les flux sortants, ainsi que les pressions de liquide et de gaz. L'étude a posteriori de l'estimation de paramètres par méthode inverse montre qu'un chargement multi-palier avec mesure de flux de sortie est un problème bien posé. Les auteurs concluent que les modèles les plus fiables sont ceux issus de van Genuchten/Mualem (VGM) et log normal/Mualem.

Lamara et al (2008) proposent des inversions basées directement sur les courbes de perméabilité relative et de rétention. Les essais de drainage-imbibition sont menés sur des échantillons de sable ($k_{int} \approx 10^{-12} m^2$). Il apparaît que le modèle de Fredlund est le plus précis, suivi par le modèle de VGM généralisé (où le coefficient m de van Genuchten n'est pas fixé selon $m = 1 - 1/n$). Malgré sa simplicité, le modèle de Vanapalli donne une bonne approximation de la courbe de perméabilité.

2.5.3.2 Milieux faiblement perméables :

Dai et al (2008) étudient l'écoulement au sein d'une bentonite. Les auteurs s'intéressent à cette argile en vu d'une application à l'enfouissement profond de déchets radioactifs. La bentonite compactée est envisagée pour servir de bouchon non saturé car elle présente une stabilité mécanique et chimique, ainsi qu'une faible perméabilité ($k_{int} \approx 10^{-21} m^2$). En outre, la bentonite s'avère être un ralentisseur de radionucléides. L'inversion est effectuée sur l'équation de conservation de la masse d'eau couplée à la loi de Darcy généralisée. Le fluide est considéré incompressible, et la matrice indéformable. Malgré sa plus grande simplicité, le modèle d'Irmay est le plus efficace pour retrouver les mesures expérimentales. Le modèle de VGM donne aussi de bons résultats. Les modèles sont ensuite utilisés pour prévoir le transfert de traceurs radioactifs. Les deux modèles présentent de bonnes corrélations, mais celui d'Irmay donne des courbes plus lisses.

Bien qu'initialement proposée pour les sols, les relations de VGM peuvent être appliquées de manière satisfaisante à d'autres matériaux, notamment des milieux très peu perméables comme les roches et bétons (de Sa et al, 2008 ; Gérard et al, 2009 ; Giraud et al, 2009 ; Lagier et al, 2011 ; Mayer et al, 2007 ; Pichler et Dormieux, 2010b).

2.5.4 Relations de van Genuchten/Mualem

En injectant son expression de la saturation (tableau 2) dans la perméabilité de Mualem (tableau 1), van Genuchten (1980) a obtenu les résultats suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{le}(p_c) = \left(1 + \left(\frac{p_c}{p_r} \right)^n \right)^{-m} \\ k_l^{rel}(S_{le}) = \sqrt{S_{le}} \left(1 - (1 - S_{le}^{1/m})^m \right)^2 \\ k_g^{rel}(S_{le}) = \sqrt{1 - S_{le}} (1 - S_{le}^{1/m})^{2m} \end{array} \right. \quad (25)$$

où $S_{le} = (S_l - S_{lr}) / (1 - S_{lr})$ est la saturation effective.

Pour un soucis d'intégrabilité, l'auteur pose $n = 1 - 1/m + k$ ($k \in \mathbb{Z}$), et obtient un meilleur fitting en prenant $k = 0$ et $\eta_m = 1/2$. Toutefois, n et m peuvent être découplés : un degré de liberté est ajouté, tout en gardant la forme des courbes de VGM.

Certains matériaux, dont les argilites du Cox présentent une pression d'entrée d'air p_{ea} en deçà de laquelle le volume poreux est saturé en eau (GL Gaz, 2009). Certains modèles, comme celui de Brooks-Corey, tiennent compte de cette remarque, mais d'autres non, comme celui de VGM. Ippisch et al (2006) précisent que d'un point de vue théorique, omettre une p_{ea} peut conduire à considérer des pores fictifs de rayons supérieurs au rayon maximum réel dans l'espace poreux. Ce biais introduit une forme de la courbe de perméabilité relative très abrupte près de la saturation $S_l = 1$, et peut mener à une mauvaise estimation des paramètres de VGM. Ils concluent que l'utilisation d'une p_{ea} est préférable notamment lorsque le paramètre n est strictement inférieur à 2, et proposent d'utiliser une relation modifiée pour la saturation :

$$\left\{ \begin{array}{ll} S_{le}(p_c) = \frac{1}{S_{ea}} \left(1 + \left(\frac{p_c}{p_r} \right)^n \right)^{-m} & p_c > p_{ea} \\ S_{le}(p_c) = 1 & p_c \leq p_{ea} \end{array} \right. \quad (26)$$

où $S_{ea} = \left(1 + (p_{ea}/p_r)^n\right)^{-m} [-]$ est la saturation correspondant à la pression d'entrée d'air selon la relation de VGM (25).

Dans la saturation de VGM modifiée (26), la saturation correspondant à la pression d'entrée d'air est, par définition, égale à 1. Les relations de VGM introduisent 4 paramètres n , p_r , m et S_{lr} . Si la pression d'entrée d'air est considérée, un cinquième paramètre est introduit : p_{ea} elle-même.

Les équations présentées dans cette partie permettent de décrire les phénomènes de transfert qui se produisent dans le réseau poreux. La matrice solide peut également se déformer, et modifier le volume des pores. Les lois de comportement de la particule squelette sont issues de la mécanique des solides.

3. Mécanique des milieux poreux

Sous l'effet de sollicitations externes, la matrice se déforme. Ces déformations sont dues à l'écrasement ou l'extension des vides et défauts présents dans la roche, mais également à un réarrangement des grains intra-matriciels (en fait, de leurs liaisons inter-atomiques). Lorsque ces déformations sont réversibles, les lois de l'élasticité sont suffisantes. Mais il existe aussi des phénomènes irréversibles. Les déformations plastiques peuvent avoir lieu à l'échelle atomique (dislocations), ou à l'échelle des grains (fluage granulaire, cataclastique, ...). Dans le cas des argilites du Cox, la plasticité s'opère essentiellement par glissement des feuillets argileux (Chiarelli et al, 2003). L'endommagement survient par ouverture et glissement de vides préexistants et/ou propagation de fissures secondaires. Dans les matériaux hétérogènes, il peut avoir lieu au sein de la matrice, par décohésion aux interfaces inclusions/matrice ou encore au coeur même des inclusions indurées (Chiarelli et al, 2003 ; Lagier et al, 2011). Ces deux mécanismes engendrent des déformations irréversibles. Signalons que les lois de comportement sont basées sur l'Hypothèse des Petites Perturbations (HPP, déformations $\ll 1$).

Le chapitre revient d'abord sur le comportement élastique linéaire, et notamment son écriture pour un matériau isotrope transverse. La formulation des lois en conditions non saturées est ensuite détaillée. Les équations thermodynamiques pour décrire les phénomènes dissipatifs terminent cette partie.

3.1 Elasticité linéaire

3.1.1 Tenseur d'élasticité

Le comportement élastique de la matrice solide est exprimé par la loi de Hooke, énoncée pour la première fois en 1660. Sous sa forme généralisée, la loi de Hooke fait intervenir le tenseur d'élasticité :

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}^e \quad (27)$$

où $\boldsymbol{\sigma} [Pa]$ est le tenseur des contraintes, $\mathbf{C} [Pa]$ le tenseur d'élasticité et $\boldsymbol{\varepsilon}^e [-]$ le tenseur des déformations élastiques. Sous forme thermodynamique, la loi de Hooke pose la contrainte $\boldsymbol{\sigma}$ comme dual des déformations élastiques (Lemaitre et Chaboche, 2004 ; voir partie 3.3.4) :

$$\boldsymbol{\sigma} = \rho \frac{\partial \psi^e}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^e} \quad (28)$$

où $\psi^e = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon}^e : \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}^e [Pa]$ est la part élastique de l'énergie libre spécifique (de Helmholtz) et $\rho [kg.m^{-3}]$ la masse volumique du VER.

En toute rigueur, la loi de Hooke (et d'ailleurs n'importe quelle loi de comportement) définit le supplément de contrainte par rapport à l'état initial du matériau : $\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}^0 = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}^e$. Pour ne pas alourdir les écritures, $\boldsymbol{\sigma}^0$ sera omis dans toutes les écritures de ce document.

Du fait des symétries mineures et majeures, seules 21 des 81 composantes de $\mathbf{C}$ sont indépendantes : $C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{klij}$. Dans le cas isotrope, il ne reste que 2 composantes indépendantes et la loi de Hooke se note :

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{E}{1+\nu} \left(\boldsymbol{\varepsilon}^e + \frac{\nu}{1-2\nu} \text{Tr}(\boldsymbol{\varepsilon}^e) \boldsymbol{\delta} \right) \quad (29)$$

où $\boldsymbol{\delta} [-]$ est le tenseur identité d'ordre 2, $E [Pa]$ est le module de Young et $\nu [-]$ le coefficient de Poisson.

Le tenseur des contraintes peut-être décomposé en une partie volumique (isotrope) et une partie déviatorique. Dans ce cas, l'écriture selon les modules d'incompressibilité et de cisaillement peut être plus pratique :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma} = \frac{\sigma_v}{3} \boldsymbol{\delta} + \mathbf{s} \\ \sigma_v = \frac{E}{1-2\nu} \varepsilon_v = 3K_s \varepsilon_v \\ \mathbf{s} = \frac{E}{1+\nu} \mathbf{e}^e = 2G_s \mathbf{e}^e \end{cases} \quad (30)$$

où $\sigma_v = \text{Tr}(\boldsymbol{\sigma}) [Pa]$ (respectivement $\mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma} - \text{Tr}(\boldsymbol{\sigma})/3$) et $\varepsilon_v = \text{Tr}(\boldsymbol{\varepsilon}) [-]$ (respectivement $\mathbf{e}^e = \boldsymbol{\varepsilon}^e - \text{Tr}(\boldsymbol{\varepsilon}^e)/3$) sont les parties volumiques (respectivement déviatoriques) des tenseurs de contrainte et de déformation. Les modules d'incompressibilité et de cisaillement de la matrice solide K_s et $G_s [Pa]$ sont définis selon $\boldsymbol{\sigma} = (3K_s - 2G_s) \text{Tr}(\boldsymbol{\varepsilon}^e) \boldsymbol{\delta} + 2G_s \mathbf{e}^e$.

Les conditions de dépôt et les processus diagénétiques des roches peuvent conduire à une anisotropie de structure. Dans le cas des argilites du Cox, « sous l'effet de la gravité, la sédimentation [...] induit une orientation préférentielle des feuillets argileux. Elle forme par conséquent une stratification de la structure matricielle, qui est à l'origine d'une [...] anisotropie de ces propriétés mécaniques » (Andra, 2005). Les conditions de dépôt de l'argilite du Cox sont donc à l'origine de son isotropie transverse. Dans ce cas ($\mathbf{e}_3$ est l'axe de symétrie, $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)$ est le plan d'isotropie), 5 paramètres indépendants sont à introduire. En utilisant la notation de Voigt, il vient (Code_Aster, document R4.01.02) :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{23} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{11}^e \\ \varepsilon_{22}^e \\ \varepsilon_{33}^e \\ 2\varepsilon_{12}^e \\ 2\varepsilon_{13}^e \\ 2\varepsilon_{23}^e \end{pmatrix} \quad (31)$$

où c_{44} est liée à c_{11} et c_{12} par $c_{44} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12})$.

En schématisant le tenseur d'élasticité $C_{ijkl} = \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_j \otimes \mathbf{e}_k \otimes \mathbf{e}_l$ par une « matrice de matrices » (« grande matrice » = indices i et j, « petites matrices » = indices k et l), et en tenant compte des relations de symétrie, on obtient :

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{11} & 0 & 0 \\ & c_{12} & 0 \\ \text{SYM} & & c_{13} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 & c_{44} & 0 \\ & 0 & 0 \\ \text{SYM} & & 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & c_{66} \\ & 0 & 0 \\ \text{SYM} & & 0 \end{pmatrix} \\ & \begin{pmatrix} c_{12} & 0 & 0 \\ & c_{11} & 0 \\ \text{SYM} & & c_{13} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ & 0 & c_{66} \\ \text{SYM} & & 0 \end{pmatrix} \\ & & \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & 0 \\ & c_{13} & 0 \\ \text{SYM} & & c_{33} \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad (32)$$

Les paramètres élastiques « ingénieurs » sont liés aux cinq modules élastiques c_{ij} . Différents paramètres peuvent être retenus. En choisissant les modules de Young, un module de cisaillement et 2 coefficients de Poisson, leur lien formel est donné par Podio et al (1968) :

$$\begin{cases} E_1 = \frac{(c_{11} - c_{12})(c_{33}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{13}^2)}{c_{11}c_{33} - c_{13}^2} \\ E_3 = c_{33} - \frac{2c_{13}^2}{c_{11} + c_{12}} \\ G_{13} = c_{66} \\ \nu_{12} = \frac{c_{12}c_{33} - c_{13}^2}{c_{11}c_{33} - c_{13}^2} \\ \nu_{13} = \frac{c_{13}(c_{11} - c_{12})}{c_{11}c_{33} - c_{13}^2} \end{cases} \quad (33)$$

Les relations de symétries amènent en plus :

$$\begin{cases} E_2 = E_1 \\ G_{12} = \frac{E_1}{2(1 + \nu_{12})} \\ G_{23} = G_{13} \\ \nu_{21} = \nu_{12} \\ \nu_{23} = \nu_{13} \\ \nu_{31} = \nu_{13} \frac{E_3}{E_1} = \frac{c_{13}}{c_{11} + c_{12}} \\ \nu_{32} = \nu_{31} \end{cases} \quad (34)$$

Plusieurs méthodes expérimentales existent pour caractériser les paramètres élastiques.

3.1.2 Détermination des paramètres isotropes transverses

Il existe deux méthodes de détermination, selon que le mode de sollicitation soit statique ou dynamique.

3.1.2.1 Mesures statiques

En conditions statiques, des essais de compression simple, de traction directe ou de cisaillement peuvent être réalisés au laboratoire. Les paramètres isotropes transverses sont déterminés à partir des résultats expérimentaux, selon les directions de sollicitation et de réponse (figure 5). Cette méthode permet de déterminer les modules statiques. Les lois de comportement présentées dans ce travail sont écrites en conditions statiques, et font donc intervenir directement les paramètres statiques. Des différences peuvent être obtenues sur un même matériau selon que le paramètre soit déterminé avec des mesures en compression ou en traction (mais les ordres de grandeur restent les mêmes). Ces différences sont dues à certains phénomènes propres aux deux types de mesures (contact dispositif-échantillon moins propre en traction, fermeture de fissures préexistantes en compression, ...). Au début de sa mise en œuvre, plusieurs échantillons étaient nécessaires pour récupérer les 5 paramètres. En revanche, les outils numériques développés plus récemment permettent d'identifier les paramètres à partir d'un seul échantillon (Gonzaga et al, 2008 ; Nunes et al, 2002), en fittant au mieux les mesures expérimentales.

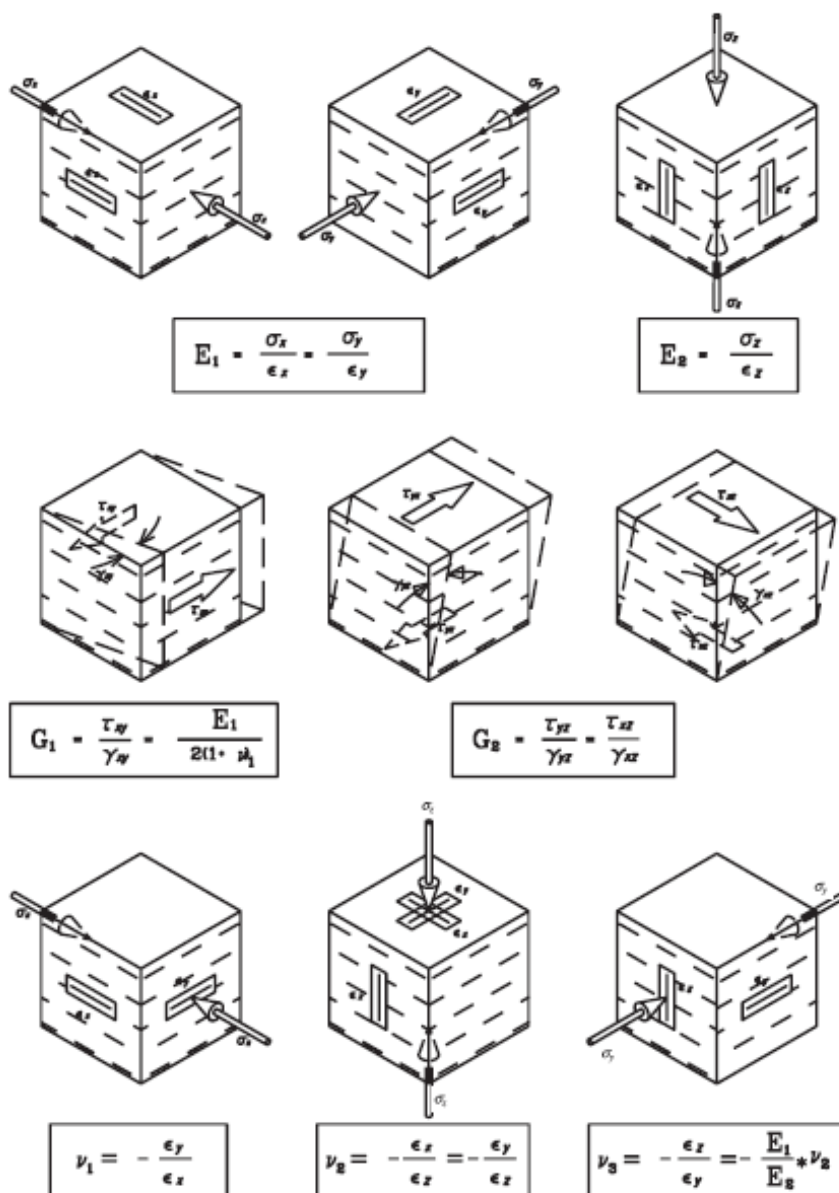


Figure 5 : Définition des paramètres isotropes transverses (d'après Gonzaga et al, 2008)

3.1.2.2 Mesures dynamiques

Des méthodes dynamiques sont apparues dans les années 60 suite aux travaux de Birch (1960, 1961). Elles reposent sur des mesures de célérité d'ondes, et sont non destructives. Lorsqu'une onde traverse l'échantillon, le second membre de l'équation fondamentale de la dynamique (EFD) n'est plus nul. Sous forme locale, l'EFD s'écrit :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \rho \boldsymbol{\gamma} \quad (35)$$

où $\rho \left[\text{kg.m}^{-3} \right]$ est la masse volumique homogénéisée du VER, $\boldsymbol{\gamma} = \frac{\partial^2 \boldsymbol{\xi}}{\partial t^2} \left[\text{m.s}^{-2} \right]$ et $\boldsymbol{\xi} \left[\text{m} \right]$ l'accélération et le déplacement au point considéré.

Pour le cas des ondes acoustiques, la combinaison de l'EFD (35), de la loi de Hooke généralisée (27) et de la compatibilité cinématique $\boldsymbol{\varepsilon}^e = 1/2 (\nabla \boldsymbol{\xi} + \nabla^T \boldsymbol{\xi})$ introduit :

$$(\boldsymbol{\Gamma} - \rho v_{ond}^2 \boldsymbol{\delta}) \mathbf{a} = \mathbf{0} \quad (36)$$

où $\boldsymbol{\Gamma} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{n} \left[\text{Pa} \right]$ est le tenseur de Christoffel, $v_{ond} \left[\text{m.s}^{-1} \right]$ la célérité de l'onde, $\mathbf{n}$ et $\mathbf{a} \left[- \right]$ les directions de propagation et de polarisation de l'onde.

L'équation de Christoffel s'identifie à un problème de diagonalisation de matrice. La polarisation $\mathbf{a}$ d'une onde lancée dans la direction $\mathbf{n}$ est vecteur propre du tenseur de Christoffel $\boldsymbol{\Gamma}$, et la valeur propre associée n'est autre que la vitesse de l'onde. Dans ces conditions, 5 mesures de vitesses indépendantes suffisent à caractériser les 5 modules élastiques. Habituellement, 2 mesures sont réalisées dans le plan d'isotropie (ondes P et S), 2 perpendiculairement à ce plan (ondes P et S) et une mesure d'onde P hors axe (Sarout et al, 2007) :

$$\begin{cases} c_{11} = \rho v_p^{90^2} \\ c_{12} = \rho (v_p^{90^2} - 2v_{S1}^{90^2}) \\ c_{33} = \rho v_p^{0^2} \\ c_{66} = \rho v_{S2}^{90^2} \\ c_{13} = -c_{66} + \sqrt{(c_{11} + c_{66} - 2\rho v_p^{45^2})(c_{33} + c_{66} - 2\rho v_p^{45^2})} \end{cases} \quad (37)$$

où $v_a^\varphi \left[\text{m.s}^{-1} \right]$ est la vitesse de l'onde a (P, S1 ou S2) lancée dans la direction d'angle φ (0° , 45° ou 90°), voir la figure 6 (pour toutes ces mesures, $\theta = 90^\circ$). Pour la direction d'angle $\varphi = 90^\circ$, S1 est l'onde S qui a la plus grande célérité (polarisation horizontale, donc pas de recoupement avec la schistosité).

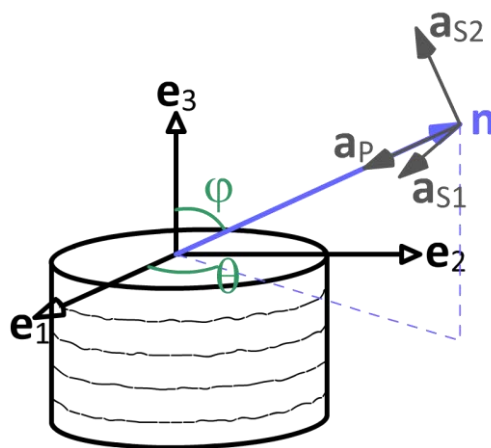


Figure 6 : Directions de polarisation des ondes P, S1 et S2 pour une direction de propagation $\mathbf{n}$

Les composantes du tenseur d'élasticité s'obtiennent alors selon l'équation (37), puis les paramètres élastiques sont identifiés à partir de (33). Par ailleurs, ces mesures ne nécessitant pas un dispositif lourd, elles peuvent être couplées à d'autres essais au laboratoire. Par exemple, les mesures de vitesses peuvent renseigner sur l'endommagement d'un échantillon au cours d'un essai triaxial (Popp et al, 2008 ; Sarout et al, 2007), ou de fluage (Eslami et al, 2010). Toutefois, cette méthode donne des paramètres dynamiques qui ne peuvent pas être utilisés directement dans les lois de comportement écrites en termes de sollicitations statiques. Les paramètres statiques sont plus sensibles à la présence de fissures et au comportement non-linéaire du matériau que les paramètres dynamiques. Les sollicitations dynamiques donnent des généralement des paramètres plus grands, mais plus les modules du matériau sont forts, plus les résultats statiques et dynamiques sont similaires (voir références dans Eslami et al, 2010).

Les plans d'anisotropie modifient le comportement élastique des roches sous sollicitation (d'où 5 paramètres au lieu de 2) mais perturbent aussi le comportement ultime.

3.1.3 Influence de l'anisotropie sur le comportement des roches

L'influence d'un litage sur la résistance à la compression R_c a été soulignée dès les années 60 (Jaeger, 1960 ; Donath et al, 1964). Si β est l'angle entre la contrainte principale majeure et la normale aux plans d'anisotropie, la R_c minimale est observée pour un angle $\beta \approx 60^\circ$ (courbe B de la figure 7, voir Niandou et al, 1997 ; Tien et al, 2006). La même observation est faite en traction (Liao et al, 1997).

En réalité, au cours de ces chargements, le mode de rupture lui-même est modifié par la présence d'une anisotropie. Pour des angles faibles ($\beta < 30^\circ$), la rupture en compression a lieu par coalescence de fissures au sein de la matrice rocheuse. En particulier, si un fort contraste de dureté existe entre le litage et la matrice « saine », une concentration de contraintes apparaît à cette interface et favorise la formation de fissures. Les fissures (macrofractures à la rupture) sont subverticales (parallèles à l'axe de chargement). Ce mode de rupture n'est pas influencé par les plans d'anisotropie. Pour des angles forts ($\beta \approx 90^\circ$) la rupture s'opère par ouverture des plans d'anisotropie, où la résistance à la traction des discontinuités est dépassée. A noter que ce mode de rupture est particulièrement sensible à la pression de confinement, qui limite l'ouverture des discontinuités lorsqu'elle est élevée. Enfin, lorsque β avoisine les 60° , le litage constitue un plan de faiblesse et la rupture survient par glissement au moment où la résistance au cisaillement est dépassée (Tien et al, 2006).

Les interfaces peuvent être vues comme des plans de cohésion nulle, mais leur rugosité leur confère une certaine friction (Amadei et Savage, 1989). Ainsi, lorsque la contrainte normale augmente, la friction augmente et offre une résistance croissante au glissement. Toutefois, lorsque l'anisotropie n'est pas due à des interfaces mais plutôt à une orientation préférentielle de minéraux (comme dans les cas des argilites du Callovo-Oxfordien (Bure) et à Opalinus (Mont Terri), les plans d'anisotropie conservent une certaine cohésion. Ce propos est notamment illustré par Popp et al (2008) à partir d'essais de cisaillement réalisés sur les argiles à Opalinus. Ils ont notamment tracé les enveloppes de rupture et résiduelle (respectivement aux contraintes de pic et résiduelle) : un fitting acceptable est obtenu avec le critère de Mohr-Coulomb, et

les deux surfaces ont la même pente. En revanche, l'enveloppe résiduelle a une cohésion nulle, due à la présence d'une fracture dans le matériau (figure 9 ci-après).

Il est clair que les plans d'anisotropie tiennent une part importante dans le comportement mécanique des roches. Leur prise en compte dans les modèles est plus rigoureuse, et parfois indispensable. Ces modèles doivent être validés sur des observations expérimentales.

3.1.4 Prise en compte dans les modèles

Des modèles empiriques pour les résistances à la compression (ou traction, ou encore cisaillement) ont été proposés dès les premières observations expérimentales (Mohr-Coulomb, von Misès, Tresca). Jaeger (1960) est certainement parmi les premiers à avoir proposé un modèle tenant compte de l'anisotropie de la roche : l'enveloppe est constituée d'une partie constante (rupture de la matrice intacte) et d'une partie parabolique (rupture le long des discontinuités), comme illustré par la courbe A de la figure 7. Cependant, les mesures expérimentales montrent que la résistance de la matrice dépend aussi de l'orientation du chargement (courbe B sur la figure 7). Jaeger, ou plus tard Hoek et Brown (HB, Hoek et Brown, 1980), ont proposé de faire varier les paramètres de leurs critères avec l'orientation des plans d'anisotropie. Mais ces formulations restent isotropes, et ne sont valables que si le pendage des plans d'anisotropie (« dip ») coïncide avec la direction de la contrainte principale mineure. Plusieurs autres modèles ont été proposés, dont certains en conditions triaxiales réelles (« true triaxial », voir la review de Duveau et al, 1998). Des modèles numériques ont depuis fait leur apparition, et permettent de prendre en compte des critères de rupture plus complexes. Certaines de ces méthodes sont présentées ci-après.

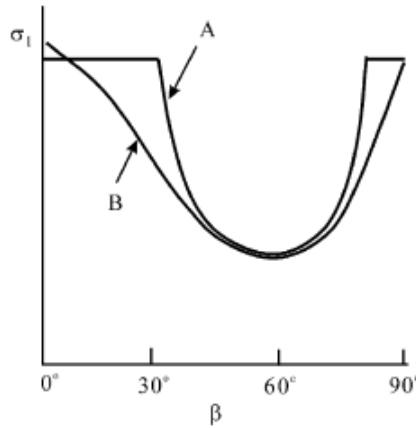


Figure 7 : Variation de la contrainte principale majeure σ_1 à la rupture en fonction de l'inclinaison des plans d'anisotropie (d'après Lee et Pietruszczak, 2008)

3.1.4.1 Critère de cisaillement : une formulation dans le plan d'anisotropie

Certains auteurs proposent de se concentrer sur le comportement dans le plan d'anisotropie. C'est le cas par exemple de Popp et al (2008) qui proposent un critère de cisaillement à friction. La relation de comportement entre la contrainte et le déplacement normaux est linéaire tandis qu'un coefficient non-linéaire est ajouté dans la relation tangentielle. Sous forme incrémentale, il vient :

$$\begin{cases} \Delta \sigma_n = k_n \Delta u_n \\ \Delta \tau = F k_s \Delta u_s \end{cases} \quad (38)$$

où k_n et k_s [Pa] sont les raideurs normale et tangentielle. Le coefficient F [–] s'écrit :

$$F = 1 - \frac{\tau}{\tau_{\max}} \quad (39)$$

où $\tau_{\max}$ [Pa] est la contrainte tangentielle au pic.

De cette manière, la convergence de τ vers $\tau_{\max}$ est réduite à proximité du pic ($\Delta\tau \xrightarrow{\tau \rightarrow \tau_{\max}} 0$), d'où l'écrouissage du matériau. Par ailleurs, lorsque τ est suffisamment proche de $\tau_{\max}$, un radoucissement du matériau est modélisé (diminution de $\tau_{\max}$ d'une contrainte au pic à une contrainte résiduelle). En d'autres termes, la loi de comportement τ vs u_s « tend vers une résistance au cisaillement cible » $\tau_{\max}$ (Popp et al, 2008), voir la figure 8.

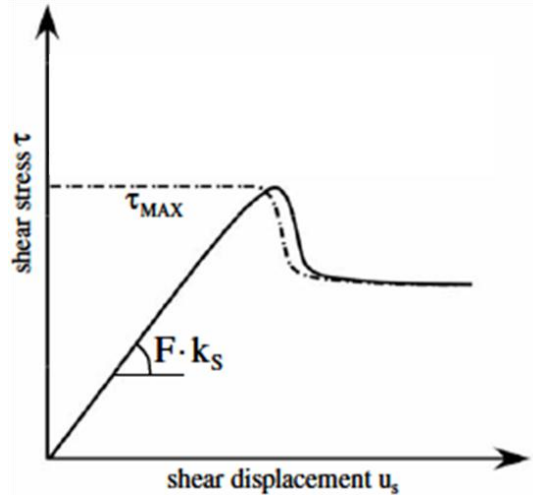


Figure 8 : Loi de comportement du cisaillement dans les plans d'anisotropie (d'après Popp et al, 2008)

Le critère de cisaillement est basé sur une écriture modifiée de Mohr-Coulomb :

$$\begin{cases} F_r = \tau - \tau_{\max} \leq 0 \\ \tau_{\max} = \mu \sigma_n + c \\ \mu = \mu_k (1 + \Delta\mu) \end{cases} \quad (40)$$

où $c [Pa]$ est la cohésion, et le coefficient de friction $\mu [-]$ dépend d'une partie cinématique μ_k et d'une partie adhésive $\Delta\mu$ (« adhesive friction »). Ces coefficients ne sont pas détaillés ici, mais précisons qu'ils dépendent de σ_n , et que $\Delta\mu$ dépend linéairement d'une fonction $f_{vel}(v_s)$ ($v_s [m.s^{-1}]$ est la vitesse de cisaillement). En effet, on observe expérimentalement que pour des cisaillements rapides, $\tau_{\max}$ est améliorée (voir les points à $\sigma_n = 3 MPa$ sur la figure 9). Physiquement, les v_s fortes mobilisent plus de friction adhésive, ce qui offre un supplément de résistance : $f_{vel} \xrightarrow{v_s \rightarrow \infty} 1$, d'où une augmentation de μ et de $\tau_{\max}$, voir équation (40). A l'inverse, pour les vitesses faibles, la friction adhésive n'est plus mobilisée et la résistance est réduite ($f_{vel} \xrightarrow{v_s \rightarrow 0} 0$ et $\mu = \mu_k$).

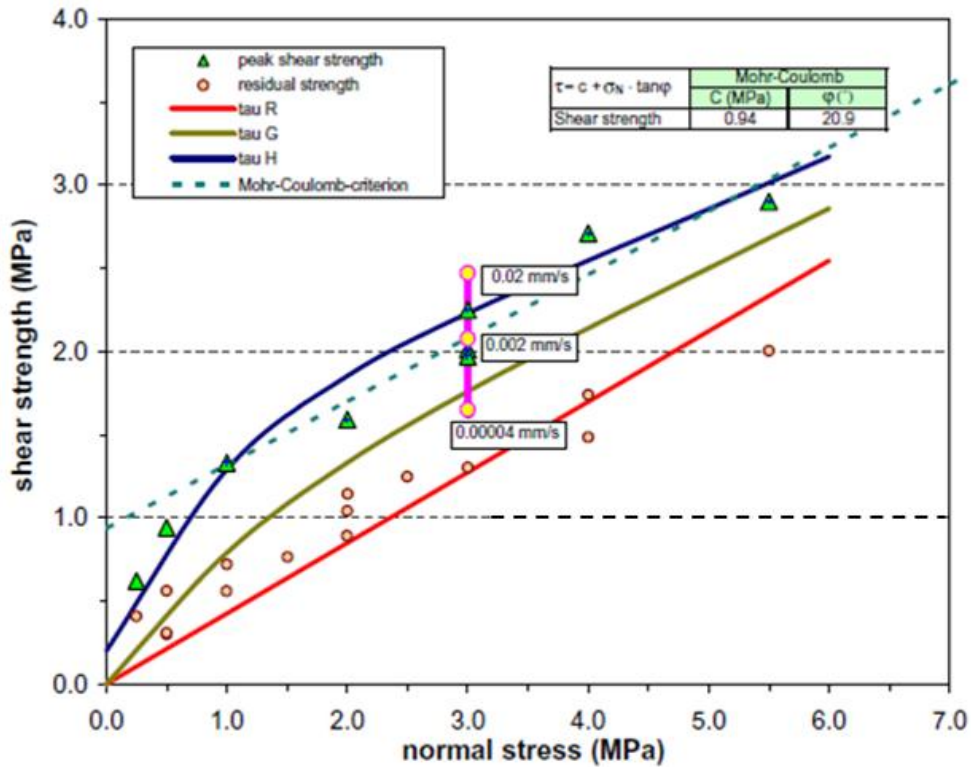


Figure 9 : Surface de rupture en cisaillement obtenue sur les argiles à Opalinus (d'après Popp et al, 2008). τ_R est le critère de Mohr-Coulomb résiduel ($\Delta\mu=0$ et $\mu=\mu_k$), τ_G est le même mais en ajoutant la dépendance $\mu_k(\sigma_n)$ et τ_H est le critère complet ($\Delta\mu \neq 0$).

Lorsque la contrainte tangentielle s'approche de $\tau_{\max}$, la résistance diminue par réduction de la friction adhésive $\Delta\mu$. De plus, l'abrasion des parois de la discontinuité est pris en compte et diminue l'angle de friction apparent, et $\tau_{\max}$ par conséquent.

Le critère fait intervenir un total de 14 paramètres (tous ne sont pas présentés ici) qui peuvent être évalués par fitting sur des courbes σ_1 vs σ_3 et ε_V vs σ_3 . Malgré le grand nombre de paramètres, ce modèle est plutôt aisé à mettre en œuvre et ne nécessite que la connaissance de σ_n et τ pour être évalué. Cependant, ce critère ne permet pas de rendre compte de l'endommagement de la matrice intacte et doit donc être couplé à d'autres modèles (d'endommagement justement). Notons pour terminer qu'en utilisant ce modèle, les auteurs arrivent à reproduire les fractures de cisaillement qui apparaissent au toit et au radier de galeries souterraines.

3.1.4.2 « Critical Plane Approach » : un problème de maximisation

D'autres auteurs introduisent des critères en conditions anisotropes, comme par exemple la méthode du plan critique (« Critical Plane Approach » CPA, voir Lee et Pietruszczak, 2008 ; Pietruszczak et Mroz, 2001). La CPA recherche le plan dans lequel la valeur du critère est la plus grande (et donc la plus proche de 0). Le critère de rupture est écrit selon un HB modifié. Rappelons que sous forme globale, ce critère s'écrit :

$$\sigma_1 = \sigma_3 + \sqrt{mR_c\sigma_3 + sR_c^2} \quad (41)$$

où σ_1 , σ_3 et $R_c [Pa]$ sont les contraintes principales majeure et mineure, et la résistance à la compression. m et $s [-]$ sont les paramètres de HB. Sous forme locale, le critère de rupture devient :

$$F_r = \tau - f(\sigma_n, m, s, R_c) \leq 0 \quad (42)$$

où σ_n et τ [Pa] sont les contraintes normale et tangentielle. La fonction f n'est pas détaillée ici (Lee et Pietruszczak, 2008). Pour tenir compte de la variation de la résistance du matériau dans l'espace (critère anisotrope), les auteurs introduisent la normale $\mathbf{n}$ au plan considéré dans les expressions de m et s :

$$\begin{cases} m = a_1^m + a_2^m \exp(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\Omega}^m \cdot \mathbf{n}) \\ s = a_1^s + a_2^s \exp(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\Omega}^s \cdot \mathbf{n}) \end{cases} \quad (43)$$

où a_1^m , a_2^m , a_1^s et a_2^s [-] sont des constantes d'ajustement, et $\boldsymbol{\Omega}^m$ et $\boldsymbol{\Omega}^s$ [-] des tenseurs du second ordre qui permettent de tenir compte de la variabilité des paramètres de HB dans l'espace. Pour un matériau isotrope transverse, ces tenseurs ne dépendent que d'un scalaire, Ω_0^m et Ω_0^s [-] respectivement.

Ainsi, sous forme locale, le critère (42) fait intervenir la normale $\mathbf{n}$ au plan considéré : directement par les paramètres m et s de HB, et indirectement puisque le critère est écrit en termes de contraintes normale et tangentielle (qui dépendent bien de l'orientation du plan). Le chargement déviatorique est incrémenté pas-à-pas, et le plan dans lequel le critère est maximum est recherché à chaque itération : il s'agit donc de maximiser le critère selon $\mathbf{n}$. La procédure est répétée jusqu'à ce qu'un plan présente un critère nul : il y a alors rupture le long de ce plan. A noter que le plan de rupture n'est pas nécessairement celui d'anisotropie, comme l'illustre la figure 10.

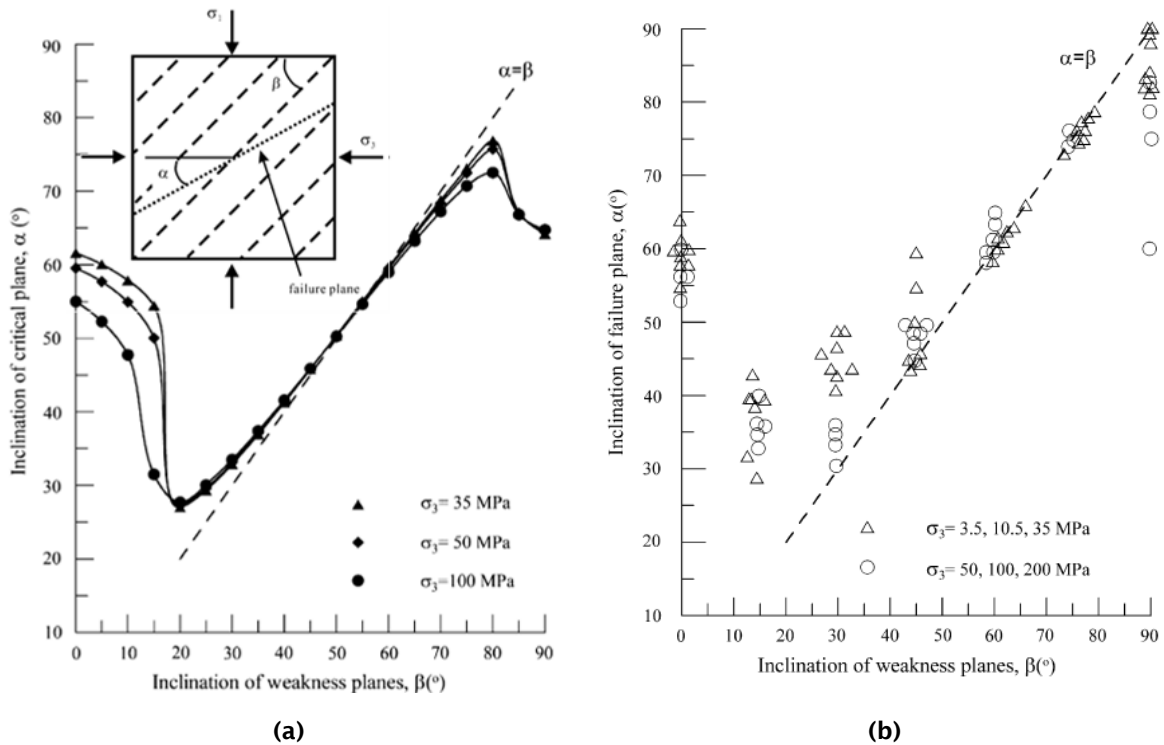


Figure 10 : Inclinaison du plan de rupture en fonction de celle du plan d'anisotropie, (a) résultats numériques de Lee et Pietruszczak (2008) et (b) résultats expérimentaux de Donath (1964) (d'après Lee et Pietruszczak, 2008)

La rupture a donc lieu par fracturation de la matrice pour les angles extrêmes ($\beta \in [0^\circ; 20^\circ] \cup [80^\circ; 90^\circ]$), et par glissement le long des discontinuités pour les angles intermédiaires ($\alpha = \beta$). Par ailleurs, une étude paramétrique montre que si $|\Omega_0^m|$ et $|\Omega_0^s|$ augmentent, le modèle se rapproche du critère de Jaeger

(courbe A de la figure 7). Ainsi, des valeurs élevées pour ces paramètres permettent éventuellement de tenir compte d'un fort contraste entre les propriétés mécaniques de la matrice intacte et des plans d'anisotropie.

Ce modèle permet de reproduire assez fidèlement les observations expérimentales. Notamment en conditions triaxiales réelles, le modèle met en évidence l'influence de la contrainte principale intermédiaire σ_2 . Le nombre de paramètres est plutôt restreint (6 en conditions isotropes transverses, voir équations (43)), et ils sont facilement calibrés sur des essais de compression triaxiale. De plus, l'implémentation dans des codes de calcul est plutôt aisée. En revanche, la méthode est couteuse en temps de calcul, puisqu'une maximisation doit être effectuée à chaque pas de chargement. Dans leurs travaux, les auteurs ont fait l'hypothèse simplificatrice de contraintes principales homogènes dans le matériau. Ainsi, *une* direction $\mathbf{n}$ correspond à *un* état de contrainte (σ_n, τ) . En situation réelle, la structure complexe des roches, les phénomènes dissipatifs et les couplages thermo-hydro-mécaniques rendent la distribution de contrainte fortement hétérogène, et les contraintes le long d'un plan ne sont pas homogènes. Dans ces conditions, la procédure de maximisation serait beaucoup plus fastidieuse et d'autant plus demandeuse en temps de calcul.

3.1.4.3 Tenseur de fabrique : prise en compte de la texture

Plus récemment, des auteurs (Chen et al, 2010 ; Gao et al, 2010 ; Pietruszczak et Mroz, 2001) utilisent le tenseur de fabrique $\mathbf{a}$ (ou de microstructure) pour tenir compte de l'anisotropie du critère. $\mathbf{a}$ permet de tenir compte de la texture hétérogène du matériau : géométrie (orthotrope, isotrope transverse, ...), fissures préexistantes... Nous nous limitons ici au cas de l'isotropie transverse. Si $(\mathbf{e}^{(1)}, \mathbf{e}^{(2)}, \mathbf{e}^{(3)})$ ¹ sont les vecteurs de la base de fabrique (locale), alors l'intensité des tractions exercées sur chaque face est donnée par (figure 7) :

$$\begin{cases} L_1 = (\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2 + \sigma_{13}^2)^{1/2} \\ L_2 = (\sigma_{21}^2 + \sigma_{22}^2 + \sigma_{23}^2)^{1/2} \\ L_3 = (\sigma_{31}^2 + \sigma_{32}^2 + \sigma_{33}^2)^{1/2} \end{cases} \quad (44)$$

où $L_i [Pa]$ est l'intensité de la traction appliquée au plan de normale $\mathbf{e}^{(i)}$, et $\sigma_{ij} [Pa]$ sont les composantes du tenseur des contraintes. On remarque que ce dernier n'est pas écrit dans la base principale, puisqu'elle ne coïncide pas forcément avec la base de fabrique.

Globalement, l'élément de volume subit une traction généralisée $\mathbf{L}^g$, de vecteur unitaire $\mathbf{l}^g$:

$$\begin{cases} L_i^g = L_1 \mathbf{e}_i^{(1)} + L_2 \mathbf{e}_i^{(2)} + L_3 \mathbf{e}_i^{(3)} \\ l_i^g = \frac{L_i^g}{(L_k^g L_k^g)^{1/2}} \end{cases}, i \in [1;3] \quad (45)$$

Pour tenir compte de l'influence de la texture sur le chargement, un paramètre d'anisotropie η est introduit. Ce scalaire s'écrit comme la projection du tenseur de fabrique sur la direction de chargement :

$$\eta = a_{ij} l_i^g l_j^g = \bar{\eta} (1 + A_{ij} l_i^g l_j^g) \quad (46)$$

où $\bar{\eta} [-]$ est la valeur moyenne de η et $A_{ij} [-]$ caractérise la partie déviatorique de $\mathbf{a}$: $\mathbf{a} = \bar{\eta}(\mathbf{A} + \delta)$.

On peut démontrer que $\eta = tr(\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma}^2)/tr(\boldsymbol{\sigma}^2)$. Au vu de cette écriture basée sur des invariants, il apparaît

¹ Notés avec les indices L, T et N dans le Code_Aster (document R4.01.02)

que l'amplitude de σ n'influence pas la valeur de η . Seule l'orientation du chargement vis-à-vis de l'anisotropie aura un impact.

Pour mieux reproduire l'influence de l'anisotropie sur le comportement, des tenseurs d'ordres supérieurs peuvent être introduits dans l'expression de η . Pietruszczak et Mroz (2001) proposent une écriture simplifiée, où les tenseurs d'ordre supérieur sont écrits sous forme dyadique :

$$\eta = \bar{\eta} \left(1 + \sum_{k=1}^{na} b_k (A_{ij} l_i^g l_j^g)^k \right) \quad (47)$$

où les $b_k [-]$ sont les coefficients issus de la formulation dyadique ($b_1 = 1$) et n_a est l'ordre tensoriel maximal. Par comparaison avec des résultats de la CPA, ces auteurs ont montré qu'un ordre au moins égal à 1 devait être considéré.

Le critère de rupture s'écrit en fonction de l'état de contrainte et du tenseur de fabrique :

$$F_r = F_r(\sigma, a) = F_r(tr(\sigma), tr(\sigma^2), \dots, tr(\sigma^{na}), \eta) \leq 0 \quad (48)$$

Sa formulation exacte dépend des auteurs (Gao et al, 2010 ; Pietruszczak et al, 2001). A titre d'exemple, Chen et al (2010) proposent de réintroduire directement (46) dans l'expression de la résistance à la compression. Dans la configuration présentée en figure 11, l'expression se simplifie

$$\begin{aligned} R_c &= \bar{R}_c \left(1 + \sum_{k=1}^{na} b_k (A_{ij} l_i^g l_j^g)^k \right) \\ &= \bar{R}_c \left(1 + \sum_{k=1}^{na} b_k (A_1 (1 - 3 \cos^2 \alpha))^k \right) \end{aligned} \quad (49)$$

Les auteurs retrouvent un bon fitting de l'enveloppe de rupture en prenant un ordre $n_a = 4$ (figure 11) : elle nécessite la connaissance de 5 paramètres : $(\bar{R}_c, A_1, d_2, d_3, d_4)$.

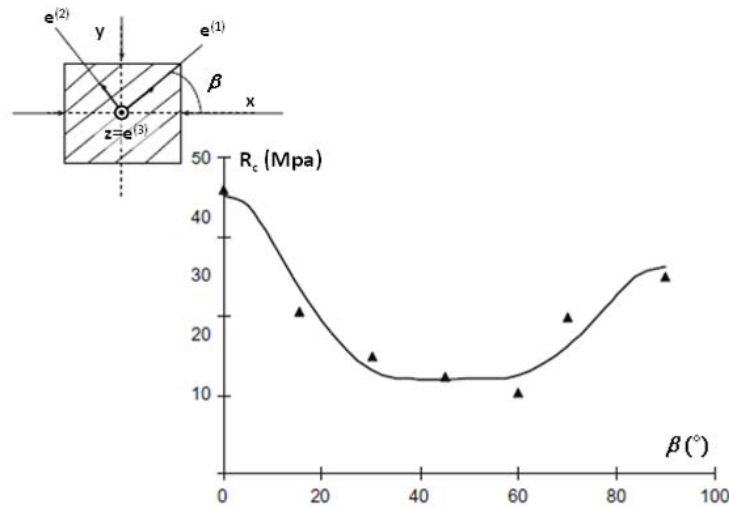


Figure 11 : Enveloppe de rupture en compression simple (d'après Gao et al, 2010). Les triangles sont les mesures, et la courbe le résultat numérique

Précisons que la notion de tenseur de fabrique a été formulée par Brewer dès 1964, mais subit un regain d'intérêt aujourd'hui puisque les puissances de calcul actuelles permettent de l'intégrer dans les modèles. Cette méthode propose une formulation mathématique robuste, sans pour autant utilisant un trop grand nombre de paramètres (de 4 à 6 en général). De plus, ces paramètres sont souvent calables sur des essais « classiques » (compression simple, essai triaxial, ...), ce qui facilite leur estimation. Cette méthode donne de bons résultats vis-à-vis des géomatériaux (Gao et al, 2010). Toutefois, les formulations proposées dans la littérature considèrent toujours qu'un des vecteurs de la base de fabrique coïncide avec une des directions principales du tenseur des contraintes. La base de fabrique s'obtient alors par simple rotation autour de cet axe (angle β sur la figure 12). Lorsqu'aucun vecteur n'est commun aux deux bases, deux (voire 3) rotations doivent être appliquées pour passer d'une base à l'autre, et la formulation devient beaucoup plus complexe.

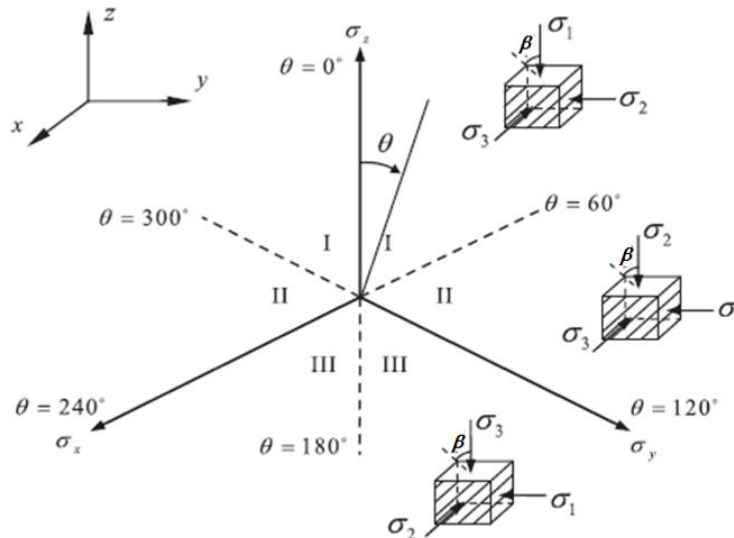


Figure 12 : Différents cas de figure rencontrés en conditions triaxiales, où la pente des plans d'anisotropie est toujours orthogonale à un des vecteurs principaux (d'après Gao et al, 2010)

3.2 Comportement non-saturé : couplage hydromécanique

En plus de la géométrie du matériau, d'autres phénomènes influencent son comportement. Notamment, des couplages thermohydromécaniques et chimiques (THMC) se produisent en situation réelle. L'accent est mis ici sur les effets hydromécaniques (HM), et les aspects thermiques et chimiques ne sont pas abordés. Mais ceux-ci n'en restent pas moins importants (Nguyen et al, 2007 ; Zhang et al, 2007) !

3.2.1 Contrainte effective

Dans les milieux poreux partiellement saturés, la répartition de la contrainte est perturbée par les fluides envahissant l'espace poreux, et par les interfaces liquide/gaz qui renforcent les liaisons entre certaines particules solides (Dormieux et al, 2006 ; Kowalski 2002). Dans le cas des argilites, une interaction chimique avec les minéraux argileux engendre en plus une pression osmotique (Dormieux et al, délivrable D1).

Terzaghi propose en 1923 que, pour un sol saturé, la contrainte est répartie sur les grains de la matrice solide et sur le fluide saturant les pores. Le tenseur de contrainte totale est divisé en une contrainte effective (des grains) σ' et une contrainte isotrope exercée par le liquide σ_l . En considérant l'effet de poussée exercée par le fluide sur la matrice (« buoyancy »), la contrainte n'est autre que l'opposée de la pression :

$$\sigma = \sigma' + \sigma_l \delta = \sigma' - p_l \delta \quad (50)$$

Selon une approche énergétique, Biot a par la suite enrichi le postulat de Terzaghi :

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}' - b p_l \boldsymbol{\delta} \quad (51)$$

où $b = 1 - K_o / K_s$ [–] est le coefficient de Biot, K_o et K_s [Pa] les modules d'incompressibilité du milieu poreux drainé et des grains solides.

b est donc un coefficient de couplage HM, inférieur à 1 ($K_o \leq K_s$). Pour une matrice incompressible ($K_s \rightarrow \infty$), on retrouve la relation de Terzaghi (50).

Dans le cas non-saturé, la contrainte σ_f ne dépend plus que d'un seul fluide et doit s'écrire comme une contrainte de pore équivalente σ_p . Dès les années 50, des auteurs ont cherché à évaluer la contrainte de pore équivalente dans le cas non-saturé en faisant intervenir la capillarité du sol (Aitchinson, 1961 ; Bishop, 1959). Dans le cas où les pores sont saturés par un liquide et un gaz, Bishop (1959) introduit un coefficient de partition χ :

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma} + (\chi p_l + (1 - \chi) p_g) \boldsymbol{\delta} \quad (52)$$

où χ [–] est compris entre 0 (sol sec) et 1 (sol saturé).

Basé sur des considérations expérimentales, Bishop et Donald (1961) observent que χ dépend de l'état de saturation du milieu S_l . Pour simplifier le problème, la relation directe $\chi = S_l$ est souvent retenue (Alonso et al, 1990 ; Loret et Khalili, 2002). L'extension de la théorie de Biot aux milieux non-saturés s'obtient en injectant le coefficient de couplage dans la relation de Bishop (52). En rappelant que la pression capillaire est donnée par $p_c = p_g - p_l$, il vient :

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma} + b(-S_l p_c + p_g) \boldsymbol{\delta} \quad (53)$$

La contrainte de pore équivalente σ_p , définie par $\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}' + \sigma_p \boldsymbol{\delta}$, s'écrit $\sigma_p = -b(p_g - S_l p_c)$. Bien que la contrainte effective (53) ait pu être validée sur des essais triaxiaux ou de cisaillement, elle ne peut pas expliquer l'effondrement des pores observé au cours de la resaturation d'échantillons comprimés à l'oedomètre (Alonso et al, 1990 ; Loret et Khalili, 2002). Par une étude thermodynamique, Coussy (2004) conclut que l'expression de la contrainte effective doit être prise sous forme incrémentale :

$$d\boldsymbol{\sigma}' = d\boldsymbol{\sigma} + b(-S_l dp_c + dp_g) \boldsymbol{\delta} \quad (54)$$

En adoptant une approche micromécanique, et en tenant compte des interfaces liquide-gaz dans l'homogénéisation, Chateau et Dormieux (1998) arrivent au même résultat. La contrainte de pore équivalente obtenue en intégrant (54) $\sigma_p = -b \left(p_g - \int_0^{p_c} S_l dp_c \right) = -b \left(p_g - S_l p_c - \int_{S_l}^1 p_c dS_l \right)$. En condition saturée $S_l = 1$, la formule de Biot (51) est retrouvée : $\sigma_p = \sigma_l = -b p_l$.

Dans le cas non-saturé, la loi de Hooke fait intervenir la contrainte effective puisqu'elle définit l'effort qui s'exerce entre les grains :

$$\boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}^e \quad (55)$$

En ce qui concerne les processus dissipatifs (partie 3.3), les phénomènes sont écrits au moyen de la contrainte effective σ' . Mais une autre alternative existe : l'approche par variables indépendantes, où les effets des pressions de gaz et capillaire sont séparés. Les lois de comportement dissipatives sont écrites selon la contrainte nette :

$$\sigma_{net} = \sigma + bp_g \delta \quad (56)$$

La pression capillaire est intégrée comme une force thermodynamique, et affecte directement les limites élastiques. Avec cette méthode, les modèles saturés sont utilisés directement en non-saturé, mais les critères F et les fonctions potentielles Q (partie 3.3.5) dépendent explicitement de p_c (Alonso et al, 1990 ; Jia et al 2010).

3.2.2 Loi de comportement non-saturée

Elle est donnée sous forme incrémentale. Pour une matrice compressible isotrope, la porosité varie sous l'effet du chargement, et est influencée par les déformations de la matrice ainsi que la pression équivalente exercée par les fluides (Code_Aster, document R7.01.11) :

$$d\phi = (b - \phi) \left(d\varepsilon_v + \frac{dp_g - S_l dp_c}{K_s} \right) \quad (57)$$

Les apports en masse fluide (17) sont affectés par :

- Des répercussions fluides : variation de saturation et compressibilité du fluide,
- Des répercussions mécaniques : variation de porosité et déformation de la matrice.

Sous forme incrémentale, (17) devient (Giraud, 2001) :

$$\begin{cases} dm_l = \rho_l \phi dS_l + \phi S_l d\rho_l + \rho_l S_l (d\phi + \phi d\varepsilon_v) \\ dm_v = -\rho_v \phi dS_l + \phi (1 - S_l) d\rho_v + \rho_v (1 - S_l) (d\phi + \phi d\varepsilon_v) \\ dm_{as} = -\rho_{as} \phi dS_l + \phi (1 - S_l) d\rho_{as} + \rho_{as} (1 - S_l) (d\phi + \phi d\varepsilon_v) \end{cases} \quad (58)$$

Compte tenu des variations de porosité (57) et de la compressibilité des fluides (21), les variations des apports en masse fluide sont définies par (voir développements dans Giraud, 2001) :

$$\begin{cases} dm_{as} = C_{g\varepsilon} d\varepsilon_v + C_{gc} dp_c + C_{gg} dp_g \\ dm_l + dm_v = C_{l\varepsilon} d\varepsilon_v + C_{lc} dp_c + C_{lg} dp_g \end{cases} \quad (59)$$

Les coefficients de couplage hydromécanique C_{ij} dépendent notamment de la saturation (et de sa dérivée) ainsi que des pressions partielles :

$$\begin{cases}
C_{le} = b(S_l(\rho_l - \rho_v) + \rho_v) & [kg.m^{-3}] \\
C_{lc} = -\frac{(\phi + NK_l)S_l\rho_l}{K_l} + N_l(\rho_l - \rho_v) - \frac{\phi(1-S_l)\rho_v^2}{p_v\rho_l} & [kg.m^{-3}.Pa^{-1}] \\
C_{lg} = \frac{(\phi + NK_l)S_l\rho_l}{K_l} + N(1-S_l)\rho_v + \frac{\phi(1-S_l)\rho_v^2}{p_v\rho_l} & [kg.m^{-3}.Pa^{-1}] \\
C_{ge} = b(1-S_l)\rho_a & [kg.m^{-3}] \\
C_{gc} = \rho_a \left(-N_l + \frac{\phi(1-S_l)\rho_v}{(p_g - p_v)\rho_l} \right) & [kg.m^{-3}.Pa^{-1}] \\
C_{gg} = (1-S_l)\rho_a \left(N + \frac{\phi(\rho_l - \rho_v)}{(p_g - p_v)\rho_l} \right) & [kg.m^{-3}.Pa^{-1}]
\end{cases} \quad (60)$$

où $N = \frac{1}{M} = \frac{(1-b)(b-\phi)}{K_o} [Pa^{-1}]$, $N_l = \phi \frac{\partial S_l}{\partial p_c} + NS_l(1-S_l) [Pa^{-1}]$ et $M [Pa]$ est le module de Biot.

La contrainte totale s'écrit par extension de la théorie de Biot aux milieux non-saturés, et la contrainte effective suit la loi de Hooke généralisée :

$$\begin{cases}
d\boldsymbol{\sigma} = d\boldsymbol{\sigma}' + d\sigma_p \boldsymbol{\delta} \\
d\sigma_p = -b(dp_g - S_l dp_c) \\
\boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}^e
\end{cases} \quad (61)$$

Pour un matériau orthotrope, le couplage n'est plus isotrope et la loi de comportement fait intervenir le tenseur de Biot $\mathbf{B}$. La pression de pore équivalente n'est plus un scalaire, mais un tenseur. De même, la variation de porosité ne peut plus s'écrire à partir de la trace des déformations (Coussy, 2004) :

$$\begin{cases}
d\boldsymbol{\sigma} = d\boldsymbol{\sigma}' + d\boldsymbol{\sigma}_p \\
d\boldsymbol{\sigma}_p = -\mathbf{B}(dp_g - S_l dp_c) \\
\boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}^e
\end{cases} \quad (62a)$$

$$d\phi = \mathbf{B} : \boldsymbol{\varepsilon}^e + (b - \phi) \frac{dp_g - S_l dp_c}{K_s} \quad (62b)$$

Dans le cas où le matériau est isotrope transverse (l'axe $\mathbf{e}_3$ étant l'axe de révolution), le tenseur de Biot admet deux composantes indépendantes $\mathbf{B} = b_1(\mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2 \otimes \mathbf{e}_2) + b_3 \mathbf{e}_3 \otimes \mathbf{e}_3$.

3.2.3 Récapitulatif : nombre d'équations et d'inconnues

Pour un problème couplé HM en condition isotherme, le nombre d'inconnues et d'équations sont synthétisés dans le tableau 3 (matériau isotrope transverse) :

Tableau 3 : Inconnues et équations d'un problème couplé HM isotherme

Inconnues		
Nom	Notation	Nombre
Déplacements	ξ	3
Déformations	ε	6
Contraintes	$\sigma, \sigma', \sigma_p$	14
Porosité	ϕ	1
Pressions	p_l, p_v, p_{as}	3
Masses volumiques	$\rho_l, \rho_v, \rho_{as}$	3
Apports de masse fluide	m_l, m_v, m_{as}	3
Flux des fluides	J_l, J_v, J_{as}	9
Saturation	S_l	1
Masse d'eau évaporée	$m_{l \rightarrow v}$	1
Total		44

Equations			
Type	Nom	Numéro	Nombre
Conservation	mécanique	$\nabla \cdot \sigma = 0$	3
	fluides	(16)	3
Comportement	mécanique	(62a)	14
	porosité	(62b)	1
Transport	fluides	(21), (58)	6
	fluides	(12)	9
Equilibre eau		(20)	1
Etat de saturation		(25)	1
Compatibilité cinématique		$\varepsilon^e = \frac{(\nabla \xi + \nabla^T \xi)}{2}$	6
Total			44

3.3 Thermodynamique des phénomènes dissipatifs

La théorie de l'élasticité suppose que toute l'énergie fournie au système peut être restituée. En réalité, des phénomènes en dissipent une partie, rendant les transformations irréversibles. La thermodynamique étudie les transformations de toutes les formes d'énergie impliquées dans l'évolution d'un système, et constitue une base robuste pour la description des phénomènes dissipatifs. La méthode par surface de charge est retenue ici, puisqu'elle a déjà fait ses preuves pour les argilites du Cox (Conil et al, 2004 ; Hoxha et al, 2007 ; Jia et al, 2010) mais d'autres formalismes existent (Perzyna, 1971). A noter que les équations données dans cette partie sont valables pour un matériau sec. Pour l'extension aux milieux non-saturés, le tenseur des contraintes totales doit être remplacé par le tenseur de contrainte effective (ou nette, selon la convention utilisée).

3.3.1 Hypothèse de l'état local

L'hypothèse de l'état local stipule que « l'état thermomécanique d'un milieu matériel en un point et à un instant donnés est complètement défini par la connaissance d'un certain nombre de variables ne dépendant que du point considéré » (Lemaitre et Chaboche, 2004). D'un point de vue temporel, l'état du système ne dépend pas du taux de son évolution, et son évolution est vue comme une succession d'états d'équilibre. D'un point de vue spatial, la thermodynamique d'un volume Ω est décrite par sa partition formée des $d\Omega$ qui échangent de la chaleur et du travail entre eux. En particulier pour les milieux poreux, le volume considéré est formé de deux continua superposés : les particules squelette et fluide.

L'état du système est décrit par ses variables d'état, réparties en deux catégories. Les variables d'état observables sont imposées par le formalisme de la mécanique et de la thermodynamique des milieux

continus (ex. : température T , déformation totale $\boldsymbol{\varepsilon}$). Pour les transformations réversibles, ces variables suffisent à la description de l'état du système. Dans le cas de phénomènes dissipatifs, l'état actuel dépend aussi d'événements passés représentés par les variables internes. La plasticité introduit deux variables internes en partitionnant la déformation totale :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}^e + \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (63)$$

où $\boldsymbol{\varepsilon}^p$ est la déformation plastique.

Cette partition est justifiable, puisque la déformation élastique joue sur la longueur des liaisons interatomiques, tandis que la déformation plastique modifie l'arrangement des atomes (dislocations). Les autres phénomènes (écrouissage, endommagement, ...) nécessitent d'autres variables internes, scalaires ou tensorielles, notées V_k .

3.3.2 Premier principe de la thermodynamique

Il exprime la conservation de l'énergie d'un système de volume Ω et de frontière $\partial\Omega$ (Coussy, 2004 ; Lemaitre et Chaboche, 2004) :

$$\frac{d}{dt}(U_{\text{int}} + E_c) = P_{\text{ext}} + Q_q \quad (64)$$

où U_{int} et E_c sont les énergies interne et cinétique, P_{ext} et Q_q la puissance des efforts extérieurs et le taux de chaleur reçu.

En reprenant le principe des puissances virtuelles, il vient sous forme locale :

$$\rho \dot{u} = \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\varepsilon} + r - \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (65)$$

où ρ est la masse volumique homogénéisée du VER, u l'énergie interne spécifique, r le taux de chaleur produite par unité de volume Ω , et $\mathbf{q}$ le flux de chaleur sur le contour $\partial\Omega$ tels que $Q = \int_{\Omega} r dV - \int_{\partial\Omega} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS$.

3.3.3 Second principe de la thermodynamique

Il postule que le taux d'entropie du système est supérieur au taux de chaleur reçue divisé par la température (Coussy, 2004 ; Lemaitre et Chaboche, 2004) :

$$\frac{dS}{dt} \geq \int_{\Omega} \frac{r}{T} dV - \int_{\partial\Omega} \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}}{T} dS \quad (66)$$

où $S = \int_{\Omega} \rho s dV$ est l'entropie et s l'entropie spécifique.

Au niveau macroscopique, l'entropie équivaut à une variation d'énergie liée à une variation de température. A l'échelle microscopique, elle peut être interprétée comme une mesure du désordre du système. Elle correspond alors à une dissipation d'énergie. En introduisant l'énergie libre spécifique $\psi = u - Ts$,

l'inégalité de Clausius-Duhem s'écrit sous forme locale (Arson, 2009 ; Lemaitre et Chaboche, 2004 ; Murakami et Kamiya, 1997) :

$$\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho(\dot{\psi} + s\dot{T}) - \frac{\mathbf{q}}{T} \cdot \nabla T \geq 0 \quad (67)$$

3.3.4 Potentiel thermodynamique

Une fois les variables d'état posées, les lois d'état peuvent être retrouvées au travers de la définition d'un potentiel thermodynamique. L'énergie libre spécifique (de Helmholtz, en $[J.kg^{-1}]$) est souvent choisie comme potentiel, et s'écrit en fonction de toutes les variables d'état :

$$\psi = \psi(\boldsymbol{\varepsilon}, T, \boldsymbol{\varepsilon}^e, \boldsymbol{\varepsilon}^p, V_k) \quad (68)$$

En élastoplasticité, les déformations n'interviennent que sous forme partitionnée $\boldsymbol{\varepsilon}^e = \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p$ et le potentiel devient :

$$\psi = \psi(\boldsymbol{\varepsilon}^e, T, V_k) = \psi(\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p, T, V_k) \quad (69)$$

En injectant la relation (69) dans l'inégalité de Clausius-Duhem, les lois d'états thermoélastiques sont obtenues (la 3^e relation s'obtient par analogie avec les 2 premières) :

$$\boldsymbol{\sigma} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^e} \quad ; \quad s = -\frac{\partial \psi}{\partial T} \quad ; \quad A_k = -\rho \frac{\partial \psi}{\partial V_k} \quad (70)$$

Les variables d'état $\boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\varepsilon}^e$, $\boldsymbol{\varepsilon}^p$, T et V_k sont respectivement conjuguées à $\boldsymbol{\sigma}$, $\boldsymbol{\sigma}$, $-\boldsymbol{\sigma}$, $-s$ et aux forces thermodynamiques $-A_k$.

3.3.5 Dissipation

En tenant compte des lois d'états, l'inégalité de Clausius-Duhem devient (Murakami et al, 1997) :

$$\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p + A_k \dot{V}_k - \frac{\mathbf{q}}{T} \cdot \nabla T = \mathbf{J} \cdot \mathbf{X} \geq 0 \quad (71)$$

où $\mathbf{J} = \{\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p, \dot{V}_k, \mathbf{q}\}$ est le vecteur flux mécanique et $\mathbf{X} = \left\{ \boldsymbol{\sigma}, A_k, -\frac{\nabla T}{T} \right\}$ les forces thermodynamiques associées.

Cette expression de la dissipation fait intervenir deux termes : $-\frac{\mathbf{q}}{T} \cdot \nabla T$ correspond à la dissipation thermique par conduction du système tandis que $\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p + A_k \dot{V}_k$ exprime sa dissipation mécanique. $\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ est lié à la plasticité de la déformation et $A_k \dot{V}_k$ aux autres variables internes, notamment l'endommagement.

Rice (1971) a émis l'hypothèse que les phénomènes dissipatifs (i.e. liés au réarrangement de la matière) ne dépendent que des forces associées à cette dissipation. De plus, chaque composante J_k de $\mathbf{J}$ est supposée fonction de la composante conjuguée X_k et de l'état actuel, soit $J_k = J_k(X_k, T, \mathbf{J})$. Sous ces conditions, il existe un potentiel de dissipation qui dépend des forces conjuguées et éventuellement des variables internes $\varphi(\boldsymbol{\sigma}, A_k, \nabla T; \boldsymbol{\varepsilon}^e, T, V_k)$ positif, convexe et nul à l'origine dans l'espace des forces conjuguées. Pour ne pas alourdir les écritures, la dépendance en $(\boldsymbol{\varepsilon}^e, T, V_k)$ n'est plus écrite par la suite. La propriété de normalité donne :

$$J_k = \frac{\partial \varphi(\boldsymbol{\sigma}, A_k, \nabla T)}{\partial X_k} \quad (72)$$

Il vient alors :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \frac{\partial \varphi(\boldsymbol{\sigma}, A_k, \nabla T)}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \quad ; \quad \dot{V}_k = \frac{\partial \varphi(\boldsymbol{\sigma}, A_k, \nabla T)}{\partial A_k} \quad ; \quad \mathbf{q} = \frac{\partial \varphi(\boldsymbol{\sigma}, A_k, \nabla T)}{\partial (-\nabla T/T)} \quad (73)$$

Lorsque les dissipations mécanique et thermique sont découplées, le potentiel de dissipation est séparé en deux parties $\varphi(\boldsymbol{\sigma}, A_k, \nabla T) = \varphi_M(\boldsymbol{\sigma}, A_k) + \varphi_T(\nabla T)$. De plus, si les phénomènes dissipatifs sont instantanés (pas de comportement visqueux), le potentiel φ est une fonction indicatrice du critère convexe $F_p(\boldsymbol{\sigma}, A_k) = 0$. Si le système est dans le domaine élastique, le potentiel est nul. Dès que le seuil de dissipation est franchi, le potentiel tend vers l'infini :

$$\begin{cases} \varphi = 0 & \text{si } F_p < 0 \Rightarrow d\boldsymbol{\varepsilon}^p = 0 \text{ et } dV_k = 0 \\ \varphi \rightarrow +\infty & \text{si } F_p = 0 \Rightarrow d\boldsymbol{\varepsilon}^p \neq 0 \text{ et } dV_k \neq 0 \end{cases} \quad (74)$$

Classiquement, on admet que l'écoulement ne peut se produire que si le point représentatif de l'état de contrainte est situé sur la surface de charge ($F_p = 0$) et qu'il y reste ($dF_p = 0$). Ce point ne peut sortir de la surface ($dF_p > 0$ impossible), mais peut en revanche retourner vers le domaine élastique ($dF_p < 0$) :

$$\begin{cases} F_p < 0 & \Rightarrow d\boldsymbol{\varepsilon}^p = 0 \text{ et } dV_k = 0 & \text{comportement élastique} \\ F_p = 0 \text{ et } dF_p = 0 & \Rightarrow d\boldsymbol{\varepsilon}^p \neq 0 \text{ et } dV_k \neq 0 & \text{phénomène dissipatif} \\ F_p = 0 \text{ et } dF_p < 0 & \Rightarrow d\boldsymbol{\varepsilon}^p = 0 \text{ et } dV_k = 0 & \text{décharge élastique} \end{cases} \quad (75)$$

L'écoulement est alors donné par la fonction potentielle Q_p :

$$\begin{cases} F_p = 0 \\ dF_p = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} d\boldsymbol{\varepsilon}^p = d\lambda \frac{\partial Q_p}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \\ dV_k = d\lambda \frac{\partial Q_p}{\partial A_k} \end{cases}. \quad (76)$$

Le multiplicateur $d\lambda$ est déterminé par la condition de consistance $dF_p = 0$. Pour les modèles associés, la fonction potentielle est confondue avec la surface limite $Q_p = F_p$. Toutefois, les phénomènes dissipatifs sont souvent supposés découplés. Dans le cas d'un matériau élastoplastique endommagé, la plasticité et l'endommagement peuvent se produire séparément. Les potentiels de dissipation φ , les critères F et les fonctions potentielles Q sont distinctes pour les deux phénomènes. Soient $\boldsymbol{\varepsilon}^p$ et V_k^p les variables décrivant la plasticité, et V_i celles décrivant l'endommagement. Les forces thermodynamiques associées sont respectivement $-\boldsymbol{\sigma}$, A_k^p et A_i . Le potentiel de dissipation mécanique est scindé en une partie « plastique » et une « endommagée » :

$$\varphi_M(\boldsymbol{\sigma}, A_k^p, A_i) = \varphi_M^p(\boldsymbol{\sigma}, A_k^p) + \varphi_M^d(A_i). \quad (77)$$

Chacun des potentiels est associé à un critère. Le seuil de plasticité (respectivement d'endommagement) est donné par le critère $F_p(\boldsymbol{\sigma}, A_k^p) = 0$ (respectivement $F_d(A_i) = 0$) :

$$\begin{array}{cc} \text{Plasticité} & \text{Endommagement} \\ \left\{ \begin{array}{l} F_p < 0 \\ F_p = 0 \text{ et } dF_p = 0 \\ F_p = 0 \text{ et } dF_p < 0 \end{array} \right. & \Rightarrow \begin{array}{l} d\boldsymbol{\varepsilon}^p = dV_k^p = 0 \\ d\boldsymbol{\varepsilon}^p \neq 0, dV_k^p \neq 0 \\ d\boldsymbol{\varepsilon}^p = dV_k^p = 0 \end{array} \quad ; \quad \left\{ \begin{array}{l} F_d < 0 \\ F_d = 0 \text{ et } dF_d = 0 \\ F_d = 0 \text{ et } dF_d < 0 \end{array} \right. & \Rightarrow \begin{array}{l} dV_i = 0 \\ dV_i \neq 0 \\ dV_i = 0 \end{array} \end{array} \quad (78)$$

Les écoulements plastique et d'endommagement s'obtiennent à partir des fonctions potentielles :

$$\begin{cases} F_p = 0 \\ dF_p = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} d\boldsymbol{\varepsilon}^p = d\lambda_p \frac{\partial Q_p}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \\ dV_k^p = d\lambda_p \frac{\partial Q_p}{\partial A_k^p} \end{cases} ; \quad \begin{cases} F_d = 0 \\ dF_d = 0 \end{cases} \Rightarrow dV_i = d\lambda_d \frac{\partial Q_d}{\partial A_i} \quad (79)$$

Les multiplicateurs plastique $d\lambda_p$ et d'endommagement $d\lambda_d$ sont déduits des conditions de consistance $dF_p = 0$ et $dF_d = 0$.

Lorsque les phénomènes ne sont pas découplés, la plasticité est exprimée en fonction de l'endommagement (et/ou vice-versa). Des exemples sont donnés en partie 3.4.6.

3.4 Endommagement

L'endommagement est un phénomène dissipatif à l'origine de micro-vides ou de micro-fissures. Dans le cas des argilites du Cox, deux familles de microfissures peuvent être identifiées au MEB (Chiarelli et al,

2003) : inter- et intragranulaire. La fissuration intergranulaire résulte de la déchirure de la matrice et de la décohésion aux interfaces inclusions/matrice sous l'effet de fortes contraintes de traction. La fissuration intragranulaire survient au cœur des grains de calcite. Mais l'endommagement est majoritairement observé aux interfaces grains/matrice. Du fait de ces discontinuités, l'état de contrainte est modifié et le comportement de la roche est fortement perturbé : loi de comportement non-linéaire, détérioration des propriétés élastiques, anisotropie induite, dilatance volumique, déformations irréversibles...

Au vu des premiers résultats numériques sur les essais au laboratoire (**Chapitre 3**), l'endommagement n'a pas fait partie des priorités de modélisation, et n'a pas été pris en compte dans les calculs. Néanmoins, il existe in situ et une étude bibliographique semblait indispensable.

3.4.1 Description de l'endommagement

En adoptant une description phénoménologique, l'état endommagé est rattaché à une ou plusieurs variables internes. Les équations d'évolution de ces variables et la loi de comportement du matériau endommagé sont à formuler. Parmi d'autres, deux approches phénoménologiques sont évoquées ici. La méthode par équivalence en déformation (notée MED par la suite) propose de travailler sur un matériau mécaniquement équivalent et non-endommagé (Lemaitre et Chaboche, 2004 ; Murakami, 1988). Elle repose sur la notion de contrainte effective. Le comportement endommagé est décrit au travers d'une approche continue dans le milieu sain équivalent. L'autre méthode, plus directe, consiste à implanter l'endommagement dans la loi de comportement du matériau (Halm et Dragon, 1998 ; Hayakawa et al, 1998 ; Shao et al, 2006). En particulier, les paramètres élastiques sont écrits comme des fonctions de la variable d'endommagement.

Dans les modèles, la nature de la (ou des) variable(s) d'endommagement doit être choisie. Les variables scalaires sont limitées au cas d'un endommagement isotrope et permettent de donner un modèle d'endommagement simplifié. En situation réelle, l'endommagement est conditionné par les états de contrainte et de déformation. Il est donc anisotrope, en particulier pour les matériaux fragiles où il se matérialise par une distribution de cavités orientées (Chiarelli et al, 2003 ; Jia et al, 2010 ; Shao et al, 2005b). Les variables vectorielles (normales des fractures) ne peuvent rendre compte de la distribution de plusieurs plans de fracturation et des variables d'ordres supérieurs s'imposent.

3.4.2 Endommagement isotrope

3.4.2.1 Variable d'endommagement isotrope

L'endommagement isotrope est représenté par une variable scalaire ω . Sa définition dépend des auteurs, mais ω varie toujours entre 0 (état sain) et 1 (rupture de l'échantillon). Dans la MED, la variable d'endommagement ω est une réduction de surface effective. A l'échelle du VER, la surface est affectée par des défauts. La superficie sur laquelle sont répartis les efforts est alors réduite (Lemaitre et Chaboche, 2004 ; Murakami, 1988) :

$$1 - \omega = \frac{A^*}{A} \quad (80)$$

où A et A^* [m^2] sont les sections réelle du VER et effective sur laquelle sont répartis les efforts.

Lorsque la surface du VER tend vers 0 (surface infinitésimale dA), l'endommagement s'apparente à une densité surfacique des défauts. Dans les méthodes directes, ω peut par exemple être une densité volumique de fissuration (Hoxha et al, 2007 ; Jia et al, 2007 ; Jia et al, 2010) :

$$\omega = \frac{V_f}{V} \quad (81)$$

où V et V^f [m^3] sont les volumes du VER et occupé par les fissures.

3.4.2.2 Contrainte du matériau endommagé

Dans la MED, la contrainte est amplifiée sous l'effet de la réduction de section effective. Pour un endommagement isotrope, la contrainte est affectée de la même manière dans toutes les directions. Le tenseur de contrainte effective se note :

$$\boldsymbol{\sigma}^* = \frac{\boldsymbol{\sigma}}{1 - \omega} \quad (82)$$

Pour éviter toute confusion avec la contrainte effective de Bishop, $\boldsymbol{\sigma}^*$ est appelée contrainte endommagée par la suite (Arson, 2009). La formulation continue est appliquée au matériau sain équivalent : c'est le matériau mécaniquement équivalent de même composition, non-endommagé mais soumis à la contrainte endommagée. Si B_t et B_t^* symbolisent les états réel et sain équivalent à l'instant t , alors ils sont définis par $B_t(\omega \neq 0; \boldsymbol{\sigma}; \boldsymbol{\varepsilon})$ et $B_t^*(\omega = 0; \boldsymbol{\sigma}^*; \boldsymbol{\varepsilon})$.

Pour la méthode directe, l'endommagement est injecté dans le potentiel thermodynamique (Frémond et Nadjar, 1996 ; Halm et Dragon, 1998 ; Murakami et Kamiya, 1997), et la loi de comportement est retrouvée par dérivation $\boldsymbol{\sigma}(\omega) = \rho \partial \psi / \partial \boldsymbol{\varepsilon}^e = \mathbf{C}(\omega) : \boldsymbol{\varepsilon}^e$. En différentiant, l'endommagement perturbe le tenseur d'élasticité :

$$d\boldsymbol{\sigma}(\omega) = \mathbf{C}(\omega) : d\boldsymbol{\varepsilon}^e + \mathbf{C}'(\omega) \boldsymbol{\varepsilon}^e d\omega. \quad (83)$$

Dans le cas particulier d'un matériau isotrope, une étude micromécanique (Pensée et al, 2002) démontre que les modules d'incompressibilité et de cisaillement de la matrice solide K_s et G_s sont des fonctions linéaire de l'endommagement s'il n'y a pas d'interactions entre les fissures (schéma dilué) :

$$\begin{cases} K_s(\omega) = K_s^0 (1 - \alpha_K \omega) \\ G_s(\omega) = G_s^0 (1 - \alpha_G \omega) \end{cases} \quad (84)$$

où K_s^0 et $G_s^0 [Pa]$ sont les modules de la roche saine.

Les paramètres α_K et α_G peuvent être identifiés par analyse micromécanique et sont reliés aux propriétés élastiques de la matrice solide. Dans le cas où $\alpha_K = \alpha_G = 1$, on retrouve le résultat de la MED. De manière plus générale, et par analogie avec la MED, une loi linéaire peut être proposée (Chen et al, 2010) $\mathbf{C}(\omega) = \mathbf{C}^0 (1 - \omega)$, $\mathbf{C}^0 [Pa]$ étant le tenseur d'élasticité du milieu sain.

3.4.3 Endommagement anisotrope

La nucléation et la croissance des fissures dépendent de la direction du chargement. Par exemple, les géomatériaux soumis à une compression uniaxiale présentent des fissures orientées préférentiellement parallèlement au chargement. L'endommagement est alors anisotrope et est décrit par une variable tensorielle.

3.4.3.1 MED

L'endommagement anisotrope est défini à partir de la transformation entre l'état endommagé B_t et l'état fictif non-endommagé B_t^* associé (Murakami, 1988). Cette transformation peut s'écrire comme une

déformation fictive de gradient $\mathbf{G}$. Si cette transformation est linéaire, elle modifie la surface orientée endommagée $\mathbf{n}dA$ en la surface orientée saine fictive $\mathbf{n}^*dA^*$ selon la relation :

$$\mathbf{n}^*dA^* = (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{D})\mathbf{n}dA \quad (85)$$

où $\mathbf{D}[-]$ est tel que $\mathbf{G} = \det(\mathbf{G})(\boldsymbol{\delta} - \mathbf{D})^T)^{-1}$.

Le tenseur $\mathbf{D}$ est une variable interne représentant l'état d'endommagement anisotrope et est appelé tenseur d'endommagement lié à la configuration actuelle B_t . Il devient préférable d'utiliser un tenseur $\tilde{\mathbf{D}}$, indépendant des déformations élastiques, dans le cas de déformations finies (Murakami, 1988). $\mathbf{D}$ est symétrique et admet toujours trois directions principales $\mathbf{n}_k$. Dans le plan principal, le tenseur d'endommagement s'écrit :

$$\mathbf{D} = \sum_{k=1}^3 D_k \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \quad (86)$$

Les valeurs propres D_k correspondent aux réductions des surfaces effectives dans les plans principaux de $\mathbf{D}$. Comme pour le cas isotrope, le tenseur de contrainte de Cauchy est remplacé par le tenseur de contrainte endommagé :

$$\boldsymbol{\sigma}^* = (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{D})^{-1} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (87)$$

Ce tenseur n'est pas nécessairement symétrique. Le tenseur de contrainte $\mathbf{S}^*$ à utiliser est obtenu par symétrisation de $\boldsymbol{\sigma}^*$ (Arson, 2009 ; Murakami, 1988).

3.4.3.2 Méthode directe

L'ordre du tenseur considéré dépend de la précision attendue pour la description (mais joue sur la complexité). Pour des micro-fissures ouvertes qui n'interagissent pas, la micromécanique démontre qu'un tenseur d'ordre deux $\mathbf{D}$ donne une bonne estimation de l'influence de l'endommagement (Kachanov, 1994). La décomposition principale retombe sur le résultat (86) :

$$\mathbf{D} = \sum_{k=1}^3 D_k \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \quad (88)$$

Cette décomposition revient à représenter l'endommagement par trois plans orthogonaux de fissures parallèles. Les valeurs propres D_k caractérisent la fraction volumique des fissures du plan k , orienté par la normale $\mathbf{n}_k$. Selon une approche micromécanique, $\mathbf{D}$ s'écrit à l'échelle du VER comme la variation de la densité de fissures dans chaque direction et est intégré sur la surface ∂S d'une sphère unité S . Si les fissures sont assimilées à des sphères de rayon initial r_0 , il vient l'intégrale (Shao et al, 2005b) :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{4\pi} \int_{\partial S} \frac{N_{VER}}{\Omega} (r^3(\mathbf{n}) - r_0^3) \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} dS \quad (89)$$

où $N_{VER} [-]$ est le nombre de fissures dans le VER, $\Omega [m^3]$ le volume du VER et $r(\mathbf{n}) [m]$ le rayon moyen des fissures orientées selon $\mathbf{n}$.

Dans les plans principaux, les valeurs propres expriment bien une fraction volumique de fissures :

$$D_k = \frac{1}{4\pi} \int_{\partial S} \frac{N_{VER}}{\Omega} (r^3(\mathbf{n}_k) - r_0^3) dS \quad (90)$$

L'endommagement est introduit directement dans le potentiel thermodynamique. Dans le cas où les fissures n'interagissent pas, et si la réponse élastique sous endommagement constant est linéaire, alors l'énergie libre de la matrice élastique endommagée est une fonction quadratique de $\boldsymbol{\varepsilon}^e$ et linéaire de $\mathbf{D}$. Si l'endommagement induit est orthotrope, une écriture possible du potentiel est (Chiarelli et al, 2003 ; Halm et Dragon, 1998) :

$$\begin{aligned} \rho\psi(\boldsymbol{\varepsilon}^e, \mathbf{D}) = & \frac{1}{2} \lambda_0 tr^2(\boldsymbol{\varepsilon}^e) + \mu_0 tr(\boldsymbol{\varepsilon}^e)^2 + g tr(\boldsymbol{\varepsilon}^e \cdot \mathbf{D}) + \alpha tr(\boldsymbol{\varepsilon}^e) tr(\boldsymbol{\varepsilon}^e \cdot \mathbf{D}) \\ & + 2\beta tr((\boldsymbol{\varepsilon}^e)^2 \cdot \mathbf{D}) \end{aligned} \quad (91)$$

où λ_0 et $\mu_0 [Pa]$ sont les paramètres de Lamé du milieu sain, et $\alpha, \beta, g [Pa]$ les paramètres du modèle,

α et β décrivent l'isotropie transverse de l'endommagement induit. g permet de jouer sur le terme résiduel dû à l'endommagement (terme linéaire en $\boldsymbol{\varepsilon}^e$).

Lorsque les fissures interagissent, un (ou des) tenseur(s) d'ordre(s) supérieur(s) doit(vent) être considéré(s). Ainsi, Halm et Dragon (1998) complètent la description de l'endommagement par un tenseur d'ordre 4 exprimé selon les vecteurs et valeurs propres de $\mathbf{D}$:

$$\hat{\mathbf{D}} = \sum_{k=1}^3 D_k \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \quad (92)$$

3.4.4 Evolution de l'endommagement

D'après l'approche présentée plus haut (partie 3.3.5), l'apparition et l'évolution de l'endommagement sont données par le critère d'endommagement et le potentiel d'endommagement. Ces fonctions sont formulées selon des observations expérimentales. En remarquant que les matériaux fragiles sont plus sensibles en traction (Andrieux et al, 1986 ; Mazars, 1986), Chiarelli et al (2003) proposent un modèle associé ($F_d = Q_d$) où l'endommagement est gouverné par la déformation de traction :

$$F_d(\xi_d, \mathbf{D}) = \xi_d - (r_0 + r_1 tr(\mathbf{D})) \leq 0 \quad (93)$$

où $\xi_d = \sqrt{\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle : \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle} [-]$ est la norme de la déformation de traction $\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle = \langle \varepsilon_k \rangle \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k [-]$,
 $\langle x \rangle = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ x & x \geq 0 \end{cases}$ la fonction rampe, r_0 et $r_1 [-]$ les paramètres fixant le seuil et le taux d'évolution de l'endommagement

Le critère ne dépend pas de la répartition de l'endommagement (selon $tr(\mathbf{D})$ et non $\mathbf{D}$). En revanche, l'évolution est anisotrope :

$$d\mathbf{D} = d\lambda_d \frac{\partial F_d}{\partial \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle} = d\lambda_d \frac{\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle}{\sqrt{\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle : \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle}} \quad (94)$$

Il existe un grand nombre de modèles pour F_d et Q_d , selon la nature du matériau et l'analyse des auteurs. Shao et al (2005b) choisissent l'ouverture des fissures comme variable interne ($r(\mathbf{n})$ dans l'équation (89)), et la contrainte déviatorique dans le plan de normale $\mathbf{n}$ comme variable conjuguée. En plus de l'endommagement $\mathbf{D}$, Murakami et al (1996) proposent d'ajouter une variable β (équivalente à une variable d'écrouissage en plasticité) pour mieux décrire le développement des fissures.

3.4.5 Effet unilatéral

Les géomatériaux présentent une réponse dissymétrique : la résistance est plus faible en traction qu'en compression (Hoxha et al, 2007 ; Murakami et Kamiya, 1997 ; Shao et al, 2005b). Cet effet unilatéral pourrait s'expliquer par la restauration des modules élastiques en compression liée à la fermeture de fissures (Hayakawa et Murakami, 1998 ; Murakami, 1988). Les modèles présentés ci-avant admettent que les surfaces des fissures ne transmettent aucun effort, ce qui est valable en traction mais pas en compression. La résistance de la roche est, par hypothèse, due à la cohésion et à la friction des grains. Ces deux mécanismes évoluent différemment au cours du chargement. Le développement de fissures fait chuter la cohésion. Cette perte peut être compensée en compression lorsque la friction augmente et provoque un écrouissage du matériau. En traction, la diminution de cohésion n'est pas compensée et la résistance du matériau diminue jusqu'à la rupture. Pour la MED, l'effet unilatéral peut être introduit dans l'écriture du tenseur de contrainte (Murakami, 1988) décomposé en une partie en compression et une en traction :

$$\boldsymbol{\sigma} = \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle - \langle -\boldsymbol{\sigma} \rangle \quad (95)$$

où $\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle = \langle \sigma_i \rangle \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i$ et $\langle -\boldsymbol{\sigma} \rangle = \langle -\sigma_i \rangle \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i [Pa]$ sont les parties en traction et en compression de $\boldsymbol{\sigma}$ et $\mathbf{e}_i$ les directions principales de $\boldsymbol{\sigma}$.

La réduction de surface effective est plus forte en traction qu'en compression, et transforme le tenseur de Cauchy $\boldsymbol{\sigma}$ dans B_i en $\mathbf{S}^*$ dans B_i^* . L'équation (87) devient :

$$\mathbf{S}^* = \frac{1}{2} \left((\boldsymbol{\delta} - \mathbf{D})^{-1} \cdot \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle + \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle \cdot (\boldsymbol{\delta} - \mathbf{D})^{-1} \right) - \frac{1}{2} \left((\boldsymbol{\delta} - C\mathbf{D})^{-1} \cdot \langle -\boldsymbol{\sigma} \rangle + \langle -\boldsymbol{\sigma} \rangle \cdot (\boldsymbol{\delta} - C\mathbf{D})^{-1} \right) \quad (96)$$

où le paramètre $C [-]$ varie entre 0 (fermeture parfaite des fissures) et 1 (pas de fermeture des fissures).

Pour les méthodes directes, l'effet unilatéral est injecté directement dans le potentiel thermodynamique en jouant sur l'expression de la déformation élastique. Comme pour le tenseur des contraintes (95), les

déformations sont décomposées en une partie en compression et une en traction $\boldsymbol{\varepsilon} = \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle - \langle -\boldsymbol{\varepsilon} \rangle$, et des forces thermodynamiques différentes sont associées aux deux mécanismes. C'est la cas du modèle proposé par Halm et Dragon en 1998 (équation (91)), où la force thermodynamique associée à l'endommagement est décomposée en une partie résiduelle « bloquée » $\mathbf{Y}^{d1}$ et une partie réversible $\mathbf{Y}^{d2}$. $\mathbf{Y}^{d1}$ est répartie en une part liée à la traction $\mathbf{Y}^{d1+}$ et à la compression $\mathbf{Y}^{d1-}$:

$$\begin{cases} \mathbf{Y}^d = -\rho \frac{\partial \psi}{\partial \mathbf{D}} = -g\boldsymbol{\varepsilon} - \alpha \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon})\boldsymbol{\varepsilon} - 2\beta\boldsymbol{\varepsilon}\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{Y}^{d1} + \mathbf{Y}^{d2} \\ \mathbf{Y}^{d1} = -g\boldsymbol{\varepsilon} = -g\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle - g(\boldsymbol{\varepsilon} - \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle) = \mathbf{Y}^{d1+} + \mathbf{Y}^{d1-} \\ \mathbf{Y}^{d2} = -\alpha \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon})\boldsymbol{\varepsilon} - 2\beta\boldsymbol{\varepsilon}\boldsymbol{\varepsilon} \end{cases} \quad (97)$$

Le critère d'endommagement est supposé gouverné par les déformations en traction de la partie résiduelle :

$$\begin{cases} F_d(\mathbf{Y}^d, \mathbf{D}) = \sqrt{\frac{1}{2} \text{tr}(\mathbf{Y}^{d1+} \cdot \mathbf{Y}^{d1+})} + B \text{tr}(\mathbf{Y}^{d1+} \cdot \mathbf{D}) - (c_0 + c_1 \text{tr}(\mathbf{D})) \leq 0 \\ \mathbf{Y}^{d1+} = \mathbf{Y}^d - \mathbf{Y}^{d1-} - \mathbf{Y}^{d2} \end{cases} \quad (98)$$

L'évolution de l'endommagement est semblable à celle proposée en (94), mais dépend en plus de l'état d'endommagement actuel :

$$d\mathbf{D} = d\lambda_d \frac{\partial F_d(\mathbf{Y}^d, \mathbf{D})}{\partial \mathbf{Y}^d} = d\lambda_d \left(\frac{\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle}{\sqrt{\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle : \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle}} + B\mathbf{D} \right). \quad (99)$$

Un tenseur de déformation modifié peut être défini (Murakami et Kamiya, 1997), où un paramètre règle la dissymétrie de la réponse :

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^e = \langle \boldsymbol{\varepsilon}^e \rangle - \varsigma \langle -\boldsymbol{\varepsilon}^e \rangle \quad (100)$$

où $\langle \boldsymbol{\varepsilon}^e \rangle = \langle \boldsymbol{\varepsilon}_i^e \rangle \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i$ et $\langle -\boldsymbol{\varepsilon}^e \rangle = \langle -\boldsymbol{\varepsilon}_i^e \rangle \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i [-]$ les parties en traction et en compression de $\boldsymbol{\varepsilon}^e$, et $\varsigma [-]$ le paramètre.

D'autres effets peuvent être pris en compte, comme par exemple la restauration du module de cisaillement. Dans ce cas, Le modèle introduit une nouvelle variable interne liée au cisaillement (Halm et Dragon, 1998).

3.4.6 Couplage avec la plasticité

Lorsque les argilites sont sollicitées, deux types de déformations anélastiques ont lieu : plasticité et endommagement (Chiarelli et al, 2003 ; Jia et al, 2010). Quantifier l'influence de chaque processus n'est pas chose aisée, et il est difficile de savoir lequel se déclenche en premier. Les modèles proposés précédemment découplent plasticité et endommagement : ces deux phénomènes sont pris en compte et résolus simultanément, mais ne présentent pas d'interactions directes. Certains modèles proposent de mêler les deux mécanismes. Chen et al (2010) supposent que l'endommagement dépend complètement de

la part plastique Y_p^d de la force thermodynamique conjuguée. Y_p^d est une fonction de la variable d'érouissage plastique χ_p . La loi d'état (70) amène :

$$Y^d = -\rho \frac{\partial \psi}{\partial \omega} = Y_e^d + Y_p^d \quad (101)$$

où Y_e^d et $Y_p^d = Y_p^d(\chi_p)[Pa]$ les parts élastique et plastique de la force thermodynamique conjuguée.

Le critère s'écrit en fonction de Y_p^d :

$$F_d(Y_p^d, \omega) = \omega_c \tanh(B_d Y_p^d) - \omega \leq 0 \quad (102)$$

$B_d [-]$ module la cinétique de l'endommagement, et $\omega_c [-]$ correspond à la résistance résiduelle du matériau. Pour un modèle associé, les auteurs démontrent que l'évolution de l'endommagement est liée à celle de la plasticité :

$$d\omega = d\lambda_d \frac{\partial F_d}{\partial Y_p^d} = d\lambda_p \times h_{Ch} \quad (103)$$

h_{Ch} est une fonction de, entre autres, l'endommagement ω , la variable d'érouissage plastique χ_p et la part plastique de la force thermodynamique associée Y_p^d (voir Chen et al, 2010 pour plus de détails). De cette manière, l'endommagement est conditionné par l'état de plasticité du système.

Jia et al (2010) proposent de relier la variation d'endommagement avec celle des déformations plastiques. Par hypothèse, l'endommagement correspond à la destruction des dislocations par cisaillement plastique. L'endommagement est conjugué à la variable d'érouissage, qui est ici la distorsion plastique γ_p :

$$F_d(Y^d, \omega) = \omega - (1 - A_1 \chi_{pc}) \left(1 + \frac{1}{\exp(B_1 Y^d)} \right) \leq 0 \quad (104)$$

où $Y^d = \int d\gamma_p [-]$ est la force thermodynamique associée à ω , $d\gamma_p = \sqrt{\frac{2}{3}} d\mathbf{e}^p : d\mathbf{e}^p$ et $d\mathbf{e}^p = d\mathbf{\epsilon} - \frac{tr(\mathbf{\epsilon})}{3} \mathbf{\delta} [-]$ la distorsion et le cisaillement plastiques infinitésimaux, et $\chi_{pc}, A_1, B_1 [-]$ les paramètres d'ajustement.

$1 - A_1 \chi_{pc}$ correspond à la résistance résiduelle du matériau, et B_1 contrôle le taux d'endommagement. Le paramètre d'ajustement χ_{pc} est introduit pour tenir compte de l'influence de la pression de confinement sur la résistance résiduelle. L'évolution de l'endommagement peut être reliée au multiplicateur plastique :

$$d\omega = d\lambda_d \frac{\partial F_d}{\partial Y^d} = d\lambda_p \times \frac{\partial F_d}{\partial Y^d} \frac{\partial Y^d}{\partial \gamma_p} h_{ji}. \quad (105)$$

h_{ji} est une fonction de, entre autres, l'endommagement ω et la distorsion plastique γ_p (voir Jia et al, 2010 pour plus de détails). A l'inverse, la plasticité est impactée par l'endommagement en ajoutant ω aux paramètres du critère F_p et du potentiel plastique Q_p (Hoxha et al, 2007 ; Jia et al, 2010).

3.4.7 Couplage HM

La présence de fluides modifie a priori la limite d'élasticité et l'écoulement des processus dissipatifs (par exemple, l'eau « lubrifie » les fissures). Les critères et les fonctions potentielles sont alors exprimées selon la contrainte effective (ou nette selon la convention utilisée, voir partie 3.2.1). La formulation des potentiels thermodynamiques est affectée par ces fluides. Par exemple, Shao et al (2005a) découpent les effets des grains solides et des fluides. Les variables internes sont l'endommagement $\mathbf{D}$ et la variation de la teneur volumique occupée par le k-ième fluide $\phi_k - \phi_k^0$:

$$\rho\psi = \rho_s \psi_s(\boldsymbol{\varepsilon}, \mathbf{D}, \phi_k - \phi_k^0) + \sum_k \rho_k \psi_f^k \quad (106)$$

où ψ , ψ_s et ψ_f^k [$J.kg^{-1}$] sont les énergies libres spécifiques du VER, du squelette et du k-ième fluide, ρ_s [$kg.m^{-3}$] la masse volumique de la matrice solide, ϕ_k et ϕ_k^0 [-] les teneurs volumiques actuelle et initiale du k-ième fluide.

D'autres auteurs intègrent directement le couplage dans l'expression du potentiel. En prenant un exemple de la plasticité, Hoxha et al (2007) considèrent la théorie de Biot dans le cas saturé et répartissent le potentiel thermodynamique en une part poroélastique et une part plastique :

$$\begin{aligned} \rho\psi(\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p, \gamma_p) = & \frac{1}{2}(\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) : \mathbf{C} : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) - (p_l - p_l^0) \mathbf{B} : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) \\ & - \frac{1}{2M} (p_l - p_l^0)^2 + \Psi_p(\gamma_p) \end{aligned} \quad (107)$$

où p_l^0 [Pa] est la pression de liquide initiale, M [Pa] le module de Biot, $\Psi_p(\chi_p)$ [J] le potentiel thermodynamique plastique, $\mathbf{B}$ [-] est le tenseur de Biot ($b\delta$ en condition isotrope) et γ_p [-] la distorsion plastique (qui fait office de variable d'écrouissage plastique).

Par dérivation, la contrainte effective de Biot apparaît :

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma} + (p_l - p_l^0) \mathbf{B} \quad (108)$$

où $\boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}^e$, $\boldsymbol{\sigma} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}}$ et $\boldsymbol{\sigma}_f = -(p_l - p_l^0) \mathbf{B}$ [Pa] sont les contraintes effective, totale et du liquide.

De plus, lorsque l'endommagement est suffisamment important, les fissures créées et/ou développées connectent la porosité de la roche. La perméabilité intrinsèque est alors modifiée (parfois de plusieurs ordres de grandeur, voir Bossart et al, 2002) et par répercussion, la pression de pore. Le comportement est

perturbé du fait du couplage hydromécanique. Peu de données existent sur les interactions endommagement/perméabilité, et des modèles simples sont utilisés en première approche. Jia et al (2010) relie la perméabilité intrinsèque (isotrope) à l'écrouissage plastique :

$$k_{\text{int}} = k_0 \left(1 + R_k \frac{\langle \alpha_p - \alpha_p^0 \rangle}{1 - \alpha_p^0} \right) \quad (109)$$

où $k_0 [m^2]$ est la perméabilité intrinsèque du matériau sain, $\alpha_p [-]$ la loi d'écrouissage plastique et $R_k [-]$ le paramètre modulant l'influence de l'endommagement sur la perméabilité.

La loi d'écrouissage dépend de l'endommagement et de la variable d'écrouissage (distorsion plastique, voir partie 3.4.6 ci-dessus) :

$$\alpha_p = (1 - A\omega) \left(\alpha_p^0 + (\alpha_p^m - \alpha_p^0) \frac{\gamma_p}{B + \gamma_p} \right) \quad (110)$$

où α_p^0 et $\alpha_p^m = 1 [-]$ sont les valeurs initiale et limite de l'écrouissage, A et $B [-]$ les paramètres contrôlant l'influence de l'endommagement et la cinétique de l'écrouissage.

Shao et al (2005a) expriment la perméabilité uniquement en fonction de l'endommagement. Cependant, ils considèrent que la perméabilité reste isotrope, bien que l'endommagement soit anisotrope :

$$k_{\text{int}} = k_0 \left(1 + 99 \frac{tr(\mathbf{D})}{d_{pic}} \right) \quad (111)$$

où $d_{pic} [-]$ est l'endommagement au pic d'un essai de compression simple.

La micromécanique développe des modèles de manière plus rigoureuse, mais repose sur des conjectures vis-à-vis du comportement microscopique. L'homogénéisation des lois conduit à une estimation du tenseur macroscopique de perméabilité intrinsèque :

$$\mathbf{k}_{\text{int}} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_d \quad (112)$$

où $\mathbf{k}_0$ et $\mathbf{k}_d [m^2]$ sont les perméabilités du matériau sain et de fissuration.

Dormieux et Kondo (2004) évaluent la perméabilité d'un milieu fissuré par un schéma autocohérent. Les fissures sont approchées par des ellipsoïdes de rayon a et d'ouverture $2c$ ($c \ll a$ pour avoir des fissures en « fibres »). La répartition des fissures est supposée isotrope et leur ouverture simultanée.

Lorsque la matrice saine est imperméable ($\mathbf{k}_0 = \mathbf{0}$), un seuil de percolation $\omega_f^* = \frac{9}{16}$ est mis en évidence.

En-deçà de ce seuil, la perméabilité reste nulle et est linéaire en ω_f au-delà :

$$k_d = \begin{cases} 0 & \omega_f < \omega_f^* \\ 3\pi k_f d \frac{16\omega_f - 9}{64\omega_f + 108} & \omega_f \geq \omega_f^* \end{cases} \quad (113)$$

où $\omega_f = Na^3 [-]$ est un paramètre géométrique lié au volume occupé par les fissures, $N [m^{-3}]$ le nombre de fissures par unité de volume, $d = c/a [-]$ le rapport d'aspect et $k_f = c^2/3 [m^2]$ un paramètre de normalisation.

Le couplage avec la mécanique est visible : la perméabilité est affectée par l'ouverture des fissures (via d) et par leur propagation (via ω_f). Pour les faibles valeurs de perméabilité isotrope de la matrice k_0 (en réalité, du rapport k_0/k_f), la perméabilité de fissuration peut être estimée par le résultat (113).

Shao et al (2005b) estiment le tenseur de perméabilité anisotrope induit par un endommagement anisotrope. Les auteurs approximent le transfert dans les fissures à un écoulement laminaire de Navier-Stokes entre deux plans parallèles :

$$\mathbf{k}_d = \frac{N_{VER}}{\Omega} \frac{\lambda}{48\pi} \int_{\partial S} R(\mathbf{n}) e^3(\mathbf{n}) r^2(\mathbf{n}) (\delta - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) dS, \quad (114)$$

où $e(\mathbf{n}) [m]$ est l'ouverture moyenne des fissures orientées selon $\mathbf{n}$, $\lambda [-]$ un paramètre géométrique et $R(\mathbf{n}) [-]$ le coefficient de réduction.

Le paramètre λ permet de tenir compte des culs-de-sac dans le réseau connecté. Toutes les fissures sont impliquées dans le comportement mécanique. Cependant, elles ne participent pas toutes aux transferts. Le coefficient de réduction exprime la proportion de fissures qui participent à l'écoulement :

$$R(\mathbf{n}) = t_1 \left(\frac{r(\mathbf{n}) - r_0}{r_f - r_0} \right)^{t_2}, \quad (115)$$

où $t_1, t_2 [-]$ sont des paramètres d'ajustement.

Si l'endommagement modifie les transferts dans le milieu, l'inverse est aussi vrai. Les géomatériaux soumis à des chargements hydriques peuvent être endommagés, en particulier lors des essais de séchage. Les processus de séchage sont très lents dans les argilites (très faible perméabilité). Le séchage génère un fort gradient de pression liquide, et la répartition de contrainte devient hétérogène. Un retrait/gonflement différentiel apparaît dans l'échantillon, et engendre des contraintes de traction. Des microfissures se forment, notamment en périphérie où les contraintes de traction sont les plus fortes (Jia et al, 2010 ; Kowalski, 2002 ; Kowalski, 2010). La perméabilité du milieu est alors modifiée. Au final, deux types de non-linéarités sont à prendre en compte dans le modèle : celle due aux transferts dans la matrice poroélastique et celle liée au comportement plastique-endommagé.

4. Résumé du chapitre 1

La mise en équations de phénomènes couplés HM s'appuie sur un Volume Élémentaire Représentatif, où des lois de la mécanique des fluides et du solide sont respectivement attachées aux particules fluide et squelette. En prenant une approche phénoménologique, le transport de fluides peut être décrit par un mouvement d'ensemble (Darcy) et une diffusion interne (Fick). Le comportement de la matrice solide repose sur une partition des déformations en parts élastique et plastique, où la deuxième dissipe une

partie de l'énergie apportée au VER. La structure isotrope transverse ainsi que les conditions partiellement saturées modifient les lois de comportement introduites. Notamment, les expressions de saturation et de perméabilité relative sont sources de fortes non linéarités dans les équations de champ couplées HM.

Les équations abordées dans ce chapitre peuvent être utilisées pour décrire le comportement des argilites du Cox en conditions non-saturées. Comme le démontre le **Chapitre 3**, ces équations sont suffisantes pour reproduire les résultats des essais au laboratoire. Des compléments sont cependant à ajouter pour avoir une description plus complète sous d'autres chargements (thermique, fluides réactifs ...). Avant d'adopter une loi de comportement définitive dans le cadre de cette thèse, il semble préférable de préciser les conditions expérimentales. Celles-ci sont développées dans le **Chapitre 2**.

CHAPITRE 2 : METHODE D'INTERPRETATION DES ESSAIS DE PULSE ET DE SECHAGE

5. Introduction

L'altération des matériaux due aux conditions climatiques est un sujet de préoccupation majeur en génie civil. Plusieurs auteurs se sont penchés sur l'impact de la température et de l'humidité relative (HR) sur divers matériaux de construction : béton (Mainguy et al, 2001 ; Yurtdas et al, 2011) ou briques par exemple (Su, 1997 ; van der Heijden et al, 2009). De manière générale, l'ensemble du complexe sol/structure est influencé : endommagement des bétons par retrait différentiel (De Sa et al, 2008), fissuration de sols argileux (Tang et al, 2011) et détérioration des interfaces sol/structure par retrait/gonflement du sol (Abdelmalak, 2007). Cet impact peut être étudié expérimentalement via les essais de séchage, qui consistent à extraire ou fournir de l'eau à l'échantillon. Plusieurs méthodes existent, et dépendent du type de matériau et du but de l'essai : séchage par HR imposée (Bornert et al, 2010), par micro-ondes (Lombrana et al, 2010), par atomisation (« spray drying », voir Alhnan et al, 2011),... Les essais de séchage sont également utilisés à des fins industrielles, par exemple pour la stabilisation de la forme de planches ou poutres de bois (Rémond et al, 2007), la déshydratation de médicaments (Alhnan et al, 2011) ou encore le process alimentaire (Lombrana et al, 2010).

En géomécanique, le creusement et l'exploitation d'ouvrage souterrains occasionnent une désaturation de la roche et la déstabilisent. Au cours de la phase d'exploitation, de l'air est soufflé dans les galeries. Ses propriétés climatiques (température et HR) sont différentes de celles de la roche, et l'état de saturation est perturbé autour de la galerie. Du fait du couplage HM, l'état de contrainte est modifié et peut engendrer une fissuration, voire une fracturation (De Sa et al, 2008), qui augmente la perméabilité intrinsèque du matériau (Bossart et al, 2002). Ce point est très important en ce qui concerne le stockage de déchets radioactifs, puisque la circulation de fluides (chargés en radionucléides) est facilitée dans la zone endommagée. Dans le cas du laboratoire souterrain de Meuse/Haute-Marne, il semble alors essentiel de caractériser le couplage HM dans les argilites du Cox. Les essais de séchage réalisés au laboratoire permettent dans un premier temps de souligner les processus mis en jeu (Jia et al, 2010 ; Gérard et al, 2009). Une étude paramétrique montre que, avec le modèle considéré ici (partie 7.4), la perméabilité intrinsèque ne peut pas être estimée (partie 8.4.2). L'essai de séchage (condition non saturée) doit alors être complété par un essai en condition saturée : l'essai de pulse.

Après une présentation du dispositif et du modèle adoptés pour l'essai de pulse, ce chapitre revient sur l'essai de séchage. A partir des conditions expérimentales, un modèle couplé HM non-saturé est proposé pour modéliser le séchage des échantillons. Les simulations permettent d'estimer certains paramètres du modèle physique, en se basant sur une méthode inverse développée dans ce chapitre. Le modèle validé sur les mesures expérimentales sera ensuite utilisé pour l'interprétation d'une expérimentation in situ (objet du **Chapitre 4**), dont le détail des installations clôture ce chapitre.

6. Essai de pulse

Dans les roches à très faible perméabilité telles que les argilites du Cox, la détermination de la perméabilité intrinsèque par méthode classique de chargement constant est impossible (écoulement extrêmement lents). Brace et al (1968) ont proposé une méthode transitoire permettant d'évaluer la perméabilité intrinsèque d'un échantillon dans des temps acceptables : l'essai de pulse (Ecoffier et al, 2005). Cette méthode a été affinée par Hsieh et al (1981) pour tenir compte du coefficient d'emménagement des argilites.

6.1 Dispositif expérimental

L'échantillon de faible élanement est placé dans une cellule et est connecté aux réservoirs supérieur et inférieur (figure 13) :

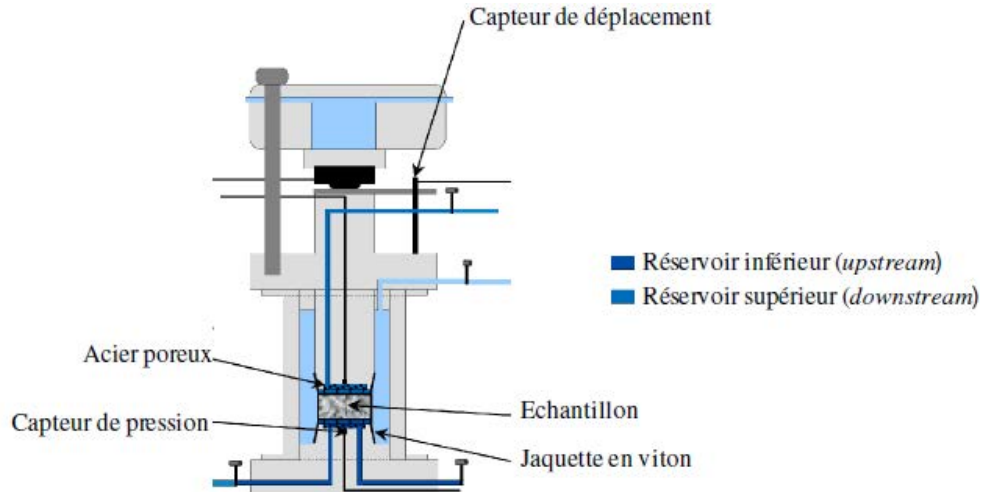


Figure 13 : Schéma du dispositif expérimental du pulse test (d'après Giot et al, 2011)

Une fois les équilibres des contraintes, pression de fluide et saturation atteints dans l'échantillon, un saut de pression est initié dans le réservoir inférieur (ou amont). L'essai de pulse consiste à suivre l'évolution des pressions des deux réservoirs au cours du temps (figure 14). En fittant des résultats analytiques/numériques aux courbes expérimentales, différents paramètres peuvent être estimés notamment la perméabilité intrinsèque et le coefficient d'emmagasinement.

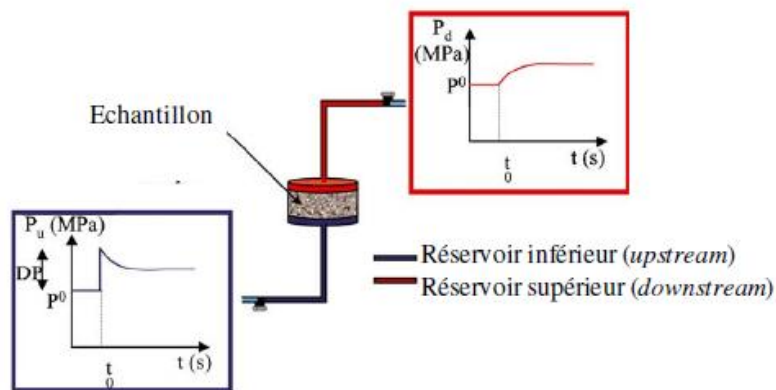


Figure 14 : Sauts de pression dans le pulse test (d'après Homand et al, 2004)

6.2 Modèle HM couplé

Le modèle utilisé ici reprend la même base que celui présenté dans la partie 7.4 ci-après. En revanche, le modèle pour l'essai de pulse est écrit en conditions saturées, et est donc plus simple que celui de l'essai de séchage. Le modèle n'est pas détaillé ici.

6.3 Conditions initiales et aux limites

Soit un échantillon cylindrique de rayon R et de hauteur L soumis à une pression hydrostatique (Homand et al, 2004). A l'état initial, la pression de fluide et la contrainte moyenne sont uniformes dans l'échantillon :

$$\begin{cases} p_l^0 = p_l(x, t = 0) = 0 \\ \sigma_m^0 = \sigma_m(x, t = 0) = 0 \end{cases} \quad (116)$$

La surface latérale Γ_R est imperméabilisée par une jaquette en viton, et les pressions de fluide dans les réservoirs sont considérées comme uniformes :

$$\begin{cases} \mathbf{J}_l \cdot \mathbf{n}_R(x \in \Gamma_R, t) = 0 \\ p_l(x \in \Gamma_0, t) = p_{re}^{sup}(t) \\ p_l(x \in \Gamma_H, t) = p_{re}^{inf}(t) \end{cases} \quad (117)$$

où Γ_0 et Γ_H $[m^2]$ sont les surfaces amont et aval de l'échantillon, et $\mathbf{n}_R [-]$ la normale sortante du contour Γ_R .

A l'instant t_0^+ , un saut de pression Δp est appliqué dans le réservoir inférieur :

$$p_{re}^{inf}(0^+) = p_l^0 + \Delta p \quad (118)$$

Les conditions initiales sont données par les équations (116) et (118). Pour un matériau isotrope, la conservation de masse fluide sur les frontières amont et aval s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial \zeta^{inf}}{\partial t} = \int_{\Gamma_0} -\frac{k_l^{rel}(S_l)}{\mu_l} k_{int} \nabla p_l \cdot \mathbf{n}_0 dS \\ \frac{\partial \zeta^{sup}}{\partial t} = \int_{\Gamma_H} -\frac{k_l^{rel}(S_l)}{\mu_l} k_{int} \nabla p_l \cdot \mathbf{n}_H dS \end{cases} \quad (119)$$

où $\zeta^k = \frac{m_l^k}{\rho_l} [m^3]$ et $m_l^k [kg]$ sont le volume et la masse de liquide dans le réservoir k (inférieur ou supérieur), et $\mathbf{n}_k [-]$ la normale sortante à la surface Γ_k .

En considérant que la pression de fluide est proportionnelle au volume de liquide contenu dans le réservoir, il vient :

$$\begin{cases} \zeta^{inf} = \frac{p_{re}^{inf}}{C_{re}^{inf}} \\ \zeta^{sup} = \frac{p_{re}^{sup}}{C_{re}^{sup}} \end{cases} \quad (120)$$

où $C_{re}^k = \frac{\gamma_{lq}}{S_{re}^k} [Pa.m^{-3}]$ et S_{re}^k sont la compressibilité et le coefficient d'emménagement du réservoir k, et $\gamma_{lq} [N.m^{-3}]$ le poids volumique du liquide.

Les conservations des masses fluides sont alors données par :

$$\begin{cases} \frac{1}{C_{re}^{inf}} \frac{\partial p_l(x \in \Gamma_0, t)}{\partial t} = \int_{\Gamma_0} - \frac{k_l^{rel}(S_l)}{\mu_l} k_{int} \nabla p_l \cdot \mathbf{n}_0 dS \\ \frac{1}{C_{re}^{sup}} \frac{\partial p_l(x \in \Gamma_H, t)}{\partial t} = \int_{\Gamma_H} - \frac{k_l^{rel}(S_l)}{\mu_l} k_{int} \nabla p_l \cdot \mathbf{n}_H dS \end{cases} \quad (121)$$

Les équations (117) et (121) constituent les conditions aux limites.

7. Essai de séchage

Dans leur état naturel non-perturbé, les argilites sont considérées comme saturées. En revanche, dès lors qu'elles sont perturbées, elles se désaturent partiellement. Cet état de saturation joue sur les propriétés hydromécaniques de la roche (perméabilité intrinsèque, module de Young, ...). Afin de pouvoir caractériser le comportement hydromécanique non-saturé, il est fondamental de connaître l'évolution des paramètres poromécaniques en fonction de la saturation.

7.1 Principe

L'essai de séchage consiste à imposer des propriétés climatiques à un échantillon et à observer sa réponse. Pour atteindre l'équilibre, des transferts couplés de masse et de chaleur s'opèrent dans la roche. Au début de l'essai notamment (fort taux d'évaporation), le séchage nécessite une quantité d'énergie importante. Cette demande occasionne des transferts de chaleur et s'accompagne d'une baisse de température de la roche. Cependant, lorsque la conductivité thermique du matériau est grande devant sa perméabilité, l'évaporation est entravée par la lenteur des transferts de masse. La chaleur latente de vaporisation nécessaire est essentiellement fournie par l'atmosphère, et la variation de température de l'échantillon est faible. Coussy (2004) propose une surestimation de la baisse de température maximale au cours d'un essai de séchage :

$$\Delta T_{max} = \frac{\tau_T}{\tau_h} \frac{L_l \Delta m_l^\infty / V_v}{\rho^\infty C_s} \left(1 - \frac{\tau_T}{\tau_h} \right)^{-1} \quad (122)$$

où $\Delta T_{max} [K]$ est la variation de température maximale, τ_T et $\tau_h [s]$ les temps caractéristiques des transfert thermique et d'humidité, $L_l [J.kg^{-1}]$ la chaleur latente de vaporisation du liquide, $\Delta m_l^\infty [kg]$ et $\rho^\infty [kg.m^{-3}]$ la variation de masse d'eau et la masse volumique de l'échantillon en fin d'essai, et $C_s [J.kg^{-1}.K^{-1}]$ la chaleur spécifique du matériau.

Pour des milieux très peu perméables, la faible valeur du rapport τ_T/τ_h implique un ΔT_{max} faible. La perméabilité intrinsèque des argillites du Cox a déjà été estimée selon plusieurs méthodes (Delay et al, 2006 ; Escoffier et al, 2005), et varie entre $10^{-22} m^2$ et $10^{-18} m^2$ (Delay et al, 2006 ; Giot et al, 2011). L'essai de séchage est considéré comme isotherme. Dans ce cas, du fait de l'équilibre thermodynamique entre ses phases vapeur et liquide, l'eau s'évapore à l'interface roche/atmosphère. L'évaporation génère un gradient de pression liquide et engendre un flux d'eau depuis le cœur de l'échantillon vers sa surface. De manière générale, les transferts de masse contrôlent la cinétique des gains/pertes de masse de l'échantillon. Par conséquent, l'essai de séchage permet d'identifier certains paramètres non-saturés par suivi de la masse de l'échantillon. Afin de caractériser le couplage hydromécanique, les déformations de l'échantillon peuvent être mesurées.

7.2 Dispositif expérimental

L'échantillon est placé dans une cellule hermétique où l'HR est contrôlée par solution saline (Bornert et al, 2010 ; Jia et al, 2010 ; Pham et al, 2007 ; Giraud et al, 2009). Selon la série d'échantillons, deux méthodes

ont été utilisées pour l'acquisition de la masse : automatique ou manuelle. Pour l'acquisition automatique, l'échantillon est suspendu à un fil relié à une balance de précision (figure 15a) et la masse est enregistrée toute les 10 minutes.

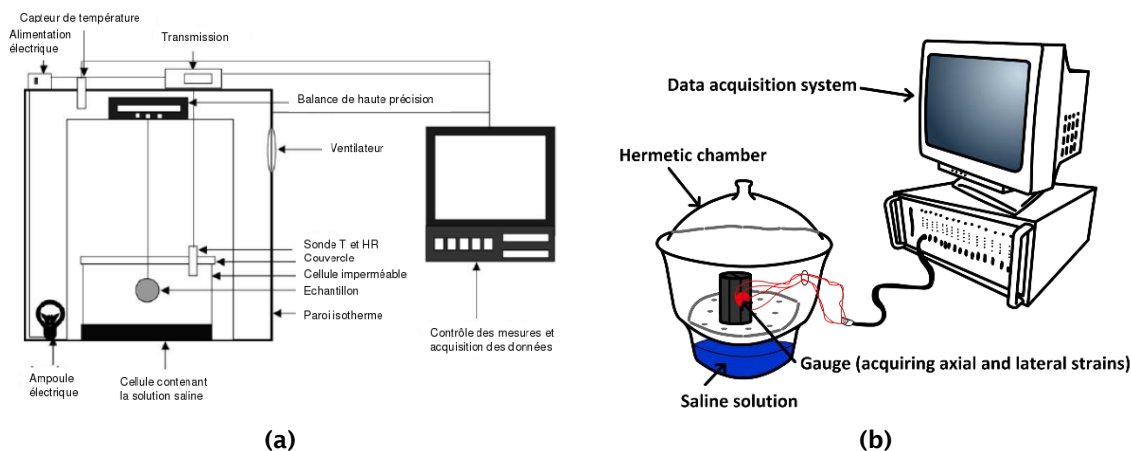


Figure 15 : Schéma du dispositif expérimental de l'essai de séchage, ave acquisition de masse (a) automatique et (b) manuelle

L'acquisition manuelle (figure 15b) a lieu tous les 2 à 8 jours. L'éprouvette est sortie de l'enceinte et posée sur une balance de précision. L'échantillon est généralement sorti moins de deux minutes, ce qui est acceptable au regard de la très faible perméabilité. Des jauges axiales et latérales sont collées sur certains échantillons et enregistrent régulièrement les déformations (toutes les 10 minutes). L'échantillon est soumis à différentes hygrométries consécutives, chaque cycle étant maintenu jusqu'à ce que la variation de masse et/ou les déformations soient équilibrées.

A partir du calage de courbes analytiques et/ou numériques sur les résultats expérimentaux, il est possible de déterminer certains paramètres poromécaniques non-saturés.

7.3 Phénomènes observés

Comme précisé plus haut, l'essai de séchage intéresse particulièrement les géotechniciens. Suites aux essais déjà réalisés, un certain nombre de constatations expérimentales ou numériques a déjà été effectué.

7.3.1 Retrait/gonflement des milieux très peu perméables

Le séchage modifie l'état de saturation du matériau. De ce fait, un gradient de pression liquide apparaît du cœur vers la peau de l'échantillon. Dans les milieux très peu perméables, la lenteur des transferts d'eau accentue ce gradient, et occasionne un retrait différentiel. En conditions drastiques, ce retrait provoque une fissuration, voire une fracturation de l'échantillon (voir partie 7.3.5). Des observations similaires sont menées suite au gonflement engendré par une imbibition. De plus, pour les roches argileuses, l'eau échangée avec l'atmosphère modifie leur structure. Ce propos est illustré par Montes et al (2004) qui observent au MEB environnemental l'effet de cycles de désaturation/resaturation sur les argilites du Cox. Ils constatent une forte propension au retrait/gonflement en présence d'interstratifiés illite-smectite. De plus, les échantillons dits « perpendiculaires » (à droite sur la figure 16) sont plus sensibles à l'eau, puisque les feuillets argileux sont directement en contact avec l'atmosphère à HR contrôlée. L'influence de la composition sur le comportement des argilites du Cox a déjà été soulignée par d'autres auteurs. Chiarelli et al (2003) constatent que si la teneur en argiles augmente, le comportement est plus ductile et moins raide. A l'inverse, une augmentation de carbonates va de pair avec un comportement fragile et une raideur accentuée.

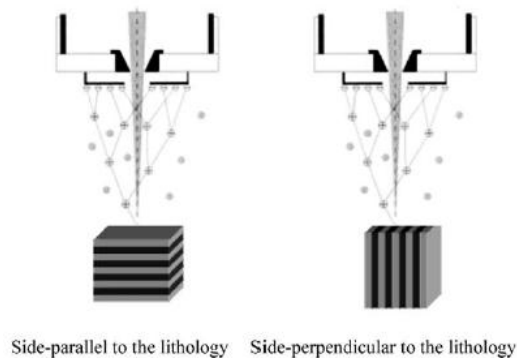


Figure 16 : Deux angles d'observation au MEB : "parallèle" et "perpendiculaire" (d'après Montes et al, 2004)

D'autre part, Pham et al (2007) observent une chute de leur « coefficient de diffusion » (analogue à notre conductivité hydraulique, au sens de l'advection de Darcy) lors de la resaturation d'une argilite du Cox pour une HR forte (85%). Ils supposent que ce résultat est notamment dû au gonflement de minéraux argileux qui obstruent alors certains pores. Ils observent également que la variation de déformation est beaucoup plus forte proche de la saturation (donc aux faibles suctions, figure 17). Ces déformations pourraient être liées au gonflement des minéraux argileux (mais cette hypothèse reste à confirmer).

On admet 3 mécanismes de retrait (dépression capillaire, tension superficielle et pression de disjonction, voir Pham, 2006) liés aux 3 états de l'eau dans les roches argileuses (libre, adsorbée et interlamellaire), contre 2 de gonflement (cristallin et osmotique, voir Cariou, 2010).

7.3.2 Anisotropie et hystérésis mécanique

Le couplage hydromécanique se manifeste sous la forme d'un retrait/gonflement. Pour les argilites du Cox, les déformations enregistrées sont anisotropes, et témoignent de leur structure isotrope transverse (figure 17). Sous chargement mécanique (statique ou dynamique), un rapport d'anisotropie d'environ 2 est habituellement constaté (Escoffier, 2002 ; Sarout et al, 2007 ; Valès, 2008 ; Zhang et Rothfuchs, 2004). Sous chargement hydrique, le rapport semble plus élevé et dépendre de l'état de saturation. Ceci pourrait être imputable au gonflement et à l'endommagement préférentiellement orientés axialement, mais plus de données expérimentales sont nécessaires pour pouvoir l'affirmer.

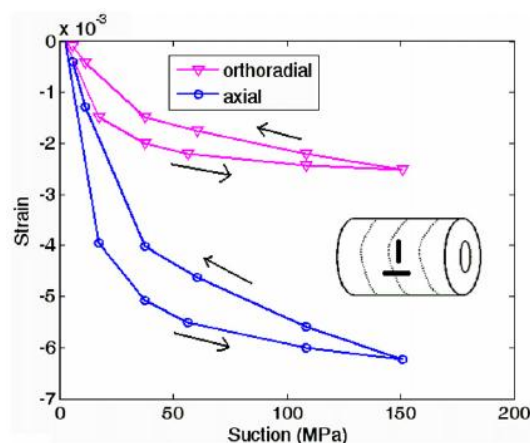


Figure 17 : Anisotropie des déformations dues au couplage hydromécanique (d'après Pham et al, 2007)

Au cours de la désaturation/resaturation, les déformations ainsi que l'évolution du module de Young affichent un comportement hystérétique (Pham et al, 2007 ; Valès, 2008). Les propriétés hydriques et mécaniques sont affectées par ces cycles, et l'hystérésis des déformations résulte a priori des hystérésis capillaire (due à la géométrie des pores, Matthews et al, 1995) et mécanique (due notamment à l'endommagement).

7.3.3 Mode de transport

Deux processus de séchage sont envisagés. Selon le premier, l'eau est évacuée par évaporation au sein de l'échantillon puis par transport de vapeur. Pour le second, l'eau est évacuée par advection sous forme liquide puis évaporation en surface (figure 18).

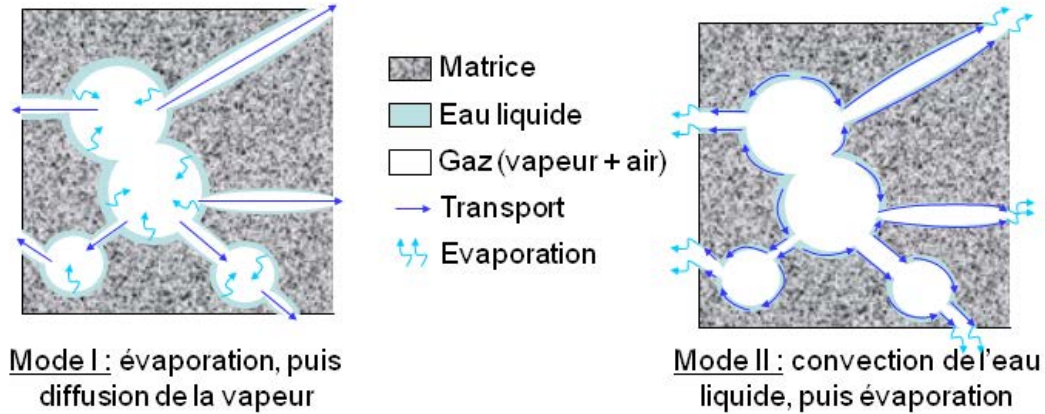


Figure 18 : Modes de transport au cours du séchage de l'échantillon

Sous l'hypothèse d'une advection du gaz négligeable, Mainguy et al (2001) observent numériquement que la majorité de l'eau est transportée sous forme liquide, et valident le second mode de transport. Ils concluent que pour les matériaux à très faible perméabilité ($k_{int} \propto 10^{-21} m^2$), et pour lesquels l'advection de Darcy du gaz est négligeable, les diffusions simultanées et opposées de la vapeur et de l'air sec uniformisent rapidement les concentrations molaires et rendent alors inactif le processus de diffusion. Ainsi, en adoptant un modèle simplifié où seule l'eau liquide est mobile (advection pure), l'auteur retrouve une bonne corrélation avec les résultats. Pour les argilites du Cox, Pham et al (2007) arrivent également à reproduire les variations de masse avec un modèle purement advectif. En revanche, pour les faibles HR, la phase liquide devient discontinue, et le transport s'effectue via la phase gazeuse. Pour de très faibles HR, Daian (1986) propose également un transport de surface de l'eau liquide adsorbée.

Pour des matériaux de plus grande perméabilité ($k_{int} \propto 10^{-4} m^2$), Gérard et al (2009) identifient un mode de transport mixte. Le séchage s'effectue d'abord par transport advectif et évaporation. Puis, lorsque la surface commence à se désaturer, l'advection diminue et devient le facteur limitant (du fait de la réduction de la perméabilité relative). La diffusion de vapeur prédomine alors dans l'échantillon (figure 19).

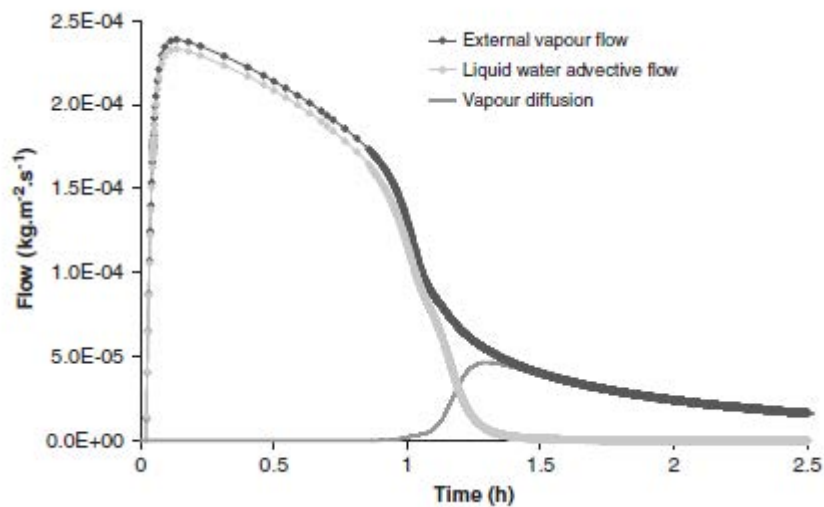


Figure 19 : Evolution des flux à la surface de l'échantillon (d'après Gérard et al, 2009)

7.3.4 Modification du comportement mécanique

Deux constatations expérimentales opposées peuvent être trouvées dans la littérature : certains auteurs (Bornert et al, 2010 ; Chiarelli et al 2003 ; Pham et al, 2007 ; Valès, 2008) observent que plus le matériau est sec, plus il est raide et plus sa résistance à la compression est élevée. Chez d'autres (Lagier et al, 2011 ainsi que leurs références), plus il est sec, moins il est raide et moins sa résistance à la compression est élevée. Ces tendances contradictoires peuvent s'expliquer par différents processus couplés : sous fortes pressions capillaires, les ménisques eau-liquide lient certains grains solides entre eux (Dormieux et al, 2006 ; Kowalski, 2002) et augmentent la raideur apparente ainsi que les résistances à la compression et à la traction. A l'inverse, l'endommagement induit (partie 7.3.5) dégrade les propriétés de la matrice, et la raideur apparente diminue. Lagier et al (2011) constatent par ailleurs que la dégradation du module de Young est due à une compétition entre ouverture de fissures existantes et création de nouvelles.

Selon les résultats de Pham et al (2007), plus l'échantillon est sec, plus le comportement est fragile, et le seuil de dilatance augmente. Bornert et al (2010) observent que les argilites du Cox saturées sont plus susceptibles d'entrer en plasticité. Cette remarque concorde avec le mécanisme de plasticité constaté par Chiarelli et al (2003) : le glissement des feuillets argileux, favorisé en condition saturée.

A partir d'un dispositif de corrélation d'image (« Digital Image Correlation », DIC), Bornert et al (2010) parviennent à observer assez finement le comportement des argilites du Cox (résolution maximale de 1 pixel pour 0,74 μm en Micro-DIC). Les auteurs réalisent des essais de compression uniaxiale à différentes HR contrôlées. A l'échelle de l'échantillon (centimétrique), le comportement à l'état sec est homogène, si bien que les auteurs évaluent la dimension caractéristique du VER à $u_{\text{VER}} \approx 700 \mu\text{m}$. A noter que cette dimension du VER (matrice argileuse-inclusions) n'est valable que pour le comportement élastique sec. Si l'état de saturation ou bien la composition minérale sont modifiés, cette taille caractéristique n'est a priori plus valable. A l'état saturé, le comportement devient hétérogène et est lié aux fissures formées pendant le séchage. Au cours de la resaturation, l'ouverture des fissures constitue environ 50% des déformations totales enregistrées par l'échantillon. Aux fortes HR, le comportement mécanique est réparti en deux zones : à proximité des fissures où les déformations sont grandes (endommagement diffus de la matrice argileuse dû aux fissures proches ?), et loin des fissures où les déformations sont similaires à celles à l'état sec. Ainsi, le changement de comportement entre les états sec et saturé ne semble pas être dû à un changement de la physique de la matrice argileuse, mais bien à la formation de fissures d'ordre centimétrique. A noter qu'en zoomant sur la matrice argileuse à l'état sec (fenêtre d'observation $\sim 50 \mu\text{m}$), les déformations intramatricielles sont hétérogènes. Cette tendance se compense à l'échelle supérieure (matrice-inclusions), et les déplacements de la matrice sont considérés homogènes à cette échelle.

7.3.5 Endommagement induit

Lors du retrait différentiel d'échantillons très peu perméables, certaines zones de l'échantillon peuvent subir de fortes contraintes de traction ou de cisaillement. Si ces contraintes dépassent les seuils, il y a endommagement du matériau (fissuration, voire fracturation). Les fortes contraintes de traction et de cisaillement se trouvent à proximité de la peau de l'échantillon, si bien que l'endommagement se produit essentiellement en surface (Jia et al, 2010 ; Kowalski, 2002 ; Kowalski 2010). Pour un matériau de plus grande perméabilité, les gradients de liquide sont moins grands, le retrait est plus limité voire quasi-absent, et l'échantillon ne présente pas de fissures (même pour un séchage drastique, Gérard et al, 2009).

Montes et al (2004) observent deux types d'endommagement de la matrice selon le type de minéraux argileux en présence : endommagement progressif au cours des cycles de désaturation/resaturation pour les minéraux non-gonflants, et endommagement complexe (ouverture/fermeture) pour les argiles gonflantes. Les auteurs identifient un deuxième mécanisme, qui apparaît à l'interface inclusion-matrice. Le contraste de dureté engendre des incompatibilités de déformation, qui elles-mêmes provoquent un décollement de la matrice à l'interface (« debonding »).

Lagier et al (2011) proposent un dispositif pour étudier ce phénomène (sur une matrice cimentaire à inclusions de grès). Un nombre variable d'inclusions cylindriques (de tailles également variables) est ceinturé par une matrice cimentaire (figure 20). Le complexe ciment-inclusions est de faible épaisseur de façon à réduire le gradient de pression liquide dans l'échantillon.

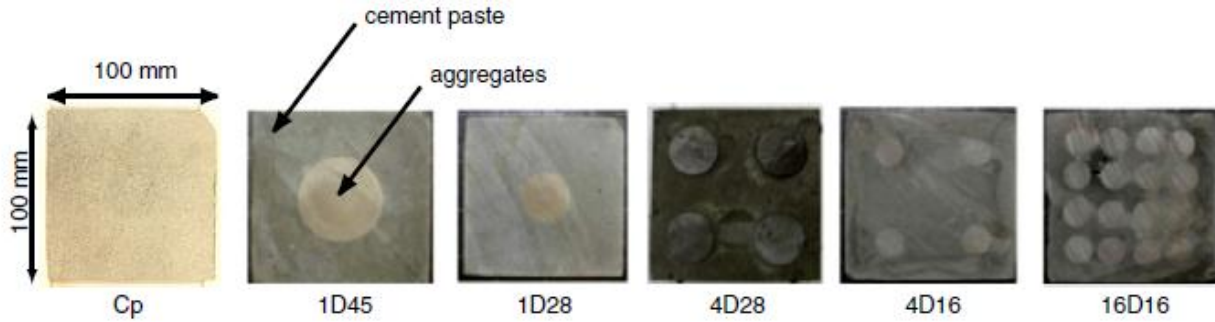


Figure 20 : Inclusions prises dans une matrice cimentaire (Cp : ciment seul ; XDY : X inclusions de diamètre Y mm) (d'après Lagier et al, 2011)

Au cours du séchage de l'échantillon de ciment (Cp sur la figure 20), aucun endommagement n'est observé. Pour les autres échantillons, un endommagement se produit par décollement à l'interface inclusion-matrice, puis par propagation de fissures radiales autour des inclusions. Ce dispositif permet bien de reproduire un endommagement par incompatibilité de déplacement. Les inclusions influencent le séchage du complexe matrice-inclusions. Elles ne sont pas affectées par le séchage (porosité bien plus faible que celle de la matrice). En outre, plus le rapport inclusions/matrice augmente, moins il y a de retrait du complexe (inclusions plus indurées) et plus les variations de masses sont importantes (plus il y a d'inclusions, plus il y a d'endommagement et plus le transport est facilité).

D'un point de vue numérique, l'endommagement induit par le retrait différentiel peut-être modélisé par des modèles diffus, tels que décrits dans la partie 3.4. Pour le séchage d'un béton, De Sa et al (2008) constatent qu'un modèle d'endommagement orthotrope reproduit plus fidèlement les mesures expérimentales qu'un modèle isotrope. Cependant, le gain d'information est limité comparé à la perte de simplicité : un modèle isotrope semble pouvoir suffire. A l'inverse, les modèles diffus ne peuvent rendre compte de l'endommagement par incompatibilité de déformation, et des modèles basés sur des maillages non-adaptatifs sont à utiliser (Lagier et al, 2011).

A titre informatif, la surveillance des événements acoustiques au cours du séchage peut permettre d'optimiser le séchage de matériaux divers (bois, argiles, fruits...). Ce point est particulièrement intéressant pour améliorer le rendement des séchages industriels. Un séchage optimal est obtenu en contrôlant l'HR de l'air plutôt que sa température (Kowalski et Pawlowski, 2011).

Au vu de ces considérations expérimentales, un modèle physique est proposé.

7.4 Modèle hydromécanique couplé

7.4.1 Milieu poreux non-saturé

Le milieu poreux est vu comme la superposition de deux continua : une matrice solide déformable et un espace poreux saturé par deux fluides (eau liquide et gaz). Le gaz est un mélange idéal de vapeur d'eau et d'air sec :

$$p_g = p_v + p_a \quad (123)$$

L'eau liquide est en équilibre avec sa vapeur (loi de Kelvin, équation (20)) :

$$p_c = -\rho_l \frac{RT}{M_v} \ln h_r \quad (124)$$

Les relations de VGM (25) sont retenues pour les propriétés non-saturées. Des premières interprétations semblaient indiquer que la saturation en liquide résiduelle était négligeable, et donc $S_{le} \approx S_l$:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_l(p_c) = \left(1 + \left(\frac{p_c}{p_r} \right)^n \right)^{-m} \\ k_l^{rel}(S_l) = \sqrt{S_l} \left(1 - (1 - S_l^{1/m})^m \right)^2 \\ k_g^{rel}(S_l) = \sqrt{1 - S_l} (1 - S_l^{1/m})^{2m} \end{array} \right. \quad (125)$$

7.4.2 Loi de comportement de la matrice

7.4.2.1 Poroélasticité

Du fait de la très faible perméabilité des argilites du Cox, l'essai est considéré comme isotherme (partie 7.1). Dans ces conditions, la loi poroélastique isotrope non-linéaire pour un milieu non-saturé se présente sous forme incrémentale (équations (59) et (61)) :

$$\left\{ \begin{array}{l} d\sigma_{ij} = d\sigma'_{ij} + d\sigma_p \delta_{ij} \\ d\sigma_p = -b(dp_g - S_l dp_c) \\ dm_a = C_{g\varepsilon} d\varepsilon_v + C_{gc} dp_c + C_{gg} dp_g \\ dm_l + dm_v = C_{l\varepsilon} d\varepsilon_v + C_{lc} dp_c + C_{lg} dp_g \end{array} \right. \quad (126)$$

L'expression des coefficients de couplage hydromécanique C_{ij} est donnée par les équations (60). Pour mémoire, les C_{ij} dépendent notamment de la saturation (et de sa dérivée) ainsi que des pressions partielles.

Le tenseur des contraintes doit par ailleurs vérifier l'équilibre mécanique :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0} \quad (127)$$

Dans le cas d'un matériau isotrope transverse, la loi de comportement fait intervenir un couplage anisotrope (équation (62a)). Par ailleurs, la variation de porosité est également affectée par l'anisotropie (62b), et modifie les écritures des apports de masse fluide dans les équations (126).

7.4.2.2 Plasticité non-associée

Pour tenir compte des éventuelles déformations anélastiques, une loi plastique est introduite. Le critère et le potentiel plastique utilisés sont une extension de ceux proposés par Hoxha et al (2007). La surface de charge s'écrit selon la contrainte effective équivalente :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_p(\boldsymbol{\sigma}, \gamma_p) = \sigma'_{eq} + \alpha(I'_1) I'_1 - R(\gamma_p) \leq 0 \\ \alpha(I'_1) = \alpha_\infty + (\alpha_0 - \alpha_\infty) e^{I'_1 / I_1^0} \\ R(\gamma_p) = (R_0 + H\gamma_p) \left(1 - \omega_M e^{-\gamma_p / \gamma_p^0} \right) \end{array} \right. \quad (128)$$

où $\sigma'_{eq} = \sqrt{3/2 \mathbf{s} : \mathbf{s}}$, $\mathbf{s}' = \boldsymbol{\sigma}' - I'_1/3 \boldsymbol{\delta}$ et $I'_1 = Tr(\boldsymbol{\sigma}')$ [Pa] sont les contraintes effectives équivalente, déviatorique et volumique, $\gamma_p = \sqrt{3/2 \mathbf{e}^p : \mathbf{e}^p}$ [-] le cisaillement plastique, $\mathbf{e}^p = \boldsymbol{\varepsilon}^p - \varepsilon_v^p/3 \boldsymbol{\delta}$ et $\varepsilon_v^p = Tr(\boldsymbol{\varepsilon}^p)$ [-] les déformations plastiques déviatorique et volumique, α_0 et α_∞ [-] les coefficients réglant l'angle de friction interne, R_0 et H [Pa] les paramètres de cohésion, et $\omega_M, \gamma_p^0, I_1^0$ [-]/[-]/[Pa] des paramètres d'ajustement.

La surface de charge est isotrope non-cinématique. Elle peut être vue comme un intermédiaire entre les modèles parabolique et de Drucker-Prager. La dépendance $R(\gamma_p)$ permet de prendre en compte l'érouissage plastique (figure 21), et la relation $\alpha(I'_1)$ introduit l'effet « stabilisant » de la pression de confinement.

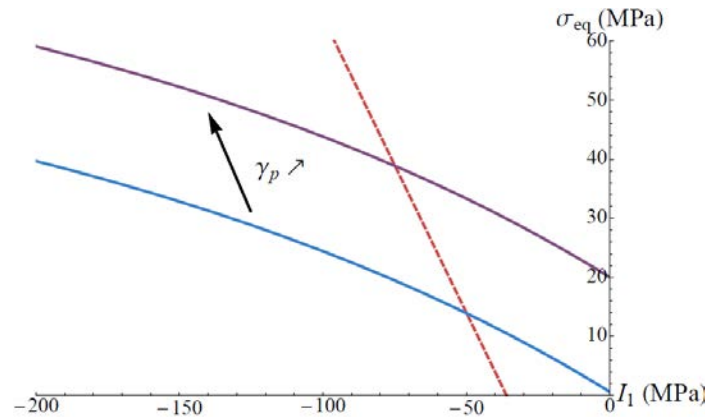


Figure 21 : Exemple d'évolution de la surface de charge lors d'un essai triaxial (bleu : début d'essai, violet : fin d'essai, rouge : chemin de chargement).

Le potentiel plastique est différent du critère de plasticité, mais s'en inspire :

$$\begin{cases} Q_p(\boldsymbol{\sigma}, \gamma_p) = \sigma'_{eq} + \psi(I'_1) I_1'^0 \\ \psi(I'_1) = \psi_\infty + (\psi_0 - \psi_\infty) e^{I'_1/I_1^0} \end{cases} \quad (129)$$

où ψ_0 et ψ_∞ [-] sont les coefficients réglant l'angle de dilataance.

Le modèle plastique permet de prendre en compte un érouissage du matériau, une dégradation du module tangent ainsi qu'un seuil contractance-dilataance (si ψ_0 et ψ_∞ sont de signes opposés). En revanche, le comportement post-pic n'est pas traité.

L'endommagement n'a pas fait partie des priorités de cette thèse et n'a pas été pris en compte dans les modélisations. Pour compléter ces travaux, une loi d'endommagement pourrait être introduite.

7.4.3 Lois d'écoulement

L'advection du liquide et du gaz obéissent à la loi de Darcy généralisée, et la diffusion de la vapeur dans le gaz est régie par la diffusion de Fick. Les flux massiques du liquide, de la vapeur et de l'air sec sont donnés par les équations (12) :

$$\begin{cases} \mathbf{J}_l = \mathbf{J}_{l\,adv} = -\rho_l \frac{k_l^{rel}(S_l)}{\mu_l} \mathbf{k}_{int} \cdot \nabla p_l \\ \mathbf{J}_i = -\rho_i \frac{k_g^{rel}(S_l)}{\mu_g} \mathbf{k}_{int} \cdot \nabla p_g - p_g \frac{M_i}{RT} D_{va}(p_g, T) f(\phi, S_g) \nabla C_i \end{cases} \quad (130)$$

Les conservations des masses s'obtiennent à partir des équations (16):

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (m_l + m_v) = -\nabla \cdot (\mathbf{J}_l + \mathbf{J}_v) \\ \frac{\partial}{\partial t} m_{as} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_{as} \end{cases} \quad (131)$$

7.4.4 Equations de champ non-linéaires

En injectant la loi de comportement (126) et les lois d'écoulement (130) dans les conservations des masses (131), il vient :

$$\begin{cases} C_{l\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} + C_{lc} \frac{\partial p_c}{\partial t} + C_{lg} \frac{\partial p_g}{\partial t} = \nabla \cdot (K_{lc} \nabla p_c + K_{lg} \nabla p_g) \\ C_{g\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} + C_{gc} \frac{\partial p_c}{\partial t} + C_{gg} \frac{\partial p_g}{\partial t} = \nabla \cdot (K_{gc} \nabla p_c + K_{gg} \nabla p_g) \end{cases} \quad (132)$$

Les coefficients $K_{ij} [kg.m^{-1}.s^{-1}.Pa^{-1}]$ dépendent notamment des pressions capillaire et de gaz :

$$\begin{cases} K_{lc} = \frac{k_l^{rel}}{\mu_l} k_{int} \rho_l + \frac{F(p_g - p_v) \rho_v^2}{p_g^2 \rho_l} \\ K_{lg} = -\frac{k_l^{rel}}{\mu_l} k_{int} \rho_l - \frac{k_g^{rel}}{\mu_l} k_{int} \rho_v - \frac{F(p_g - p_v) \rho_v (p_g \rho_v - p_v \rho_l)}{p_g^3 \rho_l} \\ K_{gc} = -\frac{F p_v \rho_a \rho_v}{p_g^2 \rho_l} \\ K_{gg} = \rho_a \left(-\frac{k_g^{rel}}{\mu_l} k_{int} + F \frac{p_v}{p_g^3} \left(-p_v + \frac{p_g \rho_v}{\rho_l} \right) \right) \end{cases} \quad (133)$$

où $F = \frac{D_{va} f(\phi, S_g)}{C_v (1 - C_v)} [m^2.s^{-1}]$ est le coefficient de diffusion de Fick.

En conditions anisotropes, les équations (126) sont modifiées (intervention du tenseur de Biot). En conséquence, l'écriture des équations de champ (132) est modifiée.

7.4.5 Hypothèse sur la pression de gaz

Dans les milieux poreux très peu perméables, le temps caractéristique du transport du gaz est souvent très petit devant celui du transport du liquide. Dans ce cas, l'hypothèse classique consiste à prendre une pression de gaz constante, égale à la pression atmosphérique (Giraud et al, 2007 ; Masmoudi et Prat, 1991). Mainguy et al (2001) constatent numériquement que la pression de gaz est variable au cours d'un essai de séchage sur un ciment induré (« hardened cement paste ») ($k_{int} \propto 10^{-21} m^2$). Cette surpression ne peut être imputée à l'accumulation locale de vapeur par évaporation au sein du milieu poreux, car p_v est limitée par la pression de vapeur saturante (largement inférieure à la surpression observée). Le modèle utilisé par l'auteur néglige le transfert Darcéen du gaz, donc l'eau évaporée est transportée par diffusion vers la surface de l'échantillon. D'après la loi de Fick une diffusion de l'air se produit alors simultanément et en sens contraire à celle de la vapeur, et une arrivée d'air sec compense le départ de vapeur. Contrairement à p_v , p_a n'est pas soumise à une limite physique et est à l'origine de la surpression de gaz.

Toutefois, les auteurs considèrent un transport purement diffusif du gaz. Cette justification repose sur les pertes de masse observées. En réalité, le résultat prouve que les masses transportées par advection du gaz sont négligeables, mais pas forcément le processus d'advection en lui même.

Dans le travail présenté ici, aucune hypothèse sur la pression de gaz n'a été faite.

7.5 Conditions initiales et aux limites

Les CI et CL sont conditionnées par l'HR de l'air ambiant. On rappelle que la loi de Kelvin lie la quantité de vapeur dans l'air à la pression régnant aux interfaces liquide-gaz. Les conditions en HR sont donc transformées en conditions en pression capillaire.

7.5.1 Condition initiale

A l'état initial, l'échantillon est considéré en équilibre avec l'air (de HR h_r^0). Les pressions de gaz et de vapeur ainsi que l'état de contrainte sont admis comme uniformes dans l'échantillon.

$$\begin{cases} p_c^0 = p_c(x, t = 0) = -\frac{\rho_l RT}{M_v} \ln(h_r^0) \\ p_g(x, t = 0) = p_{atm} \\ p_v(x, t = 0) = p_v^{sat}(T) h_r^0 \\ \sigma_{ij}(x, t = 0) = -p_{atm} \delta_{ij} \end{cases} \quad (134)$$

7.5.2 Condition aux limites

A l'instant t_0^+ , une nouvelle solution saline est introduite dans la cellule. La nouvelle HR dans la chambre h_r^{imp} impose une pression capillaire sur le contour $\partial\Omega$. La condition à la limite est donnée par :

$$\begin{cases} p_c^{imp} = p_c(x \in \partial\Omega, t > t_m) = -\frac{\rho_l RT}{M_v} \ln(h_r^{imp}) \\ p_g(x \in \partial\Omega, t > 0) = p_{atm} \\ \sigma \cdot \mathbf{n}(x \in \partial\Omega, t > 0) = -p_{atm} \end{cases} \quad (135)$$

où $\mathbf{n} [-]$ est la normal sortante au contour $\partial\Omega$ et $t_m [s]$ le temps d'équilibrage de l'atmosphère.

L'homogénéisation de l'HR dans la chambre n'est pas instantanée. Elle requiert un laps de temps t_m , évalué à 5 heures par un hygromètre dans une précédente étude (Giraud et al, 2009). Des tests numériques complémentaires montrent également que les résultats ne sont pas sensibles à ce paramètre s'il est inférieur à t_m^{lim} jour. Ce temps est très petit devant la durée totale caractéristique de l'essai t_∞ : $t_m/t_\infty \approx 1\%$ pour les cas testés en figure 22.

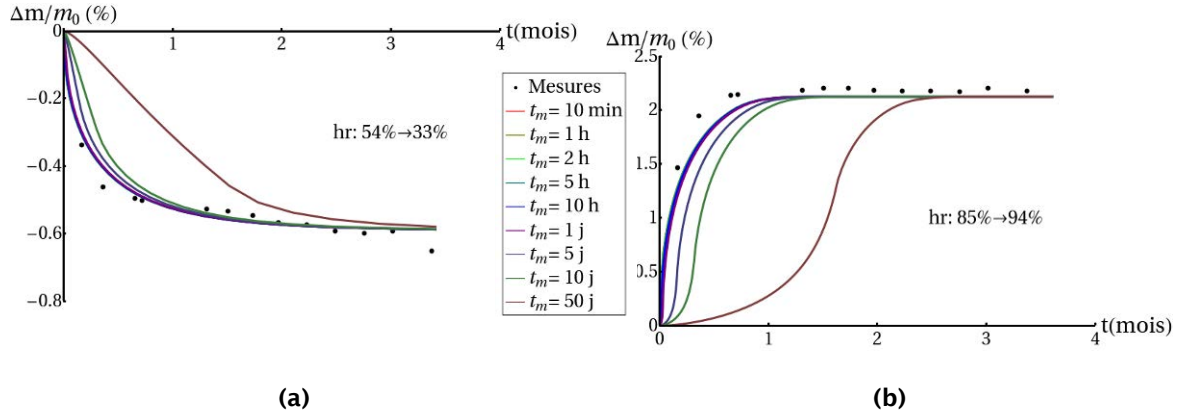


Figure 22 : Influence du temps d'équilibrage t_m sur les variations de masse des échantillons (a) 32883-1 ($t_\infty \approx 3.4$ mois) et (b) 32887-11 ($t_\infty \approx 3.6$ mois)

L'amplitude du chargement $\Delta h_r = h_r^{\text{imp}} - h_r^0$ ne semble pas influencer la valeur de t_m^{lim} . Ceci est à relier à la très faible perméabilité du matériau : quelque soit Δh_r , le temps caractéristique d'équilibrage de l'atmosphère est petit devant celui des transferts dans l'échantillon.

Au cours de la phase de stabilisation, un chargement linéaire est appliqué :

$$p_c(x \in \partial\Omega, t_m \geq t > 0) = p_c^0 + \frac{t}{t_m} (p_c^{\text{imp}} - p_c^0) \quad (136)$$

7.5.3 Remarque sur le choix de la CL

La loi de Kelvin suppose que les changements de phase sont instantanés, et est une simplification de la CL réelle. Cette hypothèse est cependant acceptable pour une atmosphère immobile (Giraud et al, 2007 ; Giraud et al, 2009 ; Hoxha et al, 2004 ; Shao et al, 2005a), en accord avec le dispositif expérimental présenté en figure 14. Pour étudier l'influence d'un air soufflé, un dispositif de séchage convectif existe (Erriguible et al, 2005 ; Gérard et al, 2009 ; Masmoudi et Prat, 1991). Les conditions aux limites pour ce type d'appareillage sont discutées dans la partie 7.7.

7.6 Modélisation par éléments finis

7.6.1 Code aux éléments finis : Code_Aster

Les équations de champ (132), ainsi que les CI (134) et CL (135) constituent le problème physique à résoudre. Les coefficients C_{ij} et K_{ij} ainsi que les relations $k_i^{\text{rel}}(S_i)$ et $S_i(p_c)$ rendent les équations fortement non-linéaires. De plus, l'essai de séchage ne peut pas être considéré comme unidimensionnel (effets bi- ou tridimensionnels à l'origine de contraintes de cisaillement, voir parties 12.2.3.7 et 12.2.5.3). Il n'existe pas de solution analytique au problème posé, et des modélisations numériques sont requises.

Parmi les méthodes disponibles (différences finies, volumes finies, éléments distincts,...), celle des éléments finis (FEM) a pu être appliquée à des problèmes de mécanique des milieux continus complexes : élastoplasticité, couplage THM, couplage chemomécanique (Chen et al, 2009 ; Jia et al, 2008 ; Nguyen et al, 2007). La FEM peut également être utilisée pour modéliser des milieux endommagés (Gatmiri et Arson, 2008 ; Levasseur et al, 2010), bien que la question de continuité se pose. Sans s'étendre sur le sujet, précisons que de nombreuses optimisations ont été développées pour traiter de problèmes précis : material point method (MPM) pour les grandes déformations (Beuth et al, 2010), Extended FEM (XFEM) pour les milieux fissurés (Moes et al, 2002), méthode Arlequin pour la modélisation multi-échelles (Hu et al, 2010),...

Dans cette étude, nous avons opté pour le code aux éléments finis Code_Aster. Son développement par EDF remonte à 1989, initialement prévu pour la sûreté des ouvrages nucléaires. Des mises à jour régulières enrichissent le code, qui gère aujourd'hui des problèmes mécaniques complexes et appliqués à divers types de matériaux. Ce logiciel a notamment été choisi pour la qualité de son développement, la richesse des phénomènes pris en charge et son accessibilité (code source en fortran et python essentiellement). Etant sous distribution libre, il est également possible de « surcharger » le code avec ses propres développements, ce qui a été le cas ici. L'implantation numérique du modèle n'est pas détaillée ici. On pourra se référer à Giraud et al (2009), et au site des développeurs (<http://www.code-aster.org>).

Schématisons toutefois la procédure de calcul du Code_Aster dans les grandes lignes. A chaque itération, Aster calcule directement les déformations généralisées aux nœuds des éléments finis, qui sont les inconnues de la formulation variationnelle. Pour le couplage HM en 3D, il y a 5 déformations généralisées : déplacements (ξ_x, ξ_y, ξ_z) , pression de gaz p_g et pression capillaire p_c . Les contraintes généralisées et variables internes sont ensuite déterminées aux points de Gauss des différents éléments à partir des lois de comportement, de transfert et de conservation ainsi que de l'équation de compatibilité (tableau 3). Dans le cas HM 3D, il y a 38 contraintes généralisées :

- tenseurs de contraintes effective $(\sigma'_{xx}, \sigma'_{yy}, \sigma'_{zz}, \sigma'_{xy}, \sigma'_{xz}, \sigma'_{yz})$ et totale $(\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{xy}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz})$,
- contrainte de pore équivalente σ_p ,
- apports massiques des fluides (m_l, m_v, m_{as}) ,
- flux des fluides $(J_{lx}, J_{ly}, J_{lz}, J_{vx}, J_{vy}, J_{vz}, J_{asx}, J_{asy}, J_{asz})$,
- pressions et masses volumiques de certains constituants p_l, p_{as} et ρ_{vp}, ρ_{as} ,
- et masse d'eau évaporée $m_{l \rightarrow v}$.

Les variables internes sont au nombre de 4 : variation de la masse volumique du liquide $\rho_l - \rho_l^0$, variation de porosité $\phi - \phi^0$, variation de pression de vapeur $p_v - p_v^0$ et saturation en liquide S_l .

Pour plus de détails sur la procédure de résolution, le lecteur est prié de se référer aux documents R7.01.10 et R7.01.11 sur le site du Code_Aster.

7.6.2 Maillage

La FEM nécessite un maillage, codé via le logiciel libre Salome (<http://salome-platform.org/>).

La démarche pour la modélisation de l'essai de séchage consiste à considérer l'échantillon isotrope dans un premier temps. D'après les conventions adoptées (partie 8.4), les paramètres axiaux pourront être estimés. La symétrie des chargements et de la structure permettent de se concentrer sur un quart du plan principal de l'échantillon. Le comportement 3D axisymétrique est ensuite retrouvé par révolution (figure 23).

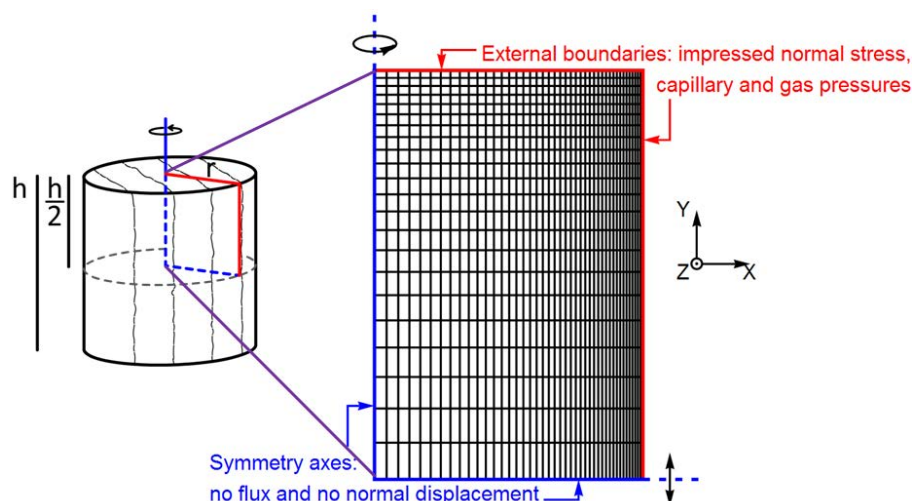


Figure 23 : Maillage bidimensionnel pour la modélisation du séchage d'un échantillon. Pour les essais étudiés, les plans d'isotropie sont verticaux mais l'échantillon est supposé isotrope dans la modélisation plan

Une fois les propriétés axiales obtenues, un maillage 3D s'impose pour estimer les paramètres latéraux (modèle anisotrope). Compte tenu des symétries, seul un huitième de l'échantillon peut être maillé (figure 24).

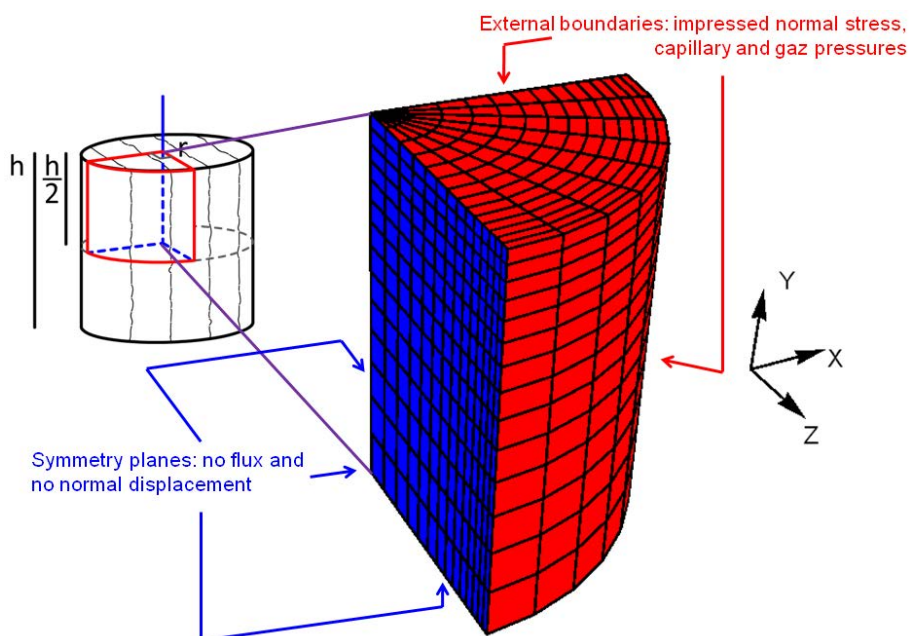


Figure 24 : Maillage tridimensionnel pour la modélisation du séchage d'un échantillon anisotrope (les plans d'isotropie verticaux admettent Z pour normale)

Les maillages sont raffinés à proximité des bords externes puisque de forts déplacements et contraintes sont attendus dans cette zone (voir partie 7.3.5).

7.7 Un autre dispositif : l'essai de séchage convectif

L'essai de séchage présenté ici est basé sur une atmosphère statique. Des essais de séchages convectifs peuvent également être étudiés, où de l'air est soufflé dans la cellule (Erriguible et al, 2005 ; Gérard et al, 2009 ; Pel et al, 1996). Il faut alors considérer le couplage entre les transferts au sein du milieu poreux et l'écoulement de l'air ambiant. La température et l'HR de l'air sont contrôlées par un humidificateur (« steam generator ») et une batterie chaude (« heating channel »). Sa vitesse est également imposée (figure 25).

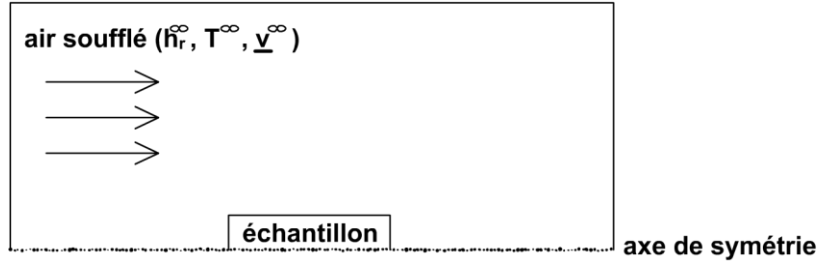


Figure 25 : Schéma du dispositif de séchage convectif (inspiré de Erriguible et al, 2005)

Pour ce type d'essai, définir la condition à l'interface milieu poreux/air ambiant est plus épineux que dans le cas d'une atmosphère immobile. L'hydrodynamique du système (l'écoulement externe) est définie à l'échelle microscopique. En revanche, les phénomènes physiques dans le milieu poreux suivent une description continue (de Vries, 1987 ; Whitaker, 1998) : les équations sont écrites à l'échelle mésoscopique, en moyennant les lois microscopiques sur le VER. Ainsi, l'échelle de description diffère a priori selon le côté de l'interface. D'après Masmoudi et al (1991), si la longueur caractéristique de l'écoulement extérieur est suffisamment grande devant l'échelle des pores, les niveaux de description des deux côtés de l'interface sont comparables ($u_{VER} \approx u_{externe}$). Cependant, le VER dépend de la taille des hétérogénéités de distribution des fluides et est de dimension supérieure à celle des pores. En conséquence, pour pouvoir comparer les équations de part et d'autre de l'interface, la taille des hétérogénéités doit être petite devant celle de l'écoulement extérieur. Masmoudi et al (1991) constatent que pour un dispositif à larges hétérogénéités, la modélisation surestime de 10% la densité du flux massique à l'interface. Classiquement, les modèles de transfert sont basés sur l'existence d'une couche limite à l'interface : c'est le lieu des échanges de chaleur et de masse entre l'échantillon et l'atmosphère. En étudiant la nature asymptotique de l'interface (lorsque le diamètre caractéristique des pores est très petit devant la dimension de l'interface ($u_{pores} \ll u_{interface}$) ou que la perméabilité tend vers 0), Levy et Sanchez Palencia (1975) mettent en évidence cette couche limite. Ils décomposent l'interface en trois zones :

- Une zone externe, similaire à une limite dynamique classique,
- Une zone interne dans laquelle la loi de Darcy est valide,
- Une zone intermédiaire (la couche limite), dont l'épaisseur est de l'ordre de u_{pores} .

Sous l'hypothèse d'une couche limite, les densités des flux de chaleur et de masse à l'interface peuvent être modélisées au moyen de coefficients d'échange. Gérard et al (2009) proposent d'écrire le flux normal de vapeur selon la masse volumique de la vapeur d'eau (Steeman et al, 2009) :

$$J_v^{\partial\Omega} = \alpha(S_w^{\partial\Omega}) \times (\rho_v^{\partial\Omega} - \rho_v^\infty) \quad (137)$$

où $J_v^{\partial\Omega} [kg.m^{-2}.s^{-1}]$ est la composante normale du flux de vapeur, $\alpha(S_w^{\partial\Omega}) [m.s^{-1}]$ le coefficient de transfert de masse, $S_w^{\partial\Omega} [-]$ le degré de saturation à la surface $\partial\Omega$ de l'échantillon, et ∞ l'indice désignant l'écoulement libre (ou l'atmosphère où les conditions sont imposées).

La chaleur est évacuée directement et par vaporisation de l'eau. Le flux de chaleur de la surface vers l'atmosphère est donné par :

$$q^{\partial\Omega} = L \times J_v^{\partial\Omega} - \beta \times (T^\infty - T^{\partial\Omega}) \quad (138)$$

où $q^{\partial\Omega} [W.m^{-2}]$ est le flux de chaleur, $L [J.kg^{-1}]$ la chaleur latente de vaporisation de l'eau et $\beta [W.m^{-2}.K^{-1}]$ le coefficient de transfert de chaleur.

Les coefficients d'échange dépendent éventuellement des conditions climatiques de l'atmosphère. Pour leur matériau d'étude (silts d'Awans, $k_{\text{int}} \propto 10^{-4} \text{ m}^2$), les auteurs ont obtenu de bonnes corrélations avec un β constant et un α linéaire : $\alpha(S_w^{\infty}) = \alpha \times S_w^{\infty}$. D'un point de vue asymptotique, la résolution des équations de transport externe et interne s'opère en deux étapes : d'abord, l'écoulement externe est caractérisé avec une condition de non-glissement à l'interface (« no slip condition », l'interface est considérée imperméable). Ensuite, les transferts dans le milieu poreux sont évalués en imposant à l'interface les conditions fixées par l'écoulement externe. Ces conditions sont modélisées au moyen des densités de flux des transferts. En réalité, l'hydrodynamique de l'écoulement externe est conditionnée par la nature rugueuse de l'interface. Un glissement apparaît à l'interface, perturbant l'écoulement. Certains auteurs proposent d'utiliser un coefficient à l'interface pour simuler ces perturbations (Beavers et Joseph, 1967). Grâce à la puissance de calcul des ordinateurs actuels, la résolution directe et simultanée des équations de transport internes et externes est possible. Erriguible et al (2005) modélisent le séchage convectif d'un échantillon de bois en résolvant les équations de Navier-Stokes dans l'atmosphère. La condition à la limite n'est plus obtenue par une couche limite, mais par une définition plus rigoureuse des densités de flux à l'interface. Les lois d'écoulement sont écrites sous une forme conservative :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (139)$$

où $U [USI]$ est une grandeur variable (ex : température), et $\mathbf{J} [USI]$ sa densité de flux.

Les CL sont alors données par les continuités des flux de chaleur et de masse, ainsi que par celles de la température et des fractions massiques des composants (quantité d'eau, air sec). Bien entendu, ces flux sont écrits à condition que l'échelle de l'écoulement externe et la taille du VER soient comparables.

Pour les deux types de modèle (couche limite et résolution complète), les mêmes phénomènes sont observés. La partie du milieu poreux la plus proche de la source de l'écoulement est sujette à un effet de paroi (« leading edge effect », voir figure 26). Cet effet ne peut être retrouvé avec une modélisation 1D dans le milieu poreux. Des modélisations 2D, voire 3D, sont donc préférables.

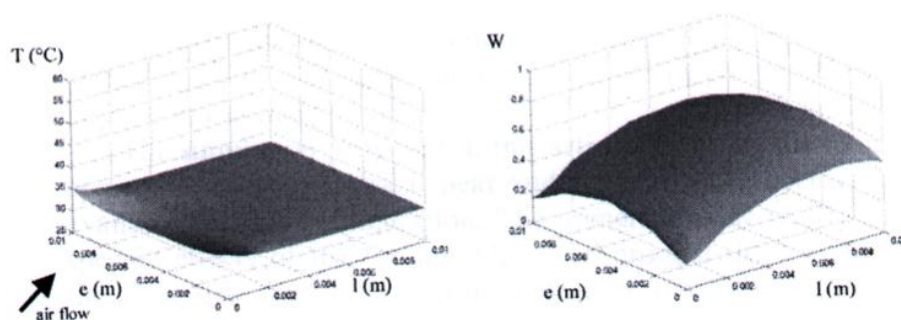


Figure 26 : Profils de température et de teneur en eau dans l'échantillon au bout de 3h (d'après Erriguible et al, 2005)

En conditions non-isothermes, trois phases sont typiquement observées pendant le séchage :

- Une période de chauffe de l'échantillon : le taux d'évaporation augmente à la surface de l'échantillon. La température de l'échantillon croît jusqu'à atteindre la température de bulbe humide T_h en surface.
- Un intervalle à séchage constant : toute l'énergie fournie par l'atmosphère sert à évaporer l'eau liquide. La température en surface reste constante et égale à T_h . Cette étape continue tant que l'apport d'eau liquide par l'échantillon est suffisant pour maintenir le taux d'évaporation. Dans le cas d'une modélisation par couche limite, l'évaporation se produit au sein de cette épaisseur qui est supposée rester saturée au cours de cette phase.
- Chute du flux : les transferts diminuent dans l'échantillon, et le taux d'évaporation décroît. La température de l'échantillon augmente progressivement vers celle de l'air ambiant.

Néanmoins, ces trois phases ne sont pas toujours observables. Par exemple, dans le cas d'un séchage à très faible HR, le transport de vapeur dans l'échantillon est un facteur limitant et la phase à température constante n'existe pas (Gérard et al, 2009).

8. Méthode d'interprétation : approche inverse

Le modèle présenté en partie 7.4 introduit un certain nombre de paramètres, qui peuvent être estimés grâce aux mesures expérimentales. Le but de cette étude est, connaissant les mesures γ^{mes} et les chargements $\mathbf{F}$, de trouver les paramètres $\mathbf{c}$ d'un modèle physique : c'est un problème d'estimation, résolu par approche inverse. Le problème direct peut être formulé via un opérateur différentiel $L(\mathbf{u}(\mathbf{c}), \mathbf{c}) = \mathbf{F}$, où γ^{mes} apparaît comme un échantillonnage de la solution $\mathbf{u}$. Une notation plus explicite est obtenue en introduisant un opérateur $\mathbf{A}$, faisant le lien entre les paramètres inconnus et les mesures (Lecampion, 2002) :

$$\begin{aligned} A: C^{ad} &\rightarrow \Gamma \\ \mathbf{c} &\rightarrow \gamma^{mes} = \mathbf{A}(\mathbf{c}) \end{aligned} \quad (140)$$

où C^{ad} et Γ sont les espaces des paramètres admissible et des mesures.

L'estimation par approche inverse consiste à trouver la solution $\mathbf{c} \in C^{ad}$ telle que $\mathbf{A}(\mathbf{c}) = \gamma^{mes}$, où l'opérateur $\mathbf{A}$ et les mesures γ^{mes} sont connues. En réalité, le problème inverse complet est décomposé en deux parties : identification et estimation. L'identification vise à trouver les caractéristiques du modèle (EDP, lois de comportement, CI...), et l'estimation à évaluer les paramètres de ces caractéristiques (Carrera et al, 2005). Pour l'identification, les erreurs existent à plusieurs niveaux du modèle (formulation, discrétisation, CL, ...). Plusieurs modèles peuvent être comparés pour en déduire lequel est le plus apte à décrire les données expérimentales (elles aussi entachées d'erreurs). Pour départager plusieurs modèles, les critères (Akaike, Bayes, Kashyap, Hannan, ...) sont basés sur le principe de parcimonie (Carrera et al, 2005 ; Dai et al, 2008 ; Chen et al. 1999). Dans cette étude, un seul modèle est considéré et ses paramètres sont estimés pour qu'il corresponde au mieux aux mesures.

8.1 Fonctionnelle

8.1.1 Définition

L'estimation peut être complexe, puisque $\mathbf{A}$ est souvent non-linéaire et obtenu numériquement. De plus, des erreurs peuvent biaiser l'objectivité de l'équation (8) : erreurs dans les mesures γ^{mes} , les équations de champ (soit dans $\mathbf{A}$), les CI ou les CL (Kool et al, 1988). La solution exacte peut ne pas exister, et une solution optimale est recherchée par minimisation d'une fonctionnelle :

$$\mathbf{c}^* = \text{Arg min}_{\mathbf{c} \in C^{ad}} \chi(\mathbf{c}) \quad (141)$$

La fonctionnelle $\chi(\mathbf{c})$ quantifie l'erreur entre les mesures γ^{mes} et les prédictions $\mathbf{A}(\mathbf{c})$. Une formulation par moindre carrés est adoptée, pour sa stabilité. Toutefois, les moindres carrés sont sensibles aux valeurs orphelines (ex : effet levier en régression linéaire) :

$$\chi(\mathbf{c}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n_{mes}} w_i (A_i(\mathbf{c}) - \gamma_i^{mes})^2. \quad (142)$$

où n_{mes} est le nombre de mesures, et w_i le poids de la i-ème mesure.

Sous forme matricielle, la fonctionnelle dépend d'une matrice poids $\mathbf{W}$:

$$\chi(\mathbf{c}) = \frac{1}{2} (\mathbf{A}(\mathbf{c}) - \gamma^{mes}) \mathbf{W}^{-1} (\mathbf{A}(\mathbf{c}) - \gamma^{mes}) \quad (143)$$

En admettant que les mesures soient indépendantes, la matrice poids s'écrit comme produit de deux matrices diagonales $\mathbf{W} = \mathbf{C} \mathbf{D}$. $\mathbf{C}$ est une matrice de covariance, et traduit la confiance des mesures. $\mathbf{D}$ est une matrice d'adimensionnement, et devient indispensable si l'inversion porte sur plusieurs types de mesures (d'ordres de grandeurs différents). Dans le cas où toutes les mesures sont effectuées par le même appareil et/ou qu'aucune intempérie ne vient perturber l'acquisition, l'homoscédasticité des mesures peut être considérée : $\mathbf{C} = \delta_{nmes}$, matrice identité d'ordre n_{mes} . Le terme « matrice poids » est utilisé pour désigner indifféremment $\mathbf{W}$ et $\mathbf{W}^{-1}$, bien que la définition rigoureuse des poids est donnée par les coefficients de $\mathbf{W}^{-1}$.

8.1.2 Enrichissement

Sous certaines conditions, le problème inverse est bien posé et conduit à une solution unique (Hornung et al, 1982). Néanmoins, il est mal posé dans la majorité des cas, et trois difficultés peuvent apparaître : non-unicité de la solution, instabilité du problème et/ou non-identifiabilité des paramètres. Il y a non-unicité si plusieurs jeux de paramètres satisfont à la minimisation de la fonctionnelle (« fond de vallée » plat dans la représentation de la fonctionnelle). Un paramètre est non-identifiable si la fonctionnelle y est peu ou pas sensible. La fonctionnelle est instable si de faibles variations dans les données engendrent de fortes perturbations dans les estimations. Des méthodes ont été proposées pour faire face à ces problèmes, mais ne garantissent pas à 100% la convergence de l'algorithme vers la solution optimale : augmenter le nombre de mesures, imposer des bornes aux paramètres, ajouter de l'information a priori (Weiss et al, 1998), diversifier les types de mesures (Toorman et al, 1992)... On parle d'enrichissement de la fonctionnelle.

8.1.2.1 Information a priori

Si des informations ont déjà été récoltées sur les paramètres à estimer, elles peuvent être injectées dans la fonctionnelle via un terme a priori :

$$\chi(\mathbf{c}) = \frac{1}{2} (\mathbf{A}(\mathbf{c}) - \gamma^{mes}) \mathbf{W}^{-1} (\mathbf{A}(\mathbf{c}) - \gamma^{mes}) + \frac{1}{2} (\mathbf{c} - \mathbf{c}^{pr}) \mathbf{U}^{-1} (\mathbf{c} - \mathbf{c}^{pr}) \quad (144)$$

où $\mathbf{c}^{pr}$ sont les valeurs des paramètres a priori, et $\mathbf{U} = \mathbf{C}^{pr} \mathbf{D}^{pr}$ leur matrice poids décomposée en matrices de covariance et d'adimensionnement.

D'un point de vue pratique, l'information a priori lisse la fonctionnelle et limite l'occurrence de minima locaux. Néanmoins, le terme a priori peut déstabiliser la fonctionnelle et est à utiliser avec précaution. Weiss et al (1998) définissent notamment deux types de paramètres a priori : efficaces et responsables. Les premiers sont les paramètres qui stabilisent le mieux le problème. Les seconds sont les paramètres pour lesquels une erreur dans l'information a priori aura le moins de conséquences sur l'estimation des autres paramètres.

8.1.2.2 Diversification des données

Selon le type de mesure inversé, la fonctionnelle n'aura pas la même sensibilité aux paramètres. En diversifiant les types de données dans la fonctionnelle, la sensibilité et la stabilité sont améliorées (Toorman et al, 1992). La fonctionnelle s'écrit alors :

$$\chi(\mathbf{c}) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{nt} (\mathbf{A}_j(\mathbf{c}) - \gamma_j^{mes}) \mathbf{W}_j^{-1} (\mathbf{A}_j(\mathbf{c}) - \gamma_j^{mes}) \quad (145)$$

où n_j est le nombre de types de mesures, $\mathbf{A}_j(\mathbf{c}) - \gamma_j^{mes}$ et $\mathbf{W}_j$ les erreurs entre mesures et calculs et la matrice poids pour le j-ème type.

Les matrices poids sont décomposées en matrices de covariance et d'adimensionnement $\mathbf{W}_j = \mathbf{C}_j \cdot \mathbf{D}_j$. Si la même confiance est placée dans toutes les mesures ($\mathbf{C}_j = \delta_{nmesj}$, n_{mes}^j étant le nombre de mesures du j-ème type), les matrices poids se résument aux matrices d'adimensionnement. Proposer une bonne formulation pour les $\mathbf{D}_j$ est primordial, pour éviter que les mesures de faibles ordres de grandeurs ne passent inaperçues devant celles de forts ordres de grandeurs. Par exemple, Kool et al (1988) confrontent des mesures de teneur en eau et de charges hydrauliques. Ils proposent d'adimensionner par la moyenne au carré des mesures, soit $\mathbf{W}_j = \mathbf{D}_j = E^2(\gamma_j^{mes}) \delta_{nmesj}$, $E(\cdot)$ étant l'espérance. Sur la même réflexion, Beydoun et al (2006) adimensionnent par l'amplitude des mesures au carré, pour éviter les cas où $E(\gamma_j^{mes}) = 0$, $\mathbf{W}_j = \mathbf{D}_j = (\max(\gamma_j^{mes}) - \min(\gamma_j^{mes}))^2 \delta_{nmesj}$.

Certains auteurs réactualisent les poids à chaque itération. Dai et al (2008) réévaluent la matrice d'adimensionnement à l'itération k (en fait, son inverse $\mathbf{D}_j^{k-1}$) en fonction des erreurs à l'itération k-1 :

$$\mathbf{D}_j^{k-1} = \frac{\mathbf{D}_j^{k-1-1}}{e_j(\mathbf{c}^{k-1})/n_{mes}^j} \quad (146)$$

$e_j(\mathbf{c}^{k-1})$ est l'erreur sur le j-ème type de données à l'itération k-1, et s'écrit $e_j(\mathbf{c}^{k-1}) = (\mathbf{A}_j(\mathbf{c}^{k-1}) - \gamma_j^{mes}) \mathbf{W}_j^{k-1-1} \cdot (\mathbf{A}_j(\mathbf{c}^{k-1}) - \gamma_j^{mes})$. La matrice poids à l'itération k-1 est bien sûr donnée par $\mathbf{W}_j^{k-1} = \mathbf{D}_j^{k-1}$. En remarquant que le rapport $e_j(\mathbf{c}^{k-1})/n_{mes}^j$ fait office de moyenne des erreurs mesures/calculs pour le j-ème type de données, $\mathbf{D}_j^k$ s'ajustera de façon à ce que si l'erreur sur le j-ème type de donnée est trop importante, alors sa fiabilité (c'est-à-dire son poids $\mathbf{W}_j^{k-1} = \mathbf{D}_j^{k-1}$) diminue, et donc sa contribution à la fonctionnelle aussi. Avec une telle définition, les $\mathbf{D}_j^k$ s'acquittent bien d'adimensionner les données ($\mathbf{D}_j^{k-1} \propto 1/e_j(\mathbf{c}^{k-1})$), et tiennent compte du fait que plus le nombre d'observations sur une donnée est grand, plus cette donnée est fiable ($\mathbf{D}_j^{k-1} \propto n_{mes}^j$).

8.1.3 Sensibilité aux paramètres

Au cours de la procédure d'estimation, les dérivées de $\mathbf{A}(\mathbf{c})$ par rapport aux paramètres doivent être évaluées (partie 8.3). Ce sont les sensibilités de la fonctionnelle :

$$\delta_{ci} \mathbf{A} = \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{c})}{\partial c_i} \delta c_i \quad (147)$$

A chaque itération de l'inversion, les sensibilités doivent être calculées. Puisque $\mathbf{A}$ est rarement défini analytiquement, des simulations numériques deviennent nécessaires. Il existe plusieurs méthodes pour estimer les dérivées de $\mathbf{A}$, parmi lesquelles les différences finies (FDM), la différentiation directe (DDM) et l'état adjoint (AM) sont les plus connues (Gu et al, 2009 ; Lecampion, 2002). La FDM a été retenue ici, comme méthode la plus simple et la plus générique. Pour évaluer la sensibilité au i-ème paramètre, la

valeur numérique de $\mathbf{A}$ doit être calculée au point considéré $\mathbf{c} = (c_1, c_2, \dots, c_i, \dots, c_{n_{par}})$ (n_{par} étant le nombre de paramètres) et au point perturbé $\mathbf{c} + \delta\mathbf{c}_i = (c_1, c_2, \dots, c_i + \delta c_i, \dots, c_{n_{par}})$:

$$\delta_{ci}\mathbf{A} = \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{c})}{\partial c_i} \delta c_i \approx \frac{\mathbf{A}(\mathbf{c} + \delta\mathbf{c}_i) - \mathbf{A}(\mathbf{c})}{\delta c_i} \delta c_i = \mathbf{A}(\mathbf{c} + \delta\mathbf{c}_i) - \mathbf{A}(\mathbf{c}) \quad (148)$$

$n_{par} + 1$ calculs directs sont à effectuer à chaque itération, ce qui constitue le défaut majeur de la FDM : de grands besoins en temps de calculs.

De plus, $\delta_{ci}\mathbf{A}$ quantifie l'influence d'une variation de c_i sur celle de $\mathbf{A}$. L'analyse de sensibilité apporte alors des informations sur le dimensionnement des expériences : les estimations de paramètre les plus précises (variances les plus faibles) se font là où les sensibilités sont les plus fortes. Lorsque plusieurs types de mesures γ_j^{mes} sont à disposition, les sensibilités permettent de prévoir lesquelles donnent la meilleure qualité d'estimation. A partir des sensibilités, il est possible de prévoir quels sont les paramètres les plus faciles à identifier, quel type de mesure sera le plus efficace et où les mesures seront les plus sensibles (dans l'espace=positionnement des capteurs, et dans le temps=instants d'acquisition, voir Beydoun et al, 2006 ; Lecampion et al 2002). Ces deux points sont particulièrement intéressants lors du dimensionnement d'essais in situ (coûteux et peu reproductibles). Une analyse de sensibilité avant toute simulation est un gain de temps considérable pour l'interprétation des calculs.

8.2 Qualité d'un modèle

Différents modèles conduisent à des représentations de la réalité plus ou moins fidèles. La qualité d'un modèle dépend de trois paramètres : l'incertitude sur sa structure, l'incertitude sur la valeur de ses paramètres, et l'incertitude associée à ses prédictions. L'incertitude sur la structure concerne le problème d'identification et n'est pas abordée ici.

8.2.1 Incertitude sur l'estimation

Lorsque l'algorithme d'estimation converge, un jeu de paramètres final $\mathbf{c}_f$ est trouvé. Selon les perturbations qui biaisent l'estimation, $\mathbf{c}^f$ peut être très différent de $\mathbf{c}^*$. L'intervalle de confiance de $\mathbf{c}^f$ est obtenu à partir de sa matrice de covariance, qui s'écrit au premier ordre :

$$\mathbf{C}^f = s^{f2} (\mathbf{J}^{fT} \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{J}^f)^{-1} \quad (149)$$

où $s^2 = \frac{e_j(\mathbf{c}^f)}{n_{mes} - n_{par}}$ et $\mathbf{J}^f$ sont l'estimateur de la variance des erreurs la matrice jacobienne pour le jeu de paramètres final $\mathbf{c}^f$.

Pour chaque paramètre c_i , l'intervalle de confiance au risque α est alors donné par (Kool et al, 1998) :

$$p(c_i^f - tC_{ii}^f \leq c_i^* \leq c_i^f + tC_{ii}^f) = 1 - \alpha \quad (150)$$

où C_{ii}^f est la i-ème composante de la diagonale de $\mathbf{C}^f$, c_i^f et c_i^* les valeurs estimée finale et réelle du paramètre, et $t = t_{1-\alpha/2}$ la valeur seuil d'une variable aléatoire T suivant une loi de Student à $n_{obs} - n_p$ degrés de liberté.

Les tests statistiques sont basés sur de l'algèbre linéaire. Par conséquent, les relations (149) et (150) ne sont qu'approximatives dans le cas non-linéaire. En outre, $\mathbf{c}^f$ doit être suffisamment proche du minimum absolu $\mathbf{c}^*$ de la fonctionnelle ce qui ne peut pas être garanti dans tous les cas.

8.2.2 Incertitude sur la prédiction

Les modèles sont validés sur des mesures expérimentales afin de montrer leur aptitude à prédire les réponses sous d'autres sollicitations. L'incertitude sur la prédiction découle des incertitudes sur le modèle et l'estimation. Il existe plusieurs méthodes pour quantifier l'incertitude de la prédiction : approximation linéaire, approximation non-linéaire, et méthodes de Monte Carlo.

L'approximation linéaire repose sur la matrice de covariance a posteriori (Carrera et al, 2005) :

$$\mathbf{C}^{post} = \mathbf{J}^{fT} \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{J}^f + \mathbf{U}^{-1} \quad (151)$$

où $\mathbf{C}^{pr}$ est à ajouter si de l'information a priori a été introduite.

Ainsi, la variance d'une grandeur h prédite par le modèle (h dépendant des paramètres du modèle $\mathbf{c}$) est :

$$V(h) = \left(\frac{\partial h}{\partial \mathbf{c}} \right)^T \cdot \mathbf{C}^{post} \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial \mathbf{c}} \right) + \sigma_p^2 \quad (152)$$

où σ_p^2 est la variance des erreurs du qui ne sont pas dues aux paramètres (par exemple, incertitude sur le modèle).

La variance d'une prédiction h dépend alors de sa sensibilité aux paramètres ($\partial h / \partial \mathbf{c}$), et de l'incertitude sur les paramètres du modèle ($\mathbf{C}^{post}$).

L'approximation non-linéaire calcule numériquement les variances, et en donne des évaluations plus précises (Vecchia et al, 1987 ; Carrera et al, 2005). A noter que l'information a priori peut modifier les intervalles de confiance non-linéaires.

Les méthodes de Monte Carlo consistent à lancer un grand nombre de simulations directes avec des jeux de paramètres distincts. Ces méthodes permettent de trouver des densités de probabilité des variances, mais sont très coûteuses en temps de calculs.

8.3 Optimisation de l'estimation

Les algorithmes d'optimisation facilitent la recherche du nouveau jeu de paramètre $\mathbf{c}^k$ à partir du jeu précédent $\mathbf{c}^{k-1}$. Plusieurs algorithmes existent parmi lesquels la méthode de Levenberg-Marquardt qui propose une approximation au second ordre de la fonctionnelle. C'est une méthode puissante, mais coûteuse en temps de calculs (besoin de la matrice jacobienne). Carrera et al (2005) proposent d'utiliser un algorithme couplant les méthodes de quasi-Newton et de gradient conjugué. Cette méthode est plus rapide que celle de Levenberg-Marquardt, mais moins robuste. Après comparaison, Cooley (1985) conclut que la méthode de Levenberg-Marquardt est plus efficace que des algorithmes de types quasi-Newton ou gradient conjugué. Néanmoins, le risque de blocage aux minima locaux est toujours présent.

Au voisinage d'un jeu de paramètres donné $\mathbf{c}$, la fonctionnelle peut se développer (à l'ordre 2 et en tenant compte de l'information a priori) par :

$$\chi(\mathbf{c} + \delta\mathbf{c}) \approx \chi(\mathbf{c}) + \nabla_{\mathbf{c}}\chi(\mathbf{c})^T \delta\mathbf{c} + \frac{1}{2} \delta\mathbf{c}^T \nabla_{\mathbf{c}}^2\chi(\mathbf{c}) \delta\mathbf{c} \quad (153)$$

où $\nabla_{\mathbf{c}}\chi(\mathbf{c}) = \mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{y} + \mathbf{U}^{-1} \cdot \mathbf{y}^{prior}$ et $\nabla_{\mathbf{c}}^2\chi(\mathbf{c}) = \mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{G} + \sum_{i=1}^{nmes} \mathbf{Q}(i) \times (\mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{y})_i + \mathbf{U}^{-1}$ sont les gradients d'ordres 1 et 2, $\mathbf{y} = \mathbf{A}(\mathbf{c}) - \gamma^{mes}$ et $\mathbf{y}^{prior} = \mathbf{c} - \mathbf{c}^{pr}$ les vecteurs des erreurs sur les mesures et sur l'information a priori, $G_{ij} = \frac{\partial y_i}{\partial c_j}$ la matrice gradient (ou jacobienne) et $Q_{mn}(i) = \frac{\partial^2 y_i}{\partial c_m \partial c_n}$ la matrice hessienne du i-ème calcul $A_i(\mathbf{c})$.

Lorsque la fonctionnelle est minimale, son gradient est nul. La condition de stationnarité est donnée (à l'ordre 2) par :

$$\nabla_{\mathbf{c}}\chi(\mathbf{c}) + \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{c}}^2\chi(\mathbf{c}) \delta\mathbf{c} = \mathbf{0} \quad (154)$$

Injectée dans le développement (153) de la fonctionnelle au voisinage de $\mathbf{c}$, la stationnarité amène bien $\chi(\mathbf{c} + \delta\mathbf{c}) \approx \chi(\mathbf{c})$. La méthode de Levenberg-Marquardt propose de simplifier la matrice hessienne par une matrice diagonale proportionnelle à la matrice gradient (Gill et al, 1981) :

$$\nabla_{\mathbf{c}}^2\chi(\mathbf{c}) \approx \mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{G} + \lambda \mathbf{D}^{diag}(\mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{G}) + \mathbf{U}^{-1} \quad (155)$$

où λ est le facteur d'amortissement, et $\mathbf{D}^{diag}(\mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{G})$ la diagonale de la matrice $\mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{G}$.

Le facteur λ évolue d'une itération à l'autre, selon la variation du gradient de la fonctionnelle. Si le gradient diminue entre deux itérations (i.e. la « pente » s'adoucit), λ diminue. Si le gradient augmente entre deux itérations (i.e. la « pente » se raidit), λ augmente aussi. C'est un comportement similaire à celui du Hessien (dérivées d'ordre 2). Lorsque λ est faible, l'algorithme est proche de celui de Gauss-Newton et lorsque λ est fort, l'algorithme se rapproche de celui de plus grande pente. La variation du jeu de paramètres $\delta\mathbf{c}$ découle des résultats (154) et (155) :

$$\delta\mathbf{c} = -2(\mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{G} + \lambda \mathbf{D}^{diag}(\mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{G}) + \mathbf{U}^{-1})^{-1} \cdot (\mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{y} + \mathbf{U}^{-1} \cdot \mathbf{y}^{prior}) \quad (156)$$

En reprenant l'écriture de Giot (2004), la variation devient :

$$\begin{cases} \delta\mathbf{c} = 2\mathbf{a}^{-1} \cdot \boldsymbol{\beta} \\ \mathbf{a} = ((1 + \lambda)(G_{ki} G_{lj} W_{kl}^{-1}) \delta_{ij} + (G_{ki} G_{lj} W_{kl}^{-1})(1 - \delta_{ij}) + U_{ij}^{-1}) \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_j \\ \boldsymbol{\beta} = -\nabla_{\mathbf{c}}\chi(\mathbf{c}) = -\mathbf{G}^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{y} - \mathbf{U}^{-1} \cdot \mathbf{y}^{prior} \end{cases} \quad (157)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Dans le cas où les matrices d'adimensionnement sont diagonales, l'expression de α se simplifie :

$$\alpha = \left((1 + \lambda) \frac{G_{ki}^2}{W_{kk}} + \frac{1}{U_{ii}} \right) \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i + \frac{G_{ki} G_{lj}}{W_{kk}} (1 - \delta_{ij}) \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_j \quad (158)$$

Le nouveau jeu de paramètre est alors donné par :

$$\mathbf{c}^k = \mathbf{c}^{k-1} + 2\alpha^{-1} \cdot \beta \quad (159)$$

Pour limiter d'éventuelles fluctuations $\delta \mathbf{c}$ trop grandes, il est possible d'imposer des bornes aux paramètres : si un paramètre c_i dépasse une de ses bornes lors d'un pas de calcul, il est projeté sur la borne dépassée. Gill et al (1981) apportent un degré de liberté aux bornes : si un paramètre dépasse une borne, le calcul sur l'itération suivante est conduit avec ce paramètre « anormal » (en dehors des bornes). Si le nouveau résultat ramène le paramètre à l'intérieur des bornes, alors le calcul se poursuit. En revanche, si le nouveau résultat ne ramène pas le paramètre à l'intérieur des bornes, il est projeté sur la borne. Si l'estimation finale $\mathbf{c}^f$ comporte des paramètres fixés à leurs bornes, il est conseillé de relancer le calcul à partir d'un jeu de paramètres initial différent.

Les méthodes inverses apportent de l'objectivité aux résultats. Ce sont également des outils très flexibles qui s'adaptent à tout type de dispositif expérimental. Toutefois, elles sont à utiliser avec précaution puisqu'elles donnent toujours un résultat, même si celui-ci est peu réaliste (valeurs de paramètres aberrantes). Les inversions doivent systématiquement être utilisées avec un regard critique, et en les enrichissant au maximum : information a priori, diversification des données, minimisation du nombre de paramètres... Les algorithmes d'inversion sont sujets aux minimas locaux, et doivent éventuellement être accompagnés d'études a posteriori. Malgré leurs instabilités lorsqu'elles sont confrontées à des cas complexes, les méthodes inverses peuvent être appliquées aux géomatériaux (Giot et al, 2006 ; Giot et al, 2011 ; Giraud et al, 2009 ; Kajberg and Wikman, 2007 ; Yun and Shang, 2011 ; Zhou et al, 2007).

8.4 Application à l'essai de séchage

L'essai de séchage s'apparente à un problème d'estimation, puisque les paramètres $\mathbf{c}$ doivent être retrouvés à partir de la connaissance du modèle $\mathbf{A}(\mathbf{c})$ et des mesures expérimentales γ^{mes} . La fonctionnelle adoptée est présentée, ainsi que les paramètres retenus pour l'inversion.

8.4.1 Fonctionnelle de l'essai de séchage

Pour chaque échantillon, l'inversion est menée sur les variations de masse $\mathbf{M}^{mes}$, les déformations axiales $\mathbf{E}_{ax}^{mes}$ et les déformations latérales $\mathbf{E}_{lat}^{mes}$ (seulement $\mathbf{M}^{mes}$ et $\mathbf{E}_{ax}^{mes}$ pour le cas 2D). Si toutes les mesures sont regroupées dans un seul vecteur γ^{mes} , ses N_m premières composantes seront les masses, les N_{ax} suivantes les déformations axiales, et les N_{lat} dernières les déformations latérales (où les N_j sont le nombre de mesures de chaque type). Pour le cas bidimensionnel axisymétrique, les déformations axiales et latérales ne peuvent pas être retrouvées simultanément (anisotropes, pour un modèle isotrope). Les déformations axiales ont été retenues, puisqu'on peut considérer qu'elles fournissent des informations plus objectives. Comme détaillé dans la partie 12.2.1.3, les plans d'isotropie sont verticaux dans les échantillons et les jauges n'ont pas forcément été collées aux mêmes endroits d'un échantillon à l'autre. Les déformations axiales sont a priori moins sensibles à la schistosité, puisque la même déformation est censée être mesurée où que soit positionnée la jauge. Par exemple sur la figure 27, les jauges 1 et 2 enregistrent la même déformation axiale, mais différentes déformations latérales (où la jauge 1 est dans le plan d'isotropie).

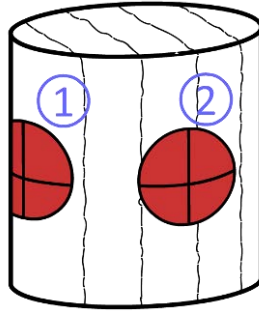


Figure 27 : Sensibilité des déformations latérales à la schistosité, selon la position de la jauge

Les matrices de covariance $\mathbf{C}$ et d'adimensionnement $\mathbf{D}$ sont détaillées ci-après. Les poids sont déduits de $\mathbf{W}^{-1} = \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{C}^{-1}$. Bien qu'acquises par des méthodes et appareils différents, les mesures de masse et de déformation sont considérées homoscédastiques. Cependant, la priorité de l'inversion est de recaler l'état final (le plateau), et éventuellement la cinétique. Les mesures de masse et de déformation sont affectées d'une covariance de 2 sur la phase transitoire (en général, le premier mois de l'essai). Les termes de la matrice de covariance sont donnés par :

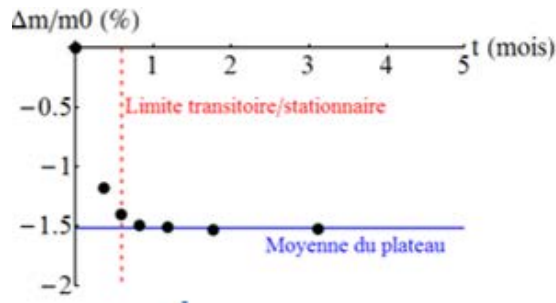
$$C_{ii} = \begin{cases} 2 & i \in [1; N_m^{\text{lim}}] \\ 1 & i \in [N_m^{\text{lim}} + 1; N_m] \\ 2 & i \in [N_m + 1; N_m + N_{ax}^{\text{lim}}] \\ 1 & i \in [N_m + N_{ax}^{\text{lim}} + 1; N_m + N_{ax}] \\ 2 & i \in [N_m + N_{ax} + 1; N_m + N_{ax} + N_{lat}^{\text{lim}}] \\ 1 & i \in [N_m + N_{ax} + N_{lat}^{\text{lim}} + 1; N_m + N_{ax} + N_{lat}] \end{cases} \quad (160)$$

où N_j^{lim} est le nombre de données sur la phase transitoire du j-ème type de mesures (masses ou déformations axiales). Un exemple simplifié est donné en figure 28.

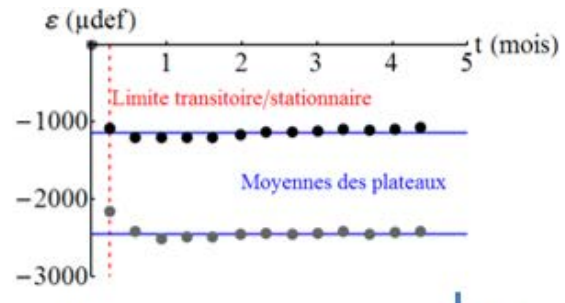
La matrice d'adimensionnement tient compte de deux aspects : l'ordre de grandeur des différentes mesures (coefficients $\kappa_{\text{magn}}^{\text{ax}}$ et $\kappa_{\text{magn}}^{\text{lat}}$) et le nombre de mesures (coefficients $\kappa_{\text{glob}}^{\text{ax}}$ et $\kappa_{\text{glob}}^{\text{lat}}$) :

$$D_{ii} = \begin{cases} 1 & i \in [1; N_m] \\ \kappa_{\text{magn}}^{\text{ax}} \times \kappa_{\text{glob}}^{\text{ax}} & i \in [N_m + 1; N_m + N_{ax}] \\ \kappa_{\text{magn}}^{\text{lat}} \times \kappa_{\text{glob}}^{\text{lat}} & i \in [N_m + N_{ax} + 1; N_m + N_{ax} + N_{lat}] \end{cases} \quad (161)$$

Les κ_{magn} réduisent les données aux mêmes ordres de grandeur (masses en grammes, et déformations en μdef i.e. 10^{-6}). L'accent est mis sur les plateaux des mesures (la phase transitoire a un poids moins important), et les κ_{magn} sont donnés par $\kappa_{\text{magn}}^j = (E_{\text{plat}}(\mathbf{E}_j^{\text{mes}}) / E_{\text{plat}}(\mathbf{M}^{\text{mes}}))^2$, j se rapporte aux déformations axiales ou latérales, et $E_{\text{plat}}(\cdot)$ est la moyenne de la dernière moitié des mesures. Les $\kappa_{\text{glob}}^j = N_j / N_m$ assurent le même poids global aux masses et aux déformations axiales (dizaines de mesures de masses contre milliers de mesures de déformations). Un exemple simplifié de détermination des κ est donné en figure 28.



a. Variation de masse relative



b. Déformations axiale (noir) et latérale (gris)

$$\begin{cases} N_m = 7 \\ N_m^{\text{lim}} = 3 \\ E_{\text{plat}}(\mathbf{M}^{\text{mes}}) = -1.52 \end{cases}$$

$$\begin{cases} N_{\text{ax}} = N_{\text{lat}} = 14 \\ N_{\text{ax}}^{\text{lim}} = N_{\text{lat}}^{\text{lim}} = 2 \\ E_{\text{plat}}(\mathbf{E}_{\text{ax}}^{\text{mes}}) = -1142 \\ E_{\text{plat}}(\mathbf{E}_{\text{lat}}^{\text{mes}}) = -2450 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \kappa_{\text{glob}}^{\text{ax}} = N_{\text{ax}} / N_m = 2 \\ \kappa_{\text{glob}}^{\text{lat}} = N_{\text{lat}} / N_m = 2 \\ \kappa_{\text{magn}}^{\text{ax}} = (E_{\text{plat}}(\mathbf{E}_{\text{ax}}^{\text{mes}}) / E_{\text{plat}}(\mathbf{M}^{\text{mes}}))^2 \approx 0.57e6 \\ \kappa_{\text{magn}}^{\text{lat}} = (E_{\text{plat}}(\mathbf{E}_{\text{lat}}^{\text{mes}}) / E_{\text{plat}}(\mathbf{M}^{\text{mes}}))^2 \approx 2.62e6 \end{cases}$$

c. Obtention des coefficients

$$\mathbf{C}_m = \begin{matrix} & \xrightarrow{N_m} \\ \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & & 1 & 0 & 0 & 0 \\ S & Y & M & & 1 & 0 & 0 \\ & & & & & 1 & 0 \\ & & & & & & 1 \end{pmatrix} \\ \xleftarrow{N_m^{\text{lim}}} \end{matrix} \quad \mathbf{C}_{\text{ax}} = \mathbf{C}_{\text{lat}} = \begin{matrix} & \xrightarrow{N_{\text{ax}} = N_{\text{lat}}} \\ \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & 1 & 0 & 0 & 0 \dots \\ & & & 1 & 0 & 0 \\ S & Y & M & & 1 & 0 \\ & & & & & 1 \end{pmatrix} \\ \xleftarrow{N_{\text{ax}}^{\text{lim}} = N_{\text{lat}}^{\text{lim}}} \end{matrix}$$

d. Matrices de covariance

$$\mathbf{D}_m = \delta_{N_m} \quad \mathbf{D}_{\text{ax}} = 1.14e6 \times \delta_{N_{\text{ax}}} \quad \mathbf{D}_{\text{lat}} = 5.24e6 \times \delta_{N_{\text{lat}}}$$

e. Matrices d'adimensionnement

Figure 28 : Exemple de calculs des coefficients de la matrice poids. La matrice $\mathbf{C}$ (resp. $\mathbf{D}$) est obtenue en assemblant les 3 matrices $\mathbf{C}_j$ (resp. $\mathbf{D}_j$). La matrice poids est alors donnée par $\mathbf{W}^{-1} = \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{C}^{-1}$.

De plus, le jeu de paramètres initial $\mathbf{c}^0$ est recherché (par méthode directe) déjà proche de la solution optimale. Des bornes sont également imposées : si un paramètre sort de ses bornes, il est fixé à la borne dépassée. De cette manière, la divergence de l'algorithme est limitée.

8.4.2 Paramètres à estimer : analyse de sensibilité

Avant de lancer tout calcul inverse, il est judicieux d'effectuer une analyse de sensibilité. Comme précisé dans la partie 8.1.3, les $\delta_{ci} \mathbf{A}$ sont évaluées par FDM. Les calculs directs de l'essai de séchage sont assez rapides (de 15 à 20 minutes), et reposent sur un nombre de paramètres relativement petit (4, voir plus bas). Dans ces conditions, la FDM reste bien adaptée. Pour les cas un plus complexes, la DDM semble plus appropriée (Gu et al, 2009).

Un premier essai de séchage est simulé par méthode directe pour rechercher un jeu de paramètres optimal $\mathbf{c}^*$. Une fois $\mathbf{c}^*$ obtenu, les sensibilités sont évaluées au voisinage de l'optimum. Une perturbation de 1% est utilisée, i.e. $c_i + \delta c_i = 1.01c_i$ pour tous les paramètres testés. Précisons que des simulations préalables semblaient indiquer que la saturation résiduelle pouvait être négligée $S_{lr} \approx 0$, et une valeur nulle a été considérée dans toute l'étude.

8.4.2.1 Modélisation bidimensionnelle

L'influence de 6 paramètres est étudiée : paramètres de VGM (n, m, p_r), paramètres poroélastiques (E_O, b) et perméabilité intrinsèque (k_{int}). La sensibilité aux conditions initiale et aux limites (respectivement p_c^0, p_c^{imp}) est également testée. Les sensibilités sont calculées pour le premier palier de l'échantillon 2 (chargement 2-1 avec un chargement $h_r : 85\% \rightarrow 94\%$, voir partie 12.2)

La sensibilité de la masse porte sur la variation de masse relative, c'est-à-dire la variation de masse Δm rapportée à la masse naturelle initiale m_0 de l'échantillon. Les $\Delta m/m_0$ sont en général de l'ordre du pourcent (partie 12.2.2.1) et les sensibilités du 10^{-4} , soit $\delta_{ci}(\Delta m/m_0) \approx 10^{-2} \Delta m/m_0$ (figure 29).

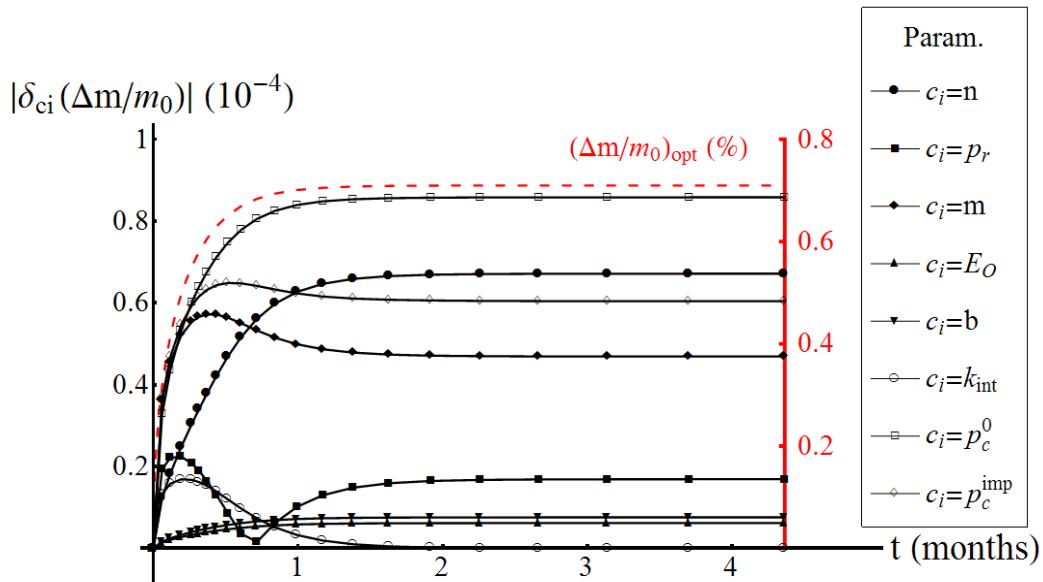


Figure 29 : Sensibilités de la variation de masse relative aux paramètres. La courbe rouge est la $\Delta m/m_0$ optimale (lue sur le deuxième axe)

Des déformations de l'ordre du pour-mille sont observées (i.e. millier de μ defs, voir partie 12.2.2.2), tandis que les sensibilités sont de l'ordre du 10^{-4} . De façon similaire à la masse, il vient $\delta_{ci} \varepsilon_{ax} \approx 10^{-2} \varepsilon_{ax}$

(figure 30). On remarque alors qu'une perturbation de 1% dans les paramètres engendre une variation de ~1% sur les résultats de la simulation².

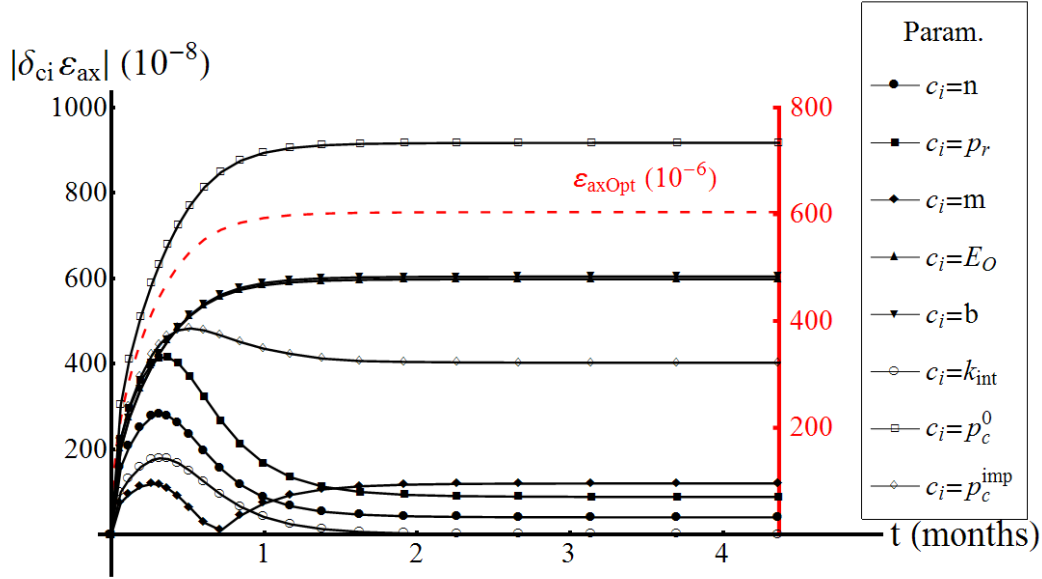


Figure 30 : Sensibilités de la déformation axiale aux paramètres. La courbe rouge est la ε_{ax} optimale (lue sur le deuxième axe)

D'après les résultats, la masse est très sensible aux paramètres de VGM, en particulier à n et m (puissances dans les relations de VGM (25)). Le pic d'influence de m est observé au cours de la phase transitoire, tandis que n semble plus impacter la phase stationnaire. La sensibilité à p_r change de signe au cours de l'essai (les figures présentent les valeurs absolues) : une augmentation de p_r occasionne une augmentation $\Delta m/m_0$ au cours de la phase transitoire, mais une diminution pour la phase stationnaire. En d'autres termes, p_r « accélère » la variation de masse (cinétique augmentée et plateau abaissé). Les paramètres poroélastiques ont une influence réduite sur $\Delta m/m_0$ (sensibilités de E_O et b faibles). Ceci est en accord avec le mécanisme physique : la variation de masse est due aux échanges d'eau, et est donc plus sensible aux paramètres de transport. Les déformations ont une influence réduite puisqu'elles ne modifient pas la masse totale de solide. Elles peuvent tout de même se répercuter sur les transferts en modifiant le réseau poreux. Des modèles purement hydriques permettent de retrouver les variations de masses expérimentales (Mainguy et al, 2001 ; Pham et al, 2007 ; Cariou, 2010). Toutefois, les modèles HM couplés sont indispensables pour tenir compte des déformations enregistrées par les échantillons.

La déformation axiale est très sensible au module de Young drainé E_O et au coefficient de Biot b . La sensibilité au module de Young est négative (valeur absolue sur la figure), car un matériau plus raide s'opposera plus à la déformation. A l'inverse, la sensibilité au coefficient de Biot est positive, puisqu'en augmentant b , le couplage augmente aussi. ε_{ax} présente une sensibilité aux paramètres de VGM au cours de la phase transitoire, mais leur influence sur le plateau est petite devant celles de E_O et b .

La variation de masse et la déformation axiale sont peu sensibles à la perméabilité intrinsèque k_{int} (hormis en début d'essai). k_{int} est plus facilement estimée en condition saturée, ici par le biais de pulse tests (Giot et al, 2011 ; Homand et al, 2004). Une valeur constante de $10^{-20} m^2$ est utilisée dans la majorité des calculs présentés ici. La perméabilité intrinsèque a un impact sur la phase transitoire puisqu'elle contrôle la cinétique des transferts, mais influence peu le plateau. Les pressions capillaires p_c^0 et p_c^{imp} se répercutent

² Toutefois, on observe une tendance exponentielle pour des δc_i plus grands, voir **Annexe 1**

fortement sur les deux types de mesure, et soulignent l'importance du choix des CI et CL. De fortes perturbations des résultats sont notamment attendues si une mauvaise CI est utilisée (Kool et Parker, 1988). Enfin, les sensibilités de E_O et b sont du même ordre de grandeur, mais de signes opposés. Ces deux paramètres sont donc anti-corrélés et ne peuvent pas être estimés simultanément au cours du séchage (d'après le modèle utilisé). Puisque le but de ces essais est de caractériser le couplage hydromécanique, E_O est fixé lors des simulations. En outre, le module de Young peut être déterminé facilement par essais uni- ou triaxiaux.

Au regard des résultats de sensibilités, 4 paramètres sont retenus pour l'inversion de l'essai de séchage bidimensionnel : $\mathbf{c} = (n, m, p_r, b)$.

8.4.2.2 Modélisation tridimensionnelle

En plus des paramètres étudiés ci-dessus, la sensibilité de 2 paramètres d'anisotropie est également tracée : $\alpha_{k_{int}} = k_{int}^{lat} / k_{int}^{ax}$ et $\alpha_{E_O} = E_O^{lat} / E_O^{ax}$. La perméabilité intrinsèque et le module de Young drainé de l'essai axisymétrique correspondent aux paramètres axiaux ici. Les sensibilités sont calculées pour le premier palier de l'échantillon 3 (chargement 3-1 avec un chargement h_r : 85% $\rightarrow$ 98%, voir partie 12.2). Cariou et al (2012) mesurent un coefficient de Biot quasi-isotrope pour les argilites du Cox. Le coefficient de Biot isotrope déterminé au cours de l'essai 2D est conservé ici, et l'anisotropie mécanique n'est considérée que pour le module de Young.

Comme pour le cas 2D, les variations de masse relative et les déformations affichent une sensibilité de l'ordre du pourcent : $\delta_{c_i}(\Delta m/m_0) \approx 10^{-2} \Delta m/m_0$ (figure 31), $\delta_{c_i} \varepsilon_{ax} \approx 10^{-2} \varepsilon_{ax}$ (figure 32) et $\delta_{c_i} \varepsilon_{lat} \approx 10^{-2} \varepsilon_{lat}$ (figure 33).

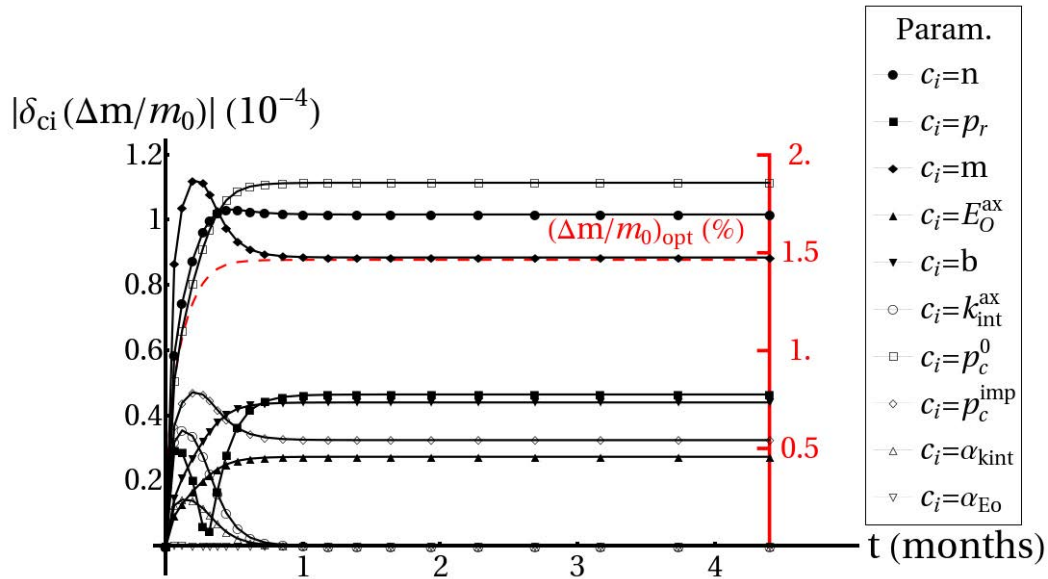


Figure 31 : Sensibilités de la variation de masse relative aux paramètres. La courbe rouge est la $\Delta m/m_0$ optimale (lue sur le deuxième axe)

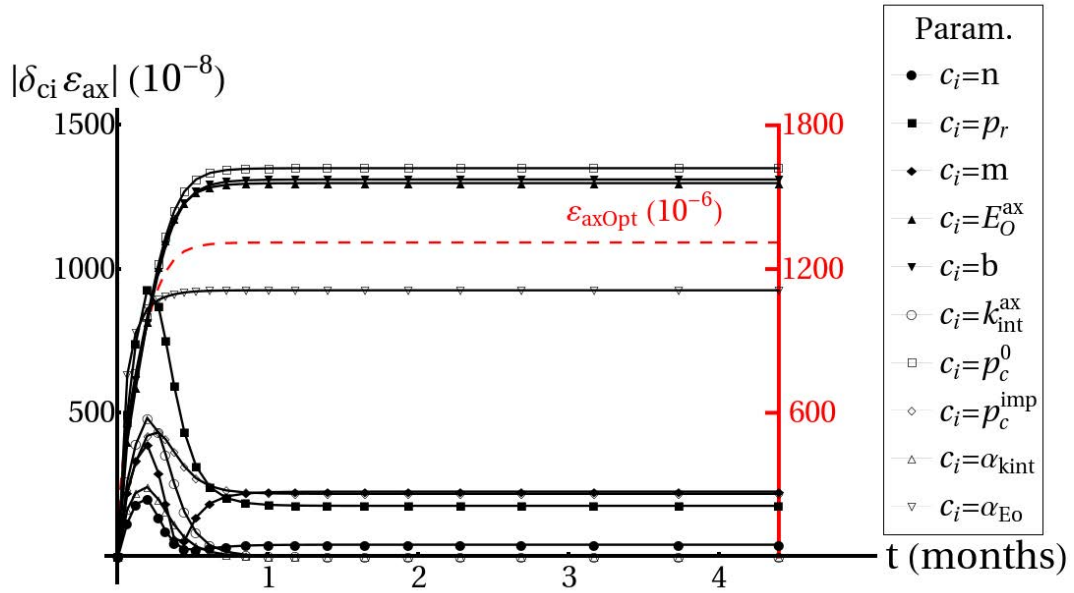


Figure 32 : Sensibilités de la déformation axiale aux paramètres. La courbe rouge est la ε_{ax} optimale (lue sur le deuxième axe)

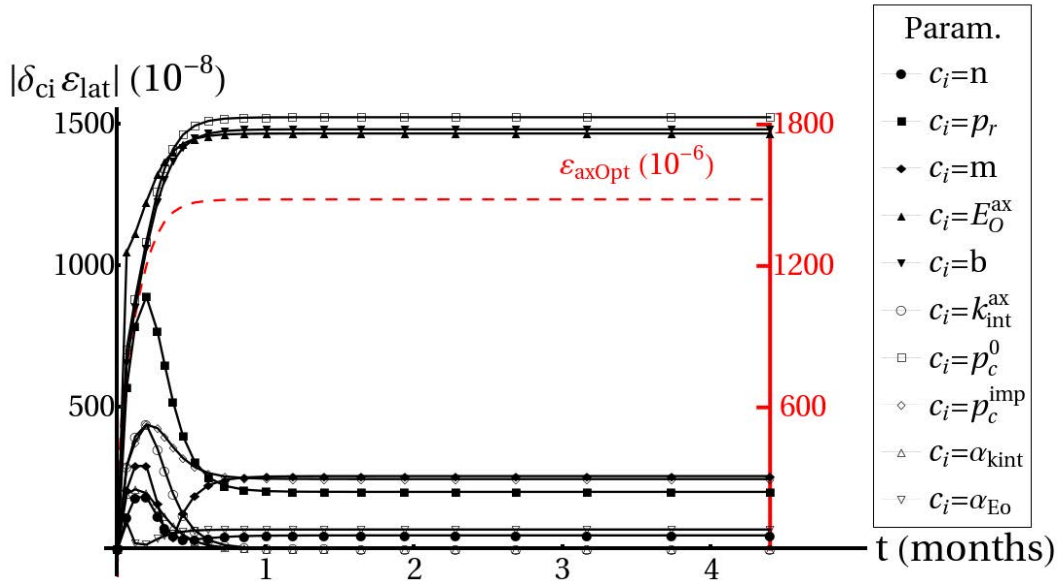


Figure 33 : Sensibilités de la déformation latérale aux paramètres. La courbe rouge est la ε_{lat} optimale (lue sur le deuxième axe)

De façon similaire aux résultats axisymétriques, la masse est particulièrement sensible aux paramètres n et m de VGM. Le pic de sensibilité à m apparaît au cours de la phase transitoire, et n impacte plus le plateau. La sensibilité à p_r change également de signe au cours de l'essai. L'influence des paramètres poroélastiques est plus limitée, mais la variation de masse reste sensible au coefficient de Biot. En revanche, les modules de Young ne semblent que peu influencer les mesures de masse (sensibilités à E_O^{ax} et α_{Eo} faibles).

La déformation axiale est très sensible aux modules de Young drainés (axial E_O^{ax} et latéral via le rapport d'anisotropie α_{Eo}) et au coefficient de Biot b . Comme pour les résultats axisymétriques, la sensibilité au

module axial est négative (valeur absolue sur la figure), et celle au coefficient de Biot est positive. La sensibilité au rapport d'anisotropie est positive. L'augmentation de α_{Eo} peut être interprétée comme une diminution de E_O^{ax} ou une augmentation de E_O^{lat} . Dans le premier cas, le matériau est moins raide et se déforme plus facilement (d'où la sensibilité positive). Dans le second cas, le matériau « compense » sa raideur latérale (qui s'oppose aux déformations dans cette direction) en se déformant plus dans la direction axiale (d'où la sensibilité positive là encore). L'influence des paramètres de VGM sur ε_{ax} reste petite devant celle des paramètres poroélastiques.

Les mêmes constats sont faits sur les déformations latérales, hormis pour la sensibilité au rapport d'anisotropie α_{Eo} : son impact est limité, et change de signe au cours de l'essai. Il est négatif en tout début d'essai, puis devient positif par la suite. Pour justifier ce comportement, il faut préciser deux points :

- Les jauges sont pour la plupart collées en biais des plans d'anisotropie (voir figure 34, et partie 12.2.1.3 pour plus de détails). Les mesures latérales sont alors influencées aussi bien par les déformations axiales que latérales. Ces mesures sont impactées par des effets de cisaillement, qui résultent du contraste de raideur axial/latéral.
- La valeur optimale trouvée est de $\alpha_{Eo} \approx 0.8$.

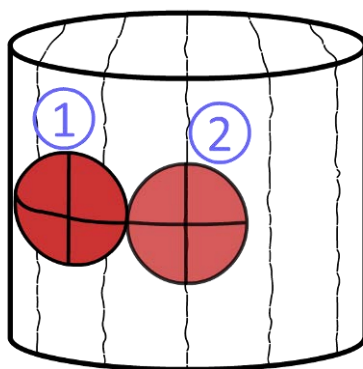


Figure 34 : Les jauges sont collées de biais par rapport à S_0 (position 1). En position idéale (numéro 2), les déformations latérales sont perpendiculaires à S_0

Une augmentation de α_{Eo} fait tendre vers un matériau isotrope, et réduit les effets de cisaillement forts en tout début d'essai (sensibilité négative). Ensuite, la sensibilité positive n'est pas si triviale, et l'inverse aurait pu être attendu a priori : une augmentation de α_{Eo} correspondrait à une augmentation de E_O^{lat} , et donc à une diminution de ε_{lat} . La sensibilité de la déformation latérale au module axial E_O^{ax} est négative, En effet, E_O^{lat} est proportionnel à E_O^{ax} ($E_O^{lat} = \alpha_{Eo} E_O^{ax}$) et augmenter E_O^{ax} amplifie la raideur latéral, et réduit donc les déformations dans cette direction. La sensibilité de la déformation latérale au module de Young E_O^{lat} n'est pas calculée directement. D'après la relation $E_O^{lat} = \alpha_{Eo} E_O^{ax}$, cette sensibilité dépend de celles aux paramètres α_{Eo} et E_O^{ax} . D'après les résultats, la sensibilité de ε_{lat} à E_O^{lat} est principalement portée par le module axial E_O^{ax} .

La variation de masse et les déformations sont peu sensibles aux perméabilités axiale k_{int}^{ax} et latérale k_{int}^{lat} (via $\alpha_{k_{int}}$), et le pic de sensibilité est atteint au cours de la phase transitoire. La CI (p_c^0) a une forte influence sur la masse et les déformations. Comme pour la modélisation 2D, les sensibilités des déformations à E_O et b sont du même ordre de grandeur, mais de signes opposés. Ces deux paramètres ne peuvent pas être estimés simultanément au cours du séchage (d'après le modèle utilisé).

Puisque l'impact des paramètres de transfert semble limité sur les mesures de déformations, les paramètres estimés pour l'essai 2D sont conservés. Le but des modélisations 3D est de caractériser l'anisotropie des propriétés mécaniques uniquement. Il y a 2 paramètres à estimer $\mathbf{c} = (E_O^{ax}, \alpha_{Eo})$.

9. L'expérimentation SDZ, un essai de séchage in situ

Sur toute la durée de vie d'un centre de stockage, différents processus favorisent l'endommagement de la roche à proximité de l'ouvrage, et donc la formation d'une EDZ (Excavation Damaged Zone). La formation de fissures et de fractures modifie les propriétés de transport et mécaniques de la roche. Le creusement des galeries occasionne une fracturation du matériau. Lors de la phase d'exploitation, les galeries sont ventilées par de l'air en déséquilibre hydrique avec la roche. D'autres phénomènes interviennent au cours de ces deux phases, puis lors du stockage en lui-même. Tsang et al (2005) proposent une review sur les processus susceptibles de développer l'EDZ dans les quatre types de roche actuellement à l'étude pour un stockage profond de déchets radioactifs.

Ici, les répercussions de l'EDZ sur le comportement HM sont présentées. L'accent est ensuite mis sur la caractérisation de l'influence de l'hygrométrie de l'air sur l'EDZ au cours de la phase d'exploitation. A cet effet, une expérimentation in situ a été mise en place sur le site de Bure : Saturation Damaged Zone (SDZ).

9.1 Endommagement induit par le creusement et propriétés HM

Le creusement d'ouvrages souterrains implique une réorganisation du champ de contrainte (par exemple à la paroi avec une diminution de la contrainte radiale et une augmentation de la contrainte orthoradiale). Suivant la résistance de la roche, cette réorganisation peut conduire à un endommagement du matériau. L'endommagement (sa nature, son extension) est principalement lié à la contrainte in situ, à la résistance de la roche et à la méthode d'excavation/soutènement (type d'excavation, type de soutènement, vitesse d'excavation...) puisque ces facteurs conditionnent la façon dont le terrain est sollicité. Au laboratoire de recherche souterrain de Meuse/Haute-Marne (LRSMHM), l'expression de cet endommagement varie selon le faciès géologique du Cox. A 445 m de profondeur, la construction des galeries souterraines ne crée pas de fractures, mais plutôt une micro fissuration se traduisant par une légère augmentation de la perméabilité proche de la paroi. En revanche, au niveau principal du laboratoire (à 490 m de profondeur), le Cox est plus riche en minéraux argileux et l'observation des fronts de taille montre l'apparition d'un réseau dense de fractures. L'analyse structurale réalisée sur les fronts, sur les carottes prélevées dans des forages (Armand et al, 2009) et sur des fractures injectées par de la résine (Bossart et al, 2002) mettent en évidence différents types de fractures : des fractures en cisaillement (fractures en chevron, écaillage concaves, fractures subverticales obliques), des fractures en extension (« pelure d'oignons ») et des fractures mixtes. Les familles de fractures sont les mêmes quelle que soit l'orientation des galeries, mais leurs extensions dépendent de l'orientation des galeries par rapport à l'état de contrainte in situ (figure 35).

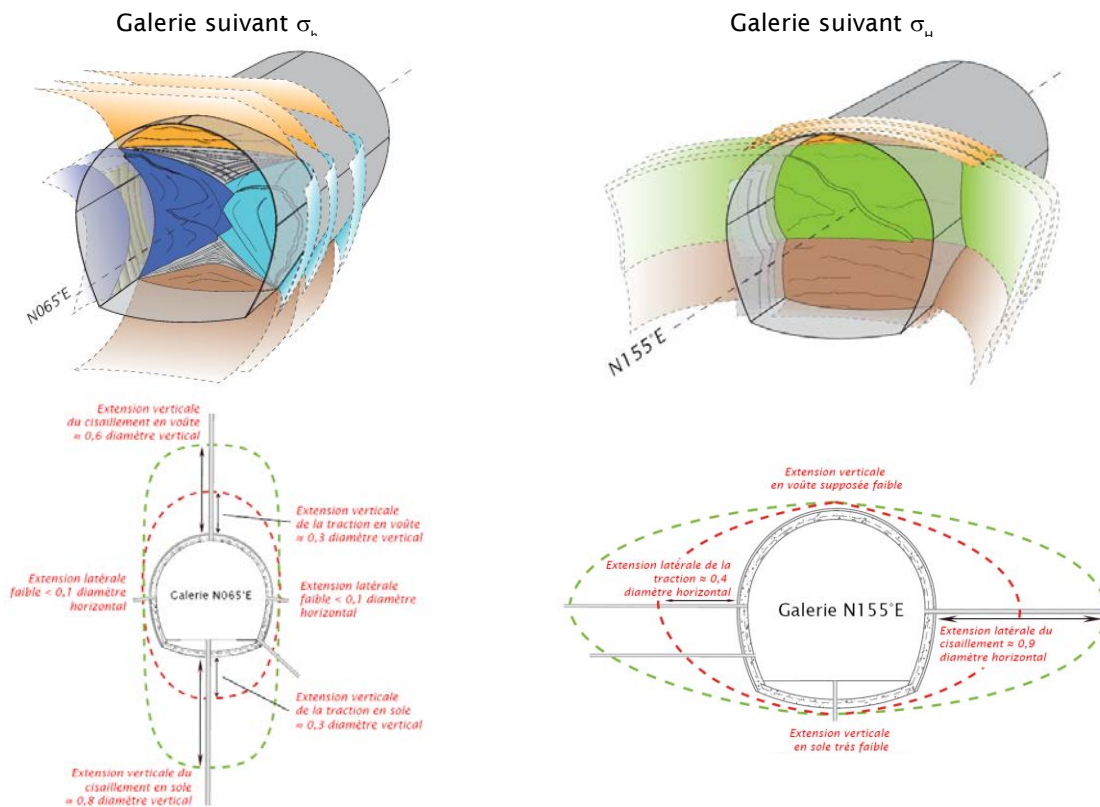


Figure 35 : Fracturation induite par les creusements au niveau principal du LRSMHM suivant l'orientation des galeries : schémas de principe et extensions maximales

Au Mont Terri, la fracturation induite par le creusement est principalement une fracturation en extension (fractures en peau d'oignons et dues à la réactivation de fractures tectoniques). Bossart et al (2002) proposent une conceptualisation de cette zone fracturée (aussi appelée EDZ pour Excavation Damaged Zone) à deux couches pour le Mont Terri : la première (1 mètre d'épaisseur) est constituée d'un réseau de fractures connecté à la galerie et donc rempli d'air ; la seconde (1 mètre d'épaisseur également) d'un réseau partiellement saturé, non connecté à la galerie. L'endommagement induit par le creusement a un impact fort sur les propriétés de transfert, puisque la perméabilité intrinsèque peut être augmentée de deux ordres de grandeur. Dans les deux cas, au LRSMHM et au Mont Terri, les plus fortes perméabilités (ou plutôt transmissivités de fracture) sont localisées au voisinage de la paroi, et au-delà d'un rayon de la galerie les perméabilités sont proches des perméabilités de la roche saine (variation inférieure à 2 ordres de grandeur).

Par ailleurs, la fracturation dégrade sévèrement les propriétés mécaniques (figure 36).

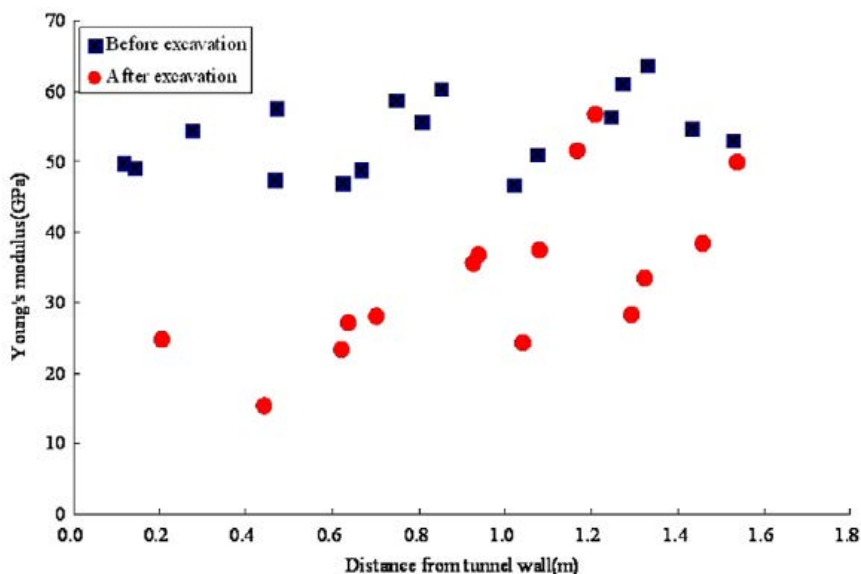


Figure 36 : Réduction du module de Young due à l'EDZ (d'après Kwon et Cho, 2008)

Lors de la phase d'exploitation, la roche se désature et se resature au gré des variations d'hygrométrie dans la galerie (ventilation). En conséquence, la roche peut se fissurer, et l'ouverture des fissures dépend de l'HR imposée (Ramambasoa, 2001). Les fissures dégradent d'autant plus les propriétés mécaniques et connectent davantage les fissures (amélioration des propriétés de transport). La ventilation peut également provoquer un endommagement du revêtement en béton par gonflement de la roche (Derek Martin et al, 2003). L'HR dans la galerie est strictement inférieure à 100%, et la roche n'est que partiellement saturée (pour les zones proches de la paroi). Une compétition se met alors en place, puisque la perméabilité intrinsèque est améliorée (fracturation) tandis que la perméabilité relative chute (désaturation). Dans un micro-tunnel du Mont-Terri (diamètre de 1m30), Mayor et al (2007) enregistrent une resaturation quasi-complète de la roche à une quarantaine de mètres de la paroi et ce malgré une période de désaturation imposée très longue (plusieurs mois). Dans une roche argileuse (Bossart et al, 2002) ou dans un granite (Kwon et Cho, 2008), une fracturation est observée jusqu'à 2-3 mètres. Bien que les dimensions des ouvrages ne soient pas les mêmes, il semblerait que, globalement, l'EDZ augmente les propriétés de transfert.

Yang et al (2010) constatent que l'endommagement n'influence la perméabilité effective que si une fracturation apparaît parallèlement à l'écoulement (figure 37). Les fractures forment alors un court-circuit hydraulique. Le paramètre impactant devient la transmissivité des fractures et non plus la perméabilité du milieu poreux.

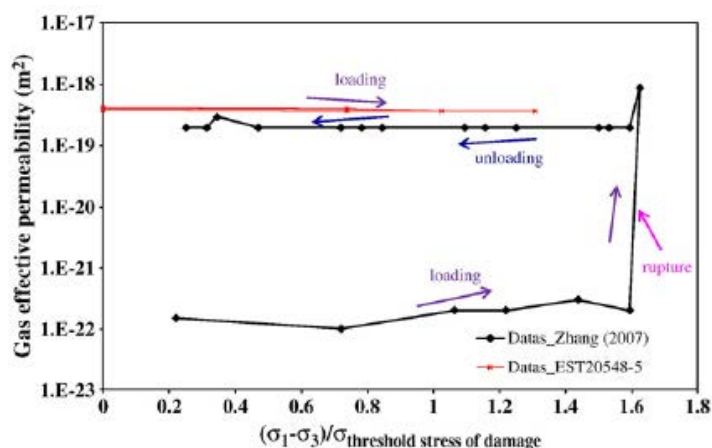


Figure 37 : Influence du chargement mécanique sur la perméabilité effective avec et sans fracturation dans le sens de l'écoulement (respectivement courbes noire et rouge, d'après Yang et al, 2010)

Dans la roche saine, l'écoulement se produit de manière diffuse dans un milieu poreux très peu perméable. Dans le milieu fracturé (ou micro-fissuré), l'écoulement est localisé préférentiellement dans les fractures qui sont très « perméables » (si tant est que l'on peut parler de perméabilité de fracture). En rappelant que le couplage est proportionnel à la taille des pores et à la perméabilité, la nature même du couplage HM est a priori modifiée dans l'EDZ : fort couplage diffus pour le matériau sain, et couplage localisé plus faible dans le matériau fracturé.

L'EDZ dégrade les propriétés mécaniques et augmente celles de transport. La ventilation pourrait intensifier ces conséquences, et quantifier son impact sur le comportement HM des argilites semble alors essentiel pour comprendre l'état des ouvrages à la fin de la phase d'exploitation d'un stockage.

9.2 Principe de l'expérimentation SDZ

Cette partie reprend des éléments des documents internes D.SP.ALS.08.0020 (Cruchaudet, 2008) et D.RP.AMFS.11.0050 (Cruchaudet et Noiret, 2011). Pour de plus amples détails, le lecteur pourra consulter ces ouvrages.

9.2.1 Objectifs

Pour caractériser l'impact de la ventilation sur la roche, trois objectifs sont formulés :

- Evaluer les profils de saturation autour de la galerie au cours de la ventilation,
- Caractériser l'extension de l'EDZ et son évolution au cours de la désaturation,
- Mener les caractérisations précédentes au cours d'une resaturation.

Le premier point permettra de connaître l'extension de la zone désaturée où les transferts d'eau liquide seront perturbés (faible perméabilité relative). Le deuxième objectif vient en complément du premier, puisque l'EDZ endommage la roche et favorise les transferts (augmentation de la perméabilité intrinsèque). Il semble également important d'étudier ces aspects lors de la resaturation du matériau, puisque les phénomènes mis en jeu ne sont a priori pas les mêmes. Par exemple, l'endommagement induit n'est pas créé de la même manière en drainage (retrait, fortes pressions capillaires exercées sur les grains) qu'en imbibition (gonflement, fortes pressions de fluide imposées aux pores). Les phénomènes d'hystérésis pourront être quantifiés : hystérésis capillaire (géométrie des pores) et mécanique (endommagement de la matrice).

9.2.2 Localisation et principe

Pour remplir ces objectifs, une galerie dédiée est creusée en extrémité de la galerie GED (figure 38).

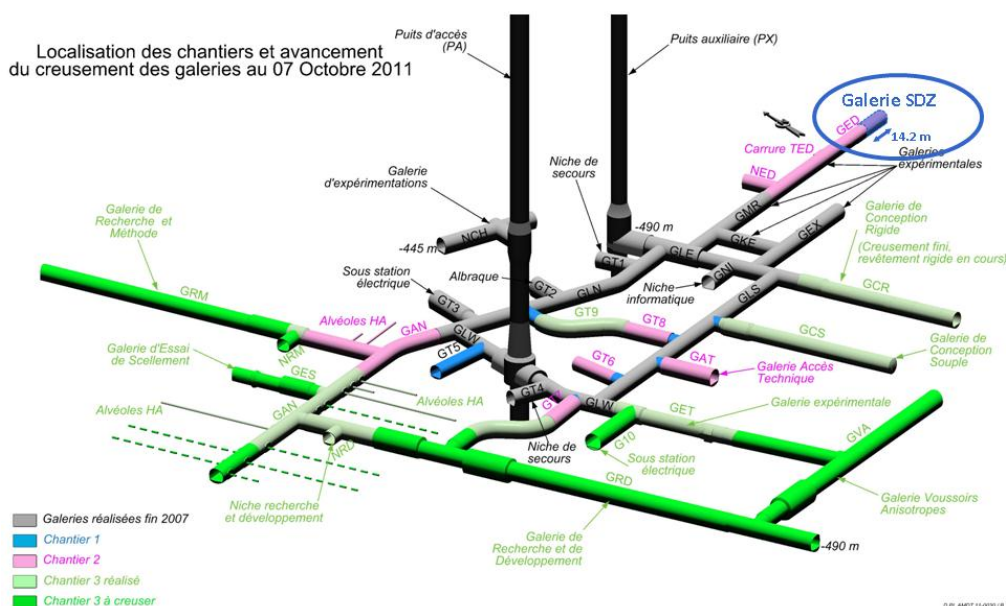


Figure 38 : Localisation de la galerie dédiée à l'expérimentation SDZ dans le laboratoire souterrain de Meuse/Haute-Marne (document DPLAMDT110030B)

L'axe de la galerie SDZ est parallèle à la contrainte horizontale mineure d'orientation N65°E ($\sigma_h = \sigma_v = 12.7 \text{ MPa}$ à -490 mètres). L'état de contrainte autour d'une section SDZ est anisotrope $\sigma_H \approx 1.3 \sigma_v$ (figure 39).

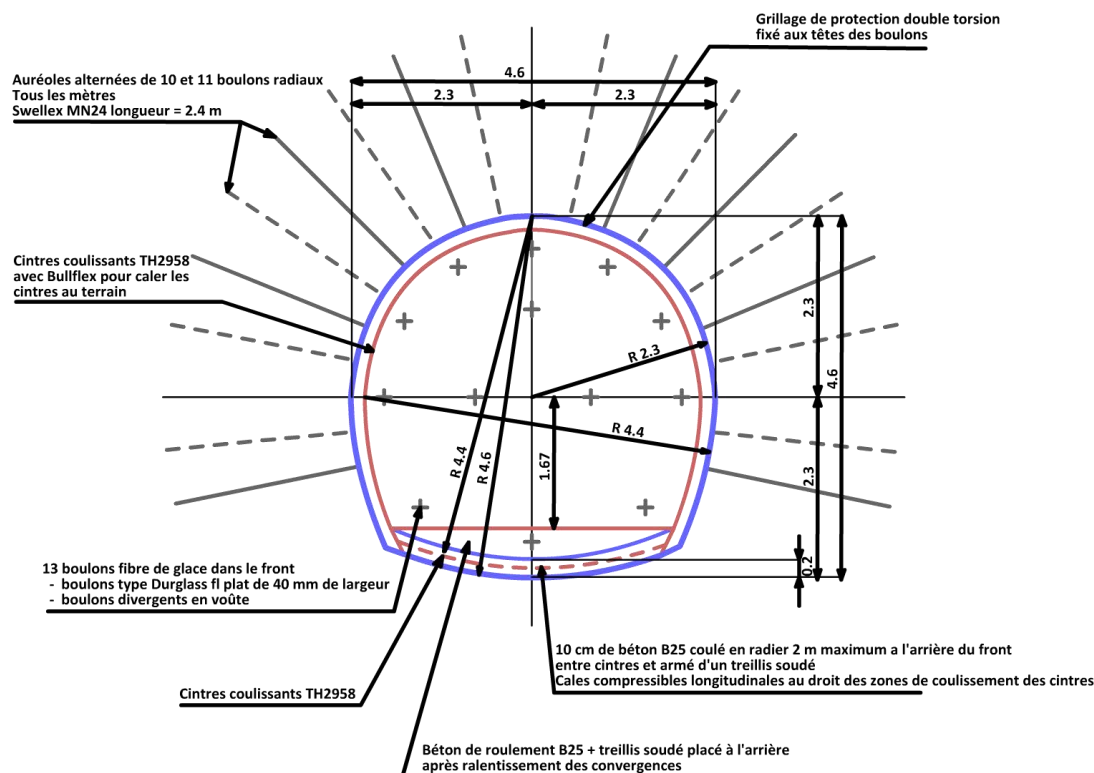


Figure 39 : Schéma de principe de section en galerie SDZ, et état de contrainte (inspiré de Cruchaudet et Noiret, 2011)

L'extension de la galerie GED mesure 14.2 mètres : 2 mètres de sas (pour l'isolation), 7.2 mètres de zone de mesure et 5 mètres de zone étanchée en extrémité (figure 40).

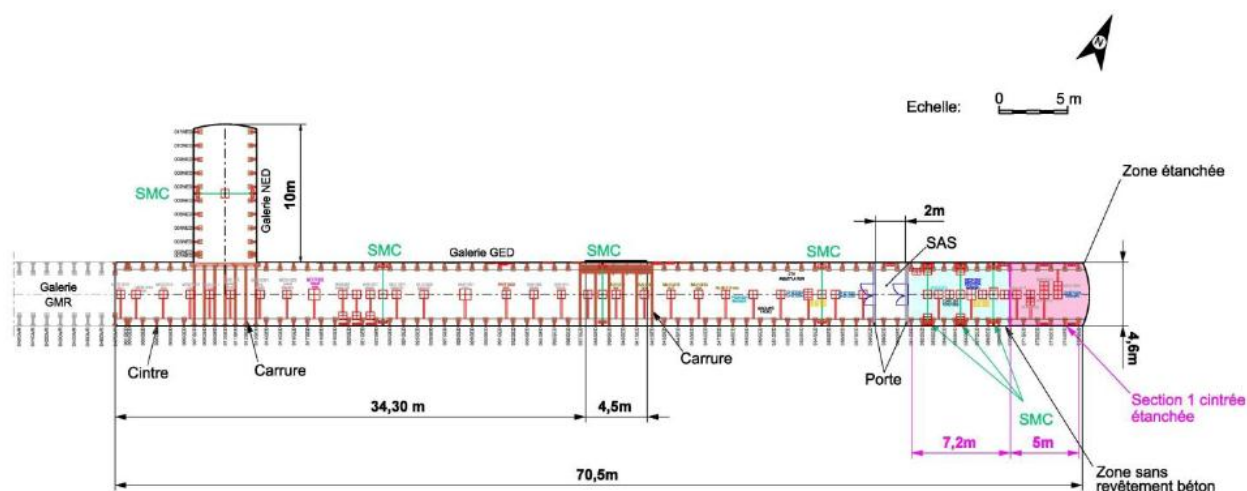


Figure 40 : Agencement de la galerie SDZ en extrémité de la GED (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Le sas est délimité par deux cloisons en béton cellulaire contenant des portes métalliques. L'étanchéité à l'eau et à l'air est assurée par une pellicule de résine déposée sur les cloisons. Un radier béton est coulé, et les parois sont recouvertes de béton projeté et de grillage. Le soutènement est assuré par des cintres coulissants et un boulonnage radial. Les cinq derniers mètres de galerie SDZ présentent le même profil, mais un géotextile et une membrane thermosoudée sur tout le béton garantissent l'étanchéité de cette

zone. La portion de mesure (7.2 mètres) a un radier béton, mais pas de revêtement pour pouvoir imposer les conditions climatiques directement sur la roche. Des boulons radiaux sont présents et résinés sur toutes leurs longueurs pour ne pas constituer un chemin de drainage préférentiel. Les cintres sont placés tous les 80 centimètres (pour compenser l'absence de béton projeté). Une partie de la voûte a cependant dû être bétonnée à cause d'une surexcavation formée au cours du creusement. Le contact entre les cintres et la roche est assuré par des Bulflex remplis de ciment.

Le système de ventilation de la galerie SDZ doit pouvoir assurer un soufflage à débit suffisant (compte tenu des échanges avec la roche) et à température constante sur la durée de l'essai. L'HR d'injection h_r^{in} doit être appliquée avec une précision de 5%, sur la gamme [20% ; 100%]. L'air est puisé dans la GED, traité puis soufflé depuis le sas vers le fond de la galerie. Le traitement consiste à : humidifier l'air, l'amener à son point de rosée puis le réchauffer à la température et l'HR voulues. L'air est également traité en sortie : refroidissement puis pesée de l'eau condensée. De cette manière, des bilans de masse entrée/sortie pourront être effectués.

Des calculs de prédimensionnement hydraulique (C.NT.AEAP.09.0004 de Pasteau, 2009) permettent de proposer les cycles de désaturation/resaturation. Les paliers et leurs durées retenus sont (CR.09.0060 de Noiret, 2009) :

- Initialisation à $h_r^{in} = 60\%$ (6 mois), où l'HR « naturelle » de la galerie varie entre 45% et 65%,
- Resaturation à $h_r^{in} = 90\%$ (12 mois),
- Désaturation à $h_r^{in} = 60\%$ (6 mois), puis $h_r^{in} = 30\%$ (6 mois) et enfin $h_r^{in} = 20\%$ (6 mois).

Pour évaluer les répercussions de la ventilation sur le comportement HM, plusieurs capteurs climatiques, hydrauliques et mécaniques sont installés dans la galerie.

9.3 Instrumentation de la galerie SDZ

9.3.1 Mesures climatiques

Pour suivre les propriétés climatiques le long de la galerie, 4 sections sont instrumentées et numérotées de SDZ1261 à SDZ1264 (sections 4, 6, 8 et 10 dans la figure 41).

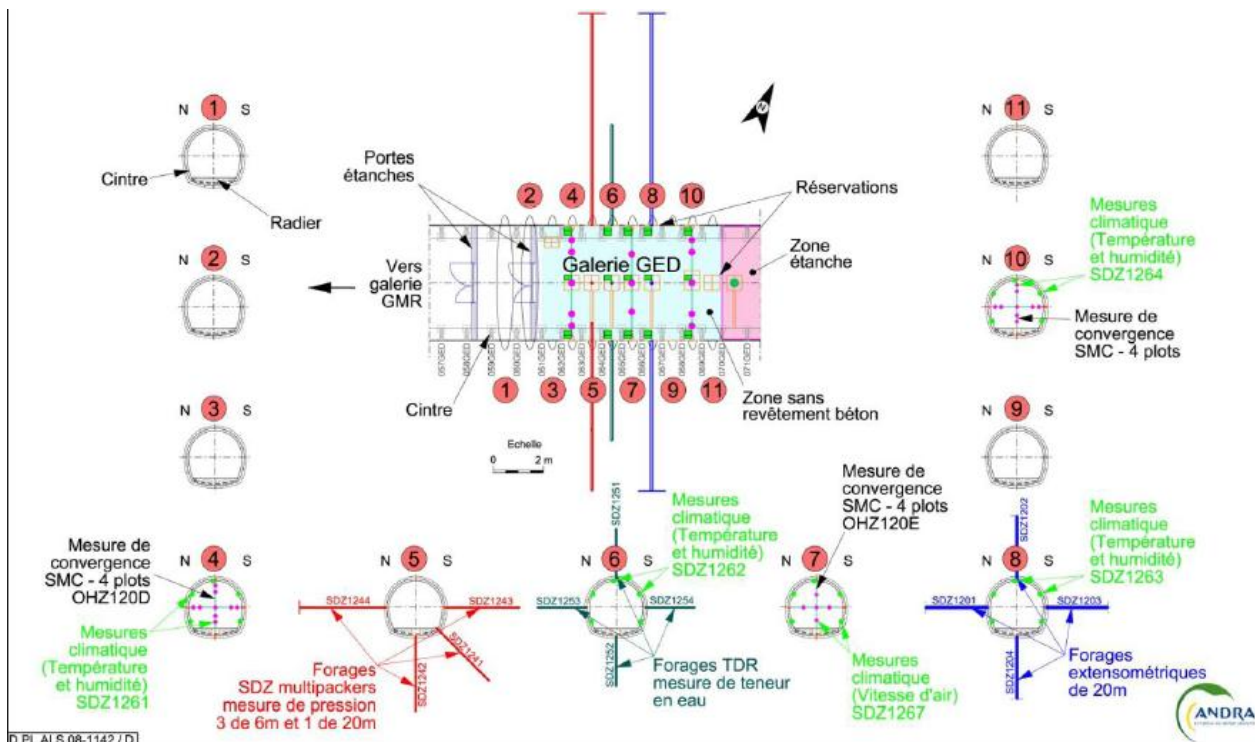


Figure 41 : Implantation des mesures dans différentes sections de la galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Les sections SDZ1262 et SDZ1263 sont équipées de 5 capteurs de température et d'HR en paroi (figure 42a). Les deux autres comptent également 9 capteurs dans le transect de la galerie (figure 42b).

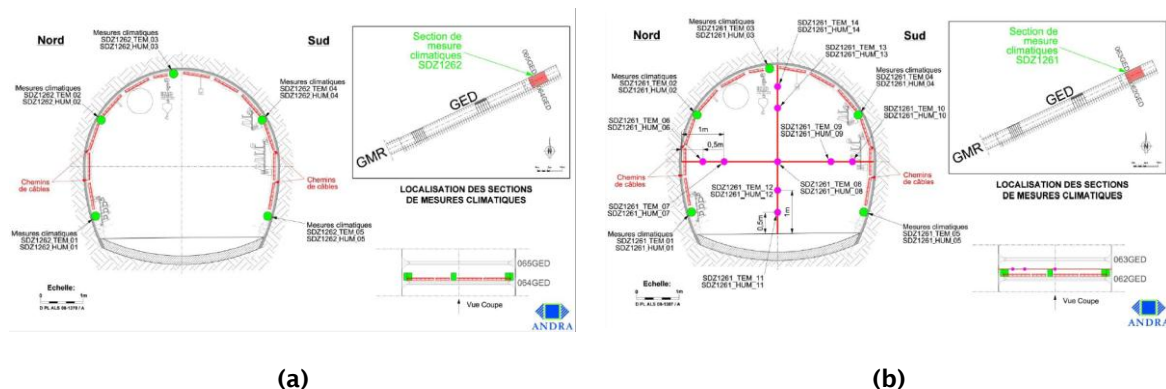


Figure 42 : Coupes des sections de mesures climatiques (a) SDZ1262 et (b) SDZ1261 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Les sondes de température sont précises $\pm 0.3^{\circ}\text{C}$ sur la gamme $[-30^{\circ}\text{C} ; 70^{\circ}\text{C}]$. Les capteurs d'humidité sont précis à $\pm 2\%$ sur toute la gamme $[0 ; 100\%]$.

10 capteurs de vitesses sont également installés dans la section 7 de la figure 41.

9.3.2 Mesures hydrauliques

Evaluer les profils de saturation autour de la galerie SDZ constitue le premier objectif de l'expérimentation. Plusieurs mesures hydrauliques sont réalisées.

Des forages de suivi de pression sont creusés : forages SDZ1241 à SDZ1244 dans la section 5 de la figure 41, et forage SDZ1245 en avant du front. Le forage SDZ1244 s'étend sur 20 mètres et comprend 5 chambres de mesures, et les 5 autres présentent 6 intervalles de mesure pour une longueur totale de 6

mètres (figure 43). Les intervalles de mesure (20 centimètres de long) sont définis par des complétions multi-obturbateur.

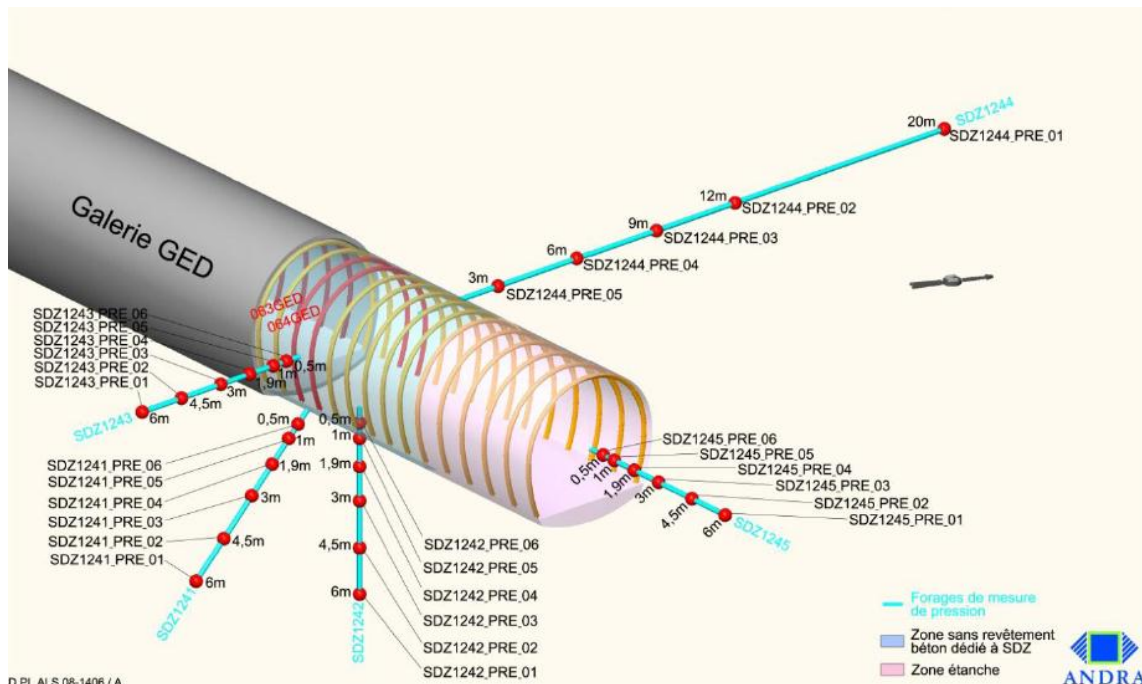


Figure 43 : Positionnement des forages de mesure de pression et de perméabilité (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Pour déterminer le profil de saturation, des forages horizontaux sont réalisés tout au long de l'instrumentation de la galerie (i.e. à compter de la fin de son excavation). La longueur forée est de 5 à 6 mètres. Une fois la carotte sortie, des cubes de 5 centimètres de côté sont découpés en son sein (scie à carotte). Leur masse naturelle est acquise, puis ils sont concassés par marteau. Après un séjour à l'étuve (105°C pendant 24h), la masse sèche est relevée. La teneur en eau peut être déterminée par différence de ces deux masses, connaissant la masse des grains. 4 sondes TDR sont également installées en section 6 (figure 41). Les sondes TDR doivent être précisément calibrées pour pouvoir fournir des résultats fiables.

Enfin, la perméabilité est également évaluée par des mesures en forage. Ces mesures doivent se plier à deux contraintes : réaliser des mesures monophasiques (eau ou air), et ne pas injecter d'eau dans les zones très perméables (perturbation de la zone SDZ). 3 approches sont adoptées pour les mesures :

- Essais de pulse à l'eau dans les zones saturées,
- Essais à pression ou débit de gaz constants dans les zones à pression atmosphérique (fractures connectées reliées à la galerie),
- Resaturation par injection d'eau, puis essai de pulse à l'eau dans les zones partiellement saturées.

Ces mesures sont effectuées dans les forages de mesure de pression de pore (SDZ1241 à SDZ1245), au gaz dans les chambres les plus proches de la paroi de la galerie (chambres « 6 » sur la figure 43).

9.3.3 Mesures mécaniques

Afin d'évaluer le couplage HM, divers dispositifs de mesure mécanique sont également mis en place.

Au cours de l'expérimentation, 3 sections sont instrumentées par des cannes de convergence horizontale et verticale (SDZ1211 à SDZ1213 respectivement situées aux sections 4, 7 et 10 de la figure 41). Ces cannes sont des tubes télescopiques en acier oxydable, équipés d'un capteur de déplacement potentiométrique. Le capteur est prolongé par des rotules aux extrémités, ancrées dans la paroi (figure 44). Ainsi, toute convergence ou retrait de la galerie sera transmis aux cannes. Ces mesures sont précises à +/-0.2 millimètre.



Figure 44 : Cannes de convergence dans la galerie SDZ, et rotules en paroi (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Pour suivre l'évolution de l'ouverture de certaines fissures visibles en paroi, elles sont équipées de fissuromètres. Les fissuromètres sont ancrés par des chevilles de part et d'autre des fissures, et l'ouverture est mesurée par un capteur de déplacement potentiométrique, précis à ± 0.2 millimètre (figure 45).

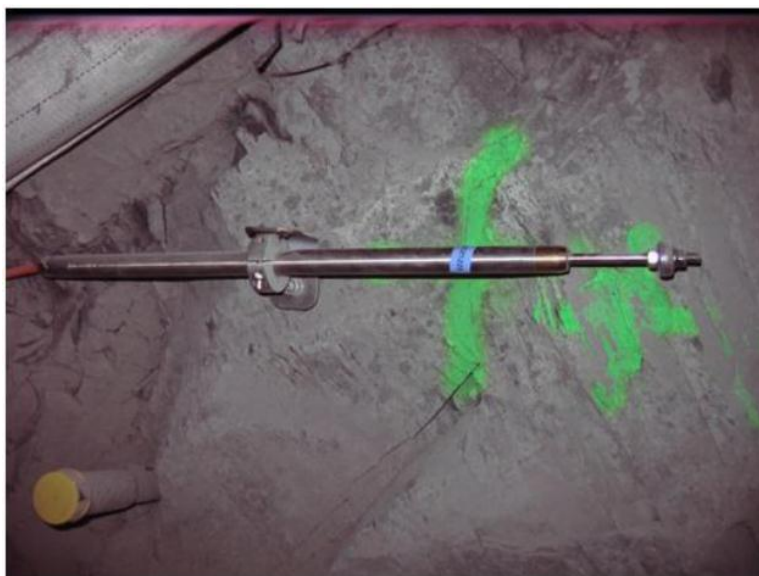


Figure 45 : Fissuromètre ancré de part et d'autre d'une fissure (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Des capteurs de coulisement sont installés sur les cintres. Ils sont semblables aux fissuromètres : des chevilles sont fixées aux parties coulissantes des cintres (serrures, entre la voûte et les éléments latéraux), et un capteur potentiométrique mesure le déplacement entre ces deux chevilles (figure 46). Sous un certain niveau de chargement, le massif reporte une partie de ses contraintes sur le cintre, qui coulisce. Ce déplacement est enregistré par les capteurs de déplacement.



Figure 46 : Positionnement d'un capteur de coulissement sur la serrure d'un cintre (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Enfin, des forages extensométriques sont mis en place. Les forages SDZ1201 à SDZ1204 sont des extensomètres multipoints, de 20 mètres de long et à 7 ancrages (figure 47), et les mesures sont données entre l'ancrage 0 en paroi et les ancrages 1 à 7. Les forages monopoints SDZ1281 à SDZ1284 évaluent mesurent le déplacement entre la paroi et un ancrage à 1 mètre. Les 8 extensomètres sont installés dans la section 8 de la figure 41. Ils estiment la convergence de la galerie (à +/-0.2 millimètre, capteurs potentiométriques) : une convergence se traduit par une extension des axes.

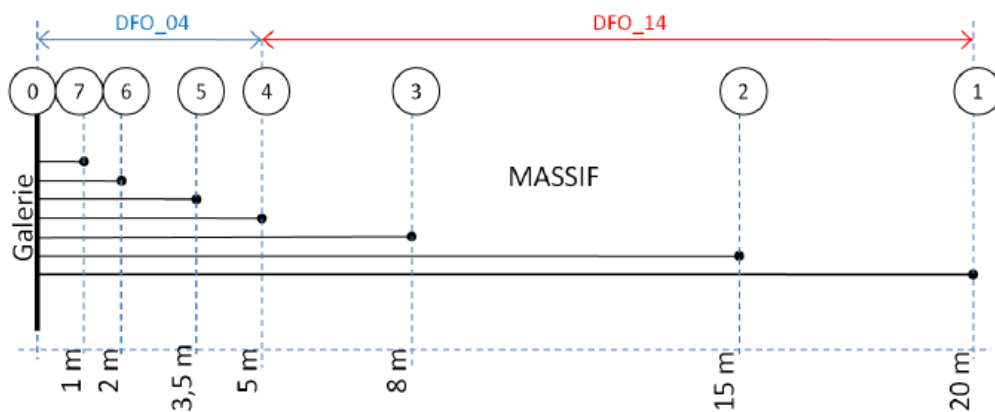


Figure 47 : Extensomètre multipoints schématisé (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

La position des capteurs mécaniques est synthétisée dans la figure 48.

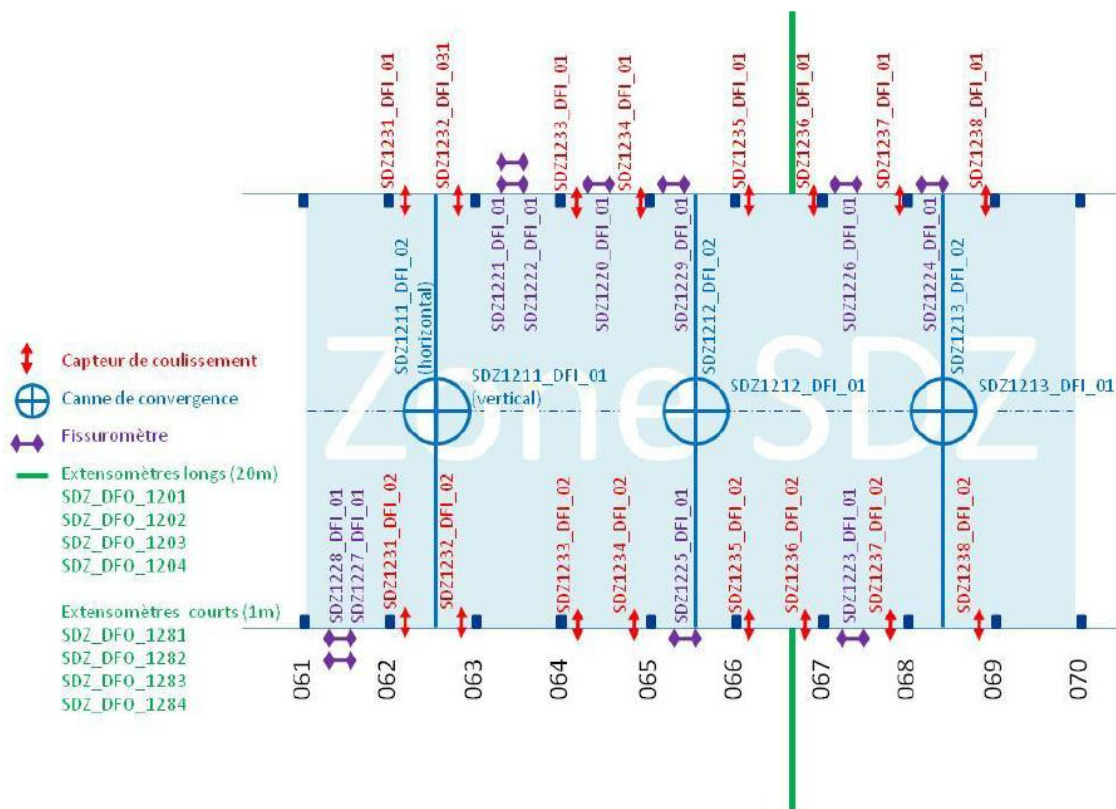


Figure 48 : Position des mesures géomécaniques en galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

9.3.4 Mesures complémentaires

Des mesures géologiques sont également réalisées : levés lors du creusement, et observations sur carotte. Ces mesures sont réalisées entre le début de l'excavation et avant le début de l'expérimentation. Elles fournissent un état de fracturation initial de la zone SDZ.

Au cours de l'excavation, des sections de mesure de convergence (SMC) sont mises en place dans la GED et dans la galerie SDZ. Les SMC de la SDZ sont situées aux mêmes emplacements que les cannes de convergence : au moment de la fermeture de la zone SDZ, les SMC ont été démontées et remplacées par les cannes. Chaque SMC comprend 6 points et 5 transects (figure 49), permettant de suivre les convergences verticale, horizontales et obliques.

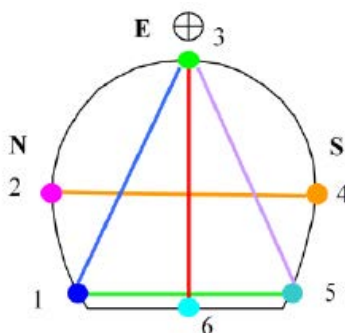


Figure 49 : Transects dans une section de mesure de convergence (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

A noter également que les mesures extensométriques de la galerie SDZ pourront être comparées à celles de la GED (extensomètres multi- et monopoints OHZ installés dans la section de mesures renforcées SMR).

10. Résumé du chapitre 2

Pour déterminer les phénomènes couplés en conditions non-saturées, un essai de séchage est proposé. Le principe consiste à imposer un chargement hydrique à l'échantillon, et à enregistrer sa réponse couplée HM (variations de masse et déformations). A partir des conditions expérimentales et d'observations sur d'autres travaux, un modèle physique est construit et fait intervenir des équations de champs fortement non-linéaires. Une interprétation numérique est requise, et s'appuie sur la méthode des éléments finis. La modélisation se fait en deux étapes : en considérant d'abord l'échantillon isotrope (modèle 2D), puis en tenant compte de sa structure isotrope transverse (modèle 3D).

En comparant les résultats numériques et les mesures expérimentales, certains paramètres du modèle peuvent être estimés par méthode inverse. L'estimation repose sur les mesures de masse et de déformation axiale (modèle 2D) ainsi que les déformations latérales (modèle 3D). Une analyse de sensibilité préalable permet de cibler les paramètres à estimer pour chaque modèle. Dans le modèle 2D, l'accent est mis sur les paramètres de Van Genuchten-Mualem (transfert non-saturé) et le coefficient de Biot (couplage HM). Le modèle 3D se concentre sur l'anisotropie mécanique, en inversant sur les modules de Young parallèle et perpendiculaire à la schistosité.

Des essais de pulse sont réalisés en complément du séchage, pour déterminer la perméabilité intrinsèque du matériau. Ces essais sont de type transitoire, où un choc de pression liquide est imposé à l'échantillon. Les équations proposées sont les mêmes que celles de l'essai de séchage, mais en conditions saturées.

Enfin, les installations de l'expérimentation in situ SDZ sont détaillées. Cet essai s'apparente à un essai de séchage en vraie grandeur : un chargement hydrique est imposé à la roche, et sa réponse HM est enregistrée par différents capteurs. Des mesures climatiques dans la section de la galerie permettent de s'assurer des propriétés de l'air (vitesse, HR et température). Les mesures hydrauliques sont réalisées dans la roche, via des capteurs de pression interstitielle, des forages de mesure de teneur en eau ou encore des essais de pulse. Les mesures mécaniques concernent la convergence à l'avancée du front (Sections de Mesure de Convergence) ou à long terme (cannes extensométriques, extensomètres et coulissements sur cintres). L'ouverture de certaines fissures en paroi est également monitorée par des fissuromètres.

La modélisation des essais au laboratoire et l'estimation des paramètres est le sujet du **Chapitre 3**, tandis que l'interprétation numérique des essais in situ est abordée dans le **Chapitre 4**.

CHAPITRE 3 : SIMULATION D'ESSAIS AU LABORATOIRE

11. Identification de la perméabilité intrinsèque par pulse test

En conditions saturées, la perméabilité intrinsèque est le seul paramètre matériel intervenant dans l'advection des fluides (relations (9) et (10)). En conditions partiellement saturées, la perméabilité relative doit être formulée, mais la connaissance de k_{int} reste nécessaire. L'étude de sensibilité de l'essai de séchage (partie 8.4.2) montre que les résultats numériques sont assez peu sensibles à ce paramètre. L'essai de pulse est proposé pour estimer k_{int} , puisqu'il est adapté aux argilites du Cox (conçu pour les milieux faiblement perméables, voir Brace et al, 1968 ; Escoffier, 2002 ; Hsieh et al, 1981).

11.1 Caractéristiques de l'essai de pulse

4 échantillons fins (diamètre $\phi_{éch} = 38\text{ mm}$, élanement $\lambda_{éch} = 0.5$) sont extraits dans deux directions par rapport aux plans d'isotropie : plans parallèles ou perpendiculaires à l'allongement. Leurs propriétés physiques sont détaillées dans le tableau 4, et leur position dans un log géologique est donnée en Annexe 2).

Tableau 4 : Propriétés physiques des échantillons de pulse

Ech	Forage	Prof de forage (m sous la surface)	Niv géol	Mas vol nat ρ_h (g.cm ⁻³)	Mas vol sèche ρ_d (g.cm ⁻³)
EST28396_6	EST413	427.75	C2c	2.41	2.33
EST28396_7					
EST28591_6		507.8	C2b1	2.44	2.33
EST28591_7					

Ech	Mas vol grains ρ_s (g.cm ⁻³)	Poro tot ϕ (%)	Ten eau w (%)	Deg sat S_i (%)	Min arg (%)	Teneur CaCO3 (%)
EST28046	2.74	15	5.8	94	30	52.1
EST28065						
EST28167	2.72	14.3	4.9	84	35	36.0
EST28516						

Le contour des échantillons est imperméabilisé par des jaquettes en viton. Les échantillons sont d'abord amenés à saturation (pression de pore initiale p_i^0), puis un saut de pression est imposé Δp (voir tableau 5).

Tableau 5 : Chargement hydrique lors de l'essai de pulse

Echantillon	p_i^0 (MPa)	Δp (MPa)
EST28396_6	0.917	0.396
EST28396_7	1.035	0.330
EST28591_6	1.025	0.420
EST28591_7	1.110	0.280

11.2 Modélisation 2D du pulse test

11.2.1 Maillage et estimations

Dans un premier temps, l'échantillon est supposé isotrope. La modélisation de l'essai de pulse peut se faire en 2D axisymétrique, et repose sur un maillage plan (figure 50). Les mailles sont raffinées sur les bords.

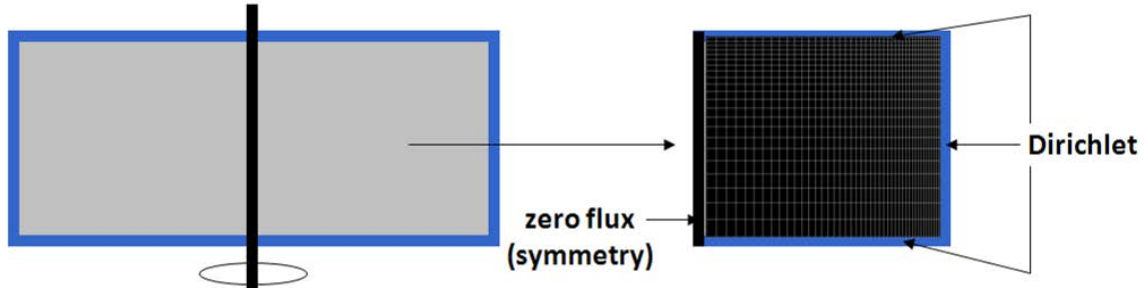


Figure 50 : Maillage 2D pour l'essai de pulse isotrope

Le choix des paramètres est motivé par une première étude 1D. Les modèles 1D font intervenir la diffusivité $D_{1D} [m^2.s^{-1}]$ et le coefficient d'emmagasinement spécifique $S_{s1D} [N.Pa^{-1}.m^{-3}]$ (Giot et al, 2011) :

$$\begin{cases} D_{1D} = \frac{E_o K_l k_{int}}{-\mu_l (E_o - 3K_l + 6K_l \nu_o) \phi_0 + 3b K_l \mu_l (-1 + 2\nu_o)(1 + \phi_o)} \\ S_{s1D} = \gamma_l \frac{E_o \phi_0 - 3K_l (-1 + 2\nu_o)(b + (1-b)\phi_0)}{E_o K_l} \end{cases} \quad (162)$$

où $\nu_o [-]$ est le coefficient de Poisson drainé.

En plus de la perméabilité intrinsèque, des paramètres poromécaniques peuvent être ajoutés aux inconnues du problème. Ici, le choix porte sur le module de Young (impact sur la mécanique) et le coefficient de Biot (couplage HM).

Pour ce type d'essai, 5 paramètres sont retenus pour l'estimation :

- Paramètre de transfert : perméabilité intrinsèque k_{int} ,
- Paramètres poromécaniques : module de Young E_o drainé et coefficient de Biot b ,
- Paramètres expérimentaux : compressibilités des réservoirs C_{re}^{inf} et C_{re}^{sup} .

Les compressibilités des réservoirs peuvent être mesurées expérimentalement, mais avec un certain degré d'incertitude. Ces paramètres sont alors ajoutés au jeu des inconnues $\mathbf{c}$. Cependant, pour éviter de perturber la convergence de l'algorithme, les paramètres de l'échantillon sont d'abord estimés, puis les compressibilités sont ajoutées aux paramètres à estimer. L'optimum à 5 paramètres $\mathbf{c} = (k_{int}, E_o, b, C_{re}^{inf}, C_{re}^{sup})$ est alors recherché à proximité du minimum trouvé précédemment (3 paramètres).

Comme précisé dans la partie 6.1, les simulations visent à reproduire les pressions dans les réservoirs supérieurs et inférieurs : ce sont ces données qui interviennent dans la fonctionnelle $\chi(\mathbf{c})$. De plus, $\chi(\mathbf{c})$ est enrichie par de l'information a priori.

Les résultats de l'inversion sont compilés dans le tableau 6.

Tableau 6 : Paramètres de pulse estimés par inversion (modèle isotrope)

	28396_6		28396_7		28591_6		28591_7	
	val init	val fin	val init	val fin	val init	val fin	val init	val fin
$k_{int} (10^{-20} m^2)$	1	3.36	1	5.12	1	5.45	1	8.78
$b (-)$	0.8	0.817	0.8	0.870	0.85	0.810	0.9	0.906
$E_o (GPa)$	5	2.14	5	4.29	2	2.09	5	0.80
$C_{re}^d (GPa.m^{-3})$	$8.2 \cdot 10^4$	$8.38 \cdot 10^4$	$8.2 \cdot 10^4$	$7.59 \cdot 10^4$	$8.2 \cdot 10^4$	$7.92 \cdot 10^4$	$8.2 \cdot 10^4$	$9.47 \cdot 10^4$
$C_{re}^u (GPa.m^{-3})$	$9.4 \cdot 10^4$	$10.20 \cdot 10^4$	$9.4 \cdot 10^4$	$9.45 \cdot 10^4$	$9.4 \cdot 10^4$	$9.29 \cdot 10^4$	$9.4 \cdot 10^4$	$9.79 \cdot 10^4$
Nb iter	20		10		9		16	

Une bonne corrélation est obtenue pour la courbe de pression amont (« upstream », voir la figure 51). La reproduction de la courbe en aval (« downstream ») est moins précise. Cet artefact est (en tout cas en partie) dû au logiciel d'acquisition des pressions : un effet en sigmoïde était constaté au début de l'essai, et imputé à un biais expérimental. Cette partie supposée erronée est corrigée par le logiciel. Au vu des résultats numériques, cette observation n'est pas due à un défaut expérimental, mais est bien intrinsèque à l'essai.

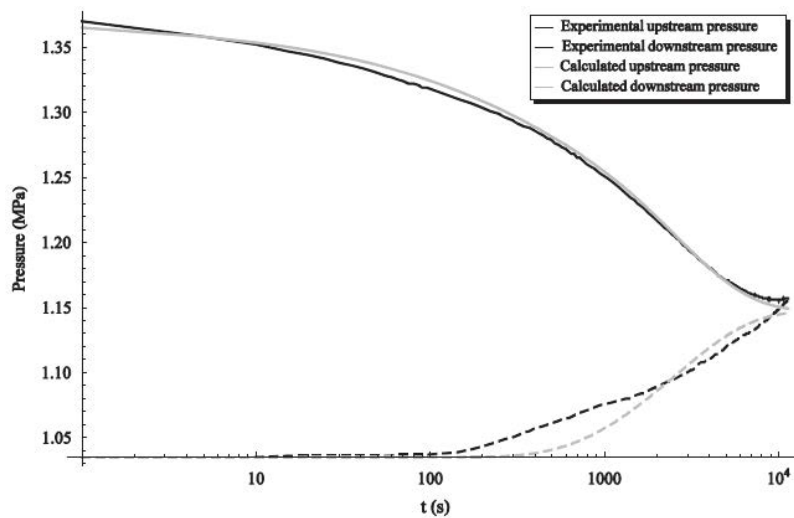


Figure 51 : Courbes de pression amont et aval, résultats expérimentaux et modélisations 2D isotropes pour l'échantillon 28396_7 (d'après Giot et al 2011)

Les courbes des autres échantillons sont données en Annexe 3.

11.2.2 Influence de l'anisotropie sur les paramètres

Les résultats du tableau 6 sont obtenus pour un modèle isotrope. Toutefois, les échantillons présentent une anisotropie en réalité, qui se répercute sur les données expérimentales. Les paramètres étant estimés à partir de ces données, leurs valeurs peuvent être impactées par l'anisotropie. On peut penser a priori que les paramètres estimés (isotropes) donnent un aperçu des paramètres réels (anisotropes) dans le sens de l'écoulement : perpendiculairement à S_0 pour les échantillons 28396_6 et 28591_6, parallèlement pour 28396_7 et 28591_7.

Les perméabilités intrinsèques des argilites du Cox varient habituellement entre $10^{-22} m^2$ et $10^{-18} m^2$ (Delay et al 2006 ; Escoffier et al, 2005), valeur retrouvée ici. Les k_{int} semblent souligner une anisotropie des propriétés de transfert de la roche, avec une perméabilité légèrement plus élevée parallèlement à la schistosité.

Le module de Young présente deux résultats contradictoires : il est plus élevé dans le sens parallèle que perpendiculaire pour l'échantillon 28396, tandis que l'inverse est observé sur l'échantillon 28591. On constate expérimentalement que le module de Young est habituellement 2 fois plus grand parallèlement plutôt que perpendiculairement à S_0 (Escoffier, 2002 ; Pham, 2006 ; Sarout, et al 2007 ; Valès, 2008 ; Zhang and Rothfuchs, 2004).

Le coefficient de Biot semble relativement peu affecté par l'isotropie transverse (de l'ordre de 10%, contre 50% à 200% pour les deux autres paramètres de l'échantillon). Ce résultat, et la valeur des estimations, concordent avec les observations de Cariou (2010).

11.2.3 Phénomènes 2D HM

Bien que l'essai de pulse puisse a priori être considéré comme unidimensionnel (CL uniformes sur les faces en amont et en aval et contour imperméabilisé : écoulement purement vertical), l'analyse de résultats numériques met en évidence des phénomènes 2D.

En traçant la pression de pore le long de la hauteur de l'échantillon (figure 52a), une zone en dépression est observée. A l'instant $t = 1\text{ s}$, la pression est homogène et égale à la pression initiale. A $t = 6\text{ s}$, le choc de pression Δp est appliqué : la pression augmente à la base de l'échantillon, mais reste constante en son sommet. Entre ces deux zones, une pression inférieure à la pression initiale règne dans une portion de l'échantillon. Cette dépression est présente jusqu'à $t = 96\text{ s}$. Ensuite, la pression redevient supérieure à la pression initiale dans tout l'échantillon, et tend à s'homogénéiser vers la valeur imposée $p_i^0 + \Delta p$.

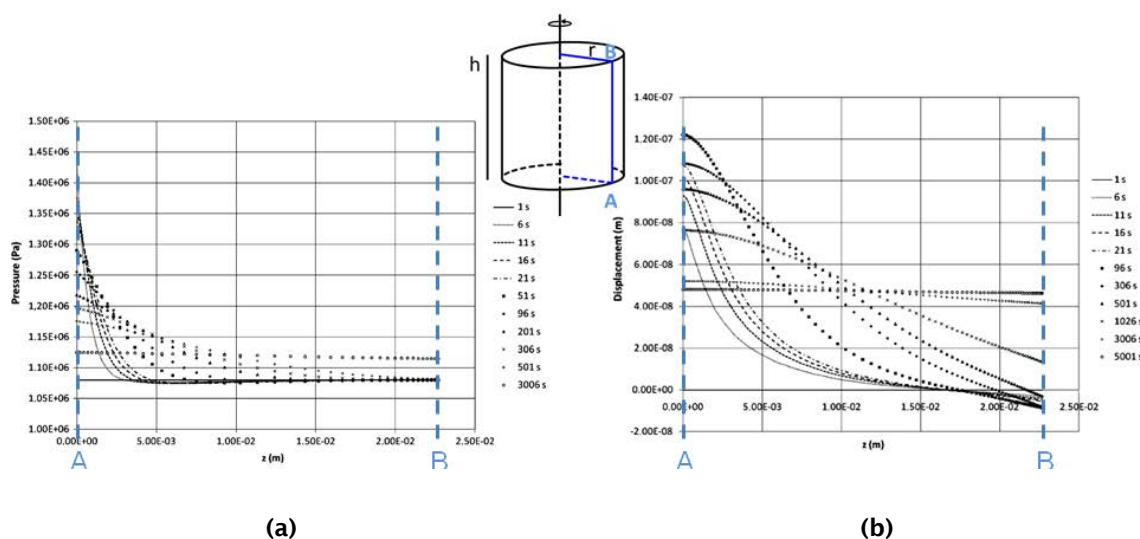


Figure 52 : Evolution de (a) la pression de pore et du (b) déplacement radial le long de la hauteur de l'échantillon (d'après Giot et al 2011)

L'augmentation de la pression de pore se répercute sur le comportement mécanique de l'échantillon : un déplacement radial positif est constaté, signe du gonflement local de l'échantillon. (figure 52b). En avant du front de surpression liquide, une zone à déplacement négatif se forme (retrait local). L'augmentation de la pression liquide génère une torsion de l'échantillon, et des contraintes de cisaillement apparaissent. A la fin de l'essai, le déplacement radial est homogène sur la hauteur de l'échantillon.

Cet effet est aussi observé radialement (figure 53) : avant le passage du front, une dépression apparaît, accompagnée d'un retrait de l'échantillon. Ce retrait se produit essentiellement sur le bord. En fin d'essai, la pression s'homogénéise dans l'échantillon, et le déplacement axial augmente linéairement du centre (déplacement bloqué) vers la peau (déplacement libre).

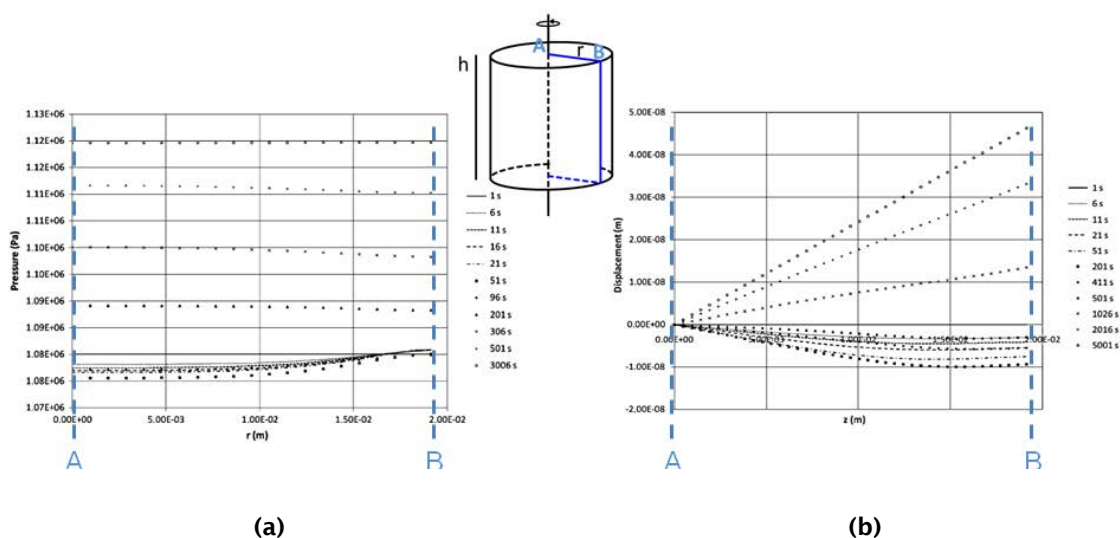


Figure 53 : Evolution de (a) la pression de pore et du (b) déplacement radial le long de la hauteur de l'échantillon (d'après Giot et al 2011)

Ces effets de couplage bidimensionnels sont observables en traçant la déformée de l'échantillon au cours du temps (figure 54).

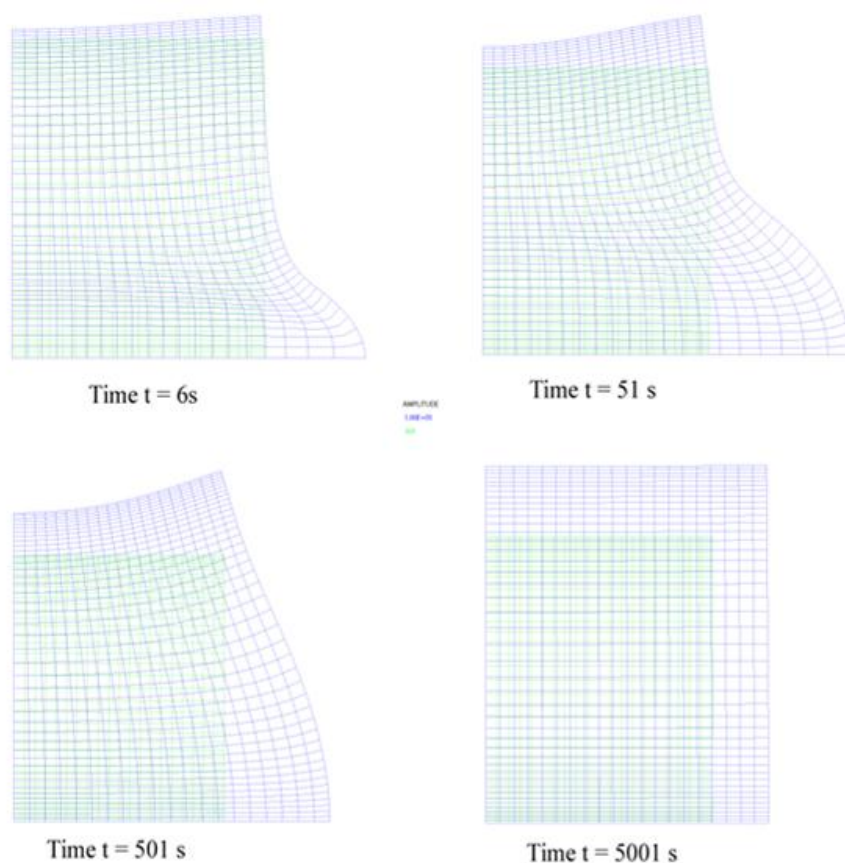


Figure 54 : Evolution de la déformée (bleu, amplifiée 10^5 fois) au cours de l'essai de pulse (d'après Giot et al 2011)

Les modèles 1D et 2D de pulse donnent des résultats proches (15% de différence sur les courbes de pression dans les réservoirs amont et aval). La modélisation 2D permet toutefois de valider l'approche 1D, et en particulier l'estimation des paramètres.

Avec des paramètres purement isotropes, les simulations mettent en évidence des phénomènes 2D qui ne semblent pas influencer l'estimation outre mesure. Dès lors qu'une anisotropie de transport et/ou mécanique est prise en compte, des modèles au moins 2D sont à utiliser. Des modèles 3D sont préférés ici, notamment pour les échantillons parallèles où il n'y a plus de symétrie de révolution.

11.3 Apport de la modélisation 3D

Le maillage est modifié pour pouvoir appliquer des propriétés anisotropes aux échantillons (figure 55).

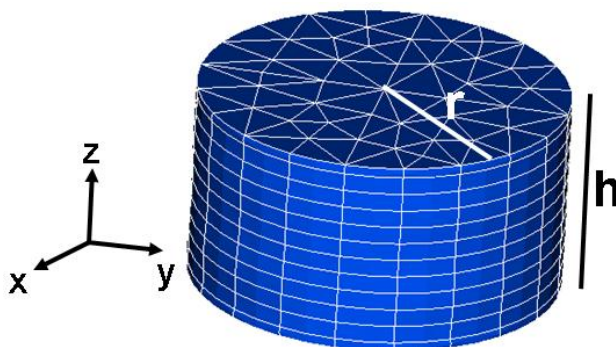


Figure 55 : Maillage 3D pour l'essai de pulse anisotrope

Suite à une étude de sensibilité, l'estimation est recentrée sur deux paramètres : k_{int} dans la direction de l'écoulement et E_o perpendiculairement à l'écoulement. En clair, les échantillons parallèles (28396-7 et 28591-7) permettent d'estimer k_{int}^1 et E_o^3 , où la direction 3 est perpendiculaire à S_0 . k_{int}^3 et E_o^1 sont estimés sur les échantillons perpendiculaires (28396-6 et 28591-6).

Pour les courbes de pression simulées, le modèle 3D anisotrope n'apporte pas une plus grande précision que le modèle 2D (figure 56).

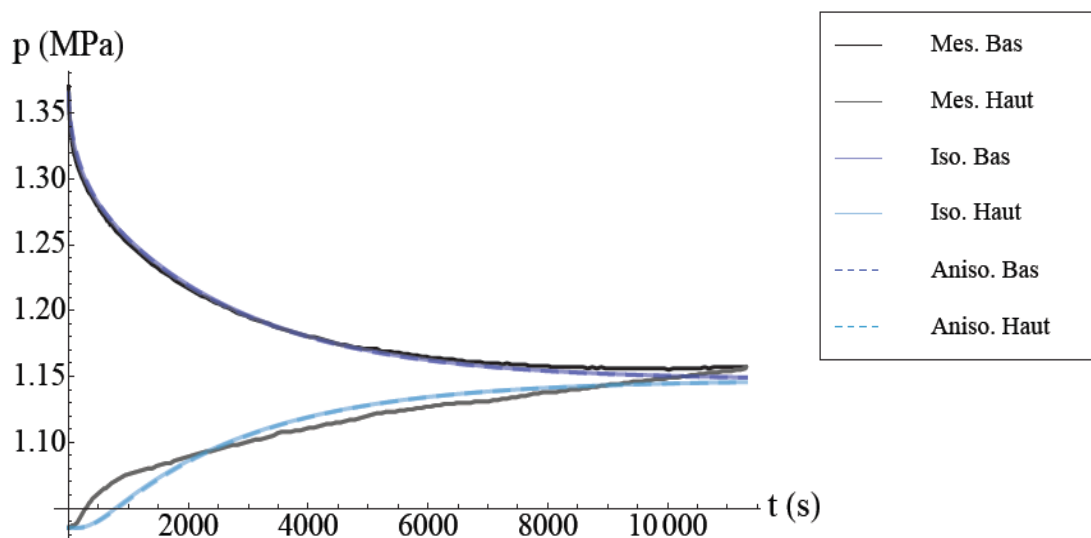


Figure 56 : Comparaison des courbes de pression obtenues par des modèles isotrope et anisotrope (échantillon 28396_7)

En revanche, l'estimation des paramètres semble plus précise. L'échantillon 28396 présente une anisotropie hydraulique de l'ordre de 1.5, et mécanique de l'ordre de 1.7. A l'inverse, l'échantillon 28591 semble hydrauliquement isotrope, mais les valeurs estimées sont plus réalistes (module de Young plus faible perpendiculairement à S_0 , avec un rapport d'anisotropie de 2.1).

Tableau 7 : Paramètres de pulse estimés par inversion (modèle anisotrope)

	28396_6	28396_7	28591_6	28591_7
$k_{int} (10^{-20} \text{ m}^2)$	2.97	4.16	4.24	4.19
E_o (GPa)	2.12	3.55	3.33	1.54

La dimension du modèle (1, 2 ou 3D) n'apporte pas réellement de précisions sur les courbes de pression calculées. Même si un modèle 2D isotrope met en évidence des phénomènes bidimensionnels dans l'échantillon, il n'apporte qu'une petite précision sur l'estimation des paramètres. Le modèle 3D anisotrope change significativement les valeurs estimées, et permet bien de souligner l'anisotropie du matériau.

12. Essai de séchage : propriétés non-saturées

L'essai de séchage permet d'étudier le comportement non-saturé des échantillons. L'objectif principal est d'estimer les paramètres de transfert et de couplage (paramètres de VGM et coefficient de Biot, voir partie 8.4.2) et de voir leur éventuelle évolution sous différents chargements hydriques. Au cours de la thèse, deux essais de séchage ont été interprétés. Un premier travail a été effectué sur le séchage d'échantillons du Groupement de Laboratoires sur les transferts de gaz (GL-Gaz). Puis l'objectif des essais d'accompagnement de la thèse (essai g7-lae-1) est d'essayer de caractériser le couplage HM au cours du séchage.

12.1 Séchage d'échantillons du GL-Gaz

12.1.1 Présentation succincte du GL-Gaz : acteurs et missions

Au cours du stockage, des gaz seront produits selon plusieurs mécanismes : corrosion des composants métalliques, activité des micro-organismes, radiolyse de l'eau et des matières organiques, activité alpha (Argiles, 2005). La majeure partie des gaz (essentiellement de l'hydrogène) sera produite par la corrosion des métaux (Talandier, 2005). La production de gaz n'est pas homogène à l'échelle du stockage, et dépend du type de déchets dans la zone considérée. Il semble alors primordial d'étudier la circulation des gaz entre les différents composants des ouvrages ainsi que de leur mode de transfert dans le milieu environnant (document interne C.RP.ASCM.09.0002, GL Gaz 2009). L'étude des transferts de gaz vise à la compréhension des processus phénoménologiques de transfert et la caractérisation des paramètres des lois introduites

A cet effet, l'Andra a réuni différents acteurs dans un GL. La recherche est organisée autour de 4 axes :

- expérimentations dédiées sur échantillons (identification de paramètres),
- expérimentations intégrées sur échantillons (compréhension des processus),
- expérimentations in situ (processus à grande échelle),
- modélisations (dimensionnement et interprétation des essais, ainsi que construction de modèles).

Plusieurs aspects ont déjà été étudiés au cours des travaux du GL-Gaz, tels que la pression d'entrée d'air dans les argilites saines et fissurées, les courbes de rétention capillaire dans les différents composants (argilites, argiles gonflantes, matériaux cimentaires) ou encore les modes de transfert aux interfaces.

Plus de détails concernant le GL-Gaz, peuvent être trouvés dans GL Gaz (2009, rapport de mi-parcours C.RP.ASCM.09.0002).

12.1.2 Propriétés de l'essai de séchage

Pour cet essai, 6 échantillons (diamètre $\phi_{ech} = 38 \text{ mm}$, élancement $\lambda_{ech} = 1$) subissent 4 paliers d'imbibition, puis 3 de séchage (figure 57). Le premier palier à $h_r^{imp} = 85\%$ sert à amener les échantillons à un état initial connu. En effet, malgré les précautions prises pour préserver les cellules (desquelles sont tirés les échantillons) suite au forage, le matériau subit une désaturation non négligeable. Cette désaturation est inconnue en début d'essai.

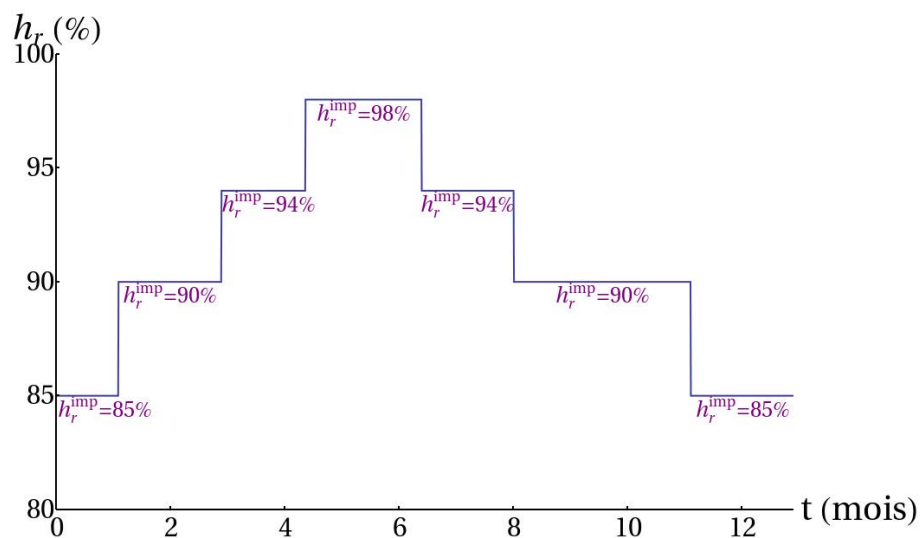


Figure 57 : Cycles de chargement au cours de l'essai de séchage

Les échantillons proviennent de forages, voire d'horizons, différents et présentent des propriétés physiques elles-aussi différentes (tableau 8). Leur position dans un log géologique est donnée en **Annexe 2**.

Tableau 8 : Propriétés physiques des échantillons (essai GL-Gaz)

Ech	Forage	Prof de forage (m sous la surface)	Niv géol	Mas vol nat ρ_h (g.cm ⁻³)	Mas vol sèche ρ_d (g.cm ⁻³)
EST27929	EST423	527.05	C2b2	2.38	2.25
EST28032		553.75	C2b1	2.39	2.25
EST28046		559.92		2.42	2.28
EST28065		561.75		2.42	2.29
EST28167		588.85		2.48	2.37
EST28516	EST413	478.15		2.39	2.22

Ech	Mas vol grains ρ_s (g.cm ⁻³)	Poro tot ϕ (%)	Ten eau w (%)	Deg sat S, (%)	Teneur CaCO3 (%)
EST27929	2.66	15.6	6.0	92	19.4
EST28032	2.66	15.5	6.1	94	19.6
EST28046	2.67	14.5	5.7	96	24.2
EST28065	2.67	14.1	5.6	96	23.1
EST28167	2.71	12.3	4.6	93	37.9
EST28516	2.71	17.9	7.6	100	18.3

Les masses sont acquises toutes les 10 minutes (mesures automatiques). Aucune mesure de déformation n'a été réalisée, et l'estimation porte sur les paramètres de transport uniquement $\mathbf{c} = (n, p_r)$ ou $\mathbf{c} = (n, m, p_r)$. Cependant, le modèle considéré est bien couplé HM, où un coefficient de Biot de 0.75 et un module de Young drainé de 6 GPa ont été retenus.

12.1.3 Modélisation palier par palier : une démarche « locale »

En première approche, les cycles sont modélisés palier par palier. Les estimations sont concentrées sur les paramètres de VGM : le jeu à estimer est $\mathbf{c} = (n, p_r)$, avec m imposé selon $m = 1 - 1/n$. Les paramètres estimés sont détaillés dans les tableaux 9 et 10. Les courbes de masse qui en résultent sont bien corrélées avec les données expérimentales (figure 58, et **Annexe 4** pour les autres échantillons).

Tableau 9 : Estimations du paramètre n (-)

Num palier, h_r^{imp}	1, 90%	2, 94%	3, 98%	4, 94%	5, 90%	6, 85%
27929	1.8	1.31	1.18	1.2	1.16	1.19
28032	1.8	1.42	1.2	1.18	1.29	1.19
28046	2	1.4	1.2	1.15	1.31	1.22
28065	1.9	1.8	1.2	1.22	1.25	1.2
28167	2.17	1.8	1.24	1.17	1.47	1.23
28516	1.75	1.45	1.23	1.22	1.38	1.19
Moy	1,90	1,53	1,21	1,19	1,31	1,20
Ec-Typ	0,14	0,20	0,02	0,03	0,10	0,02
ET rel (%)	7,6	12,8	1,7	2,2	7,4	1,3

Tableau 10 : Estimations du paramètre p_r (MPa)

Num palier, h_r^{imp}	1, 90%	2, 94%	3, 98%	4, 94%	5, 90%	6, 85%
27929	10	7.5	4.5	10.2	5	13.5
28032	10	6	4.6	11.3	5.2	14
28046	11	3.9	4.5	10	5	10.5
28065	9.5	6.3	4.2	9	4	13
28167	9.9	5.5	4.2	9.5	6	12
28516	10	5	5	10	7.5	15
Moy	10,25	5,50	5,00	9,67	5,00	13,50
Ec-Typ	0,43	0,50	0,00	0,47	0,71	1,12
ET rel (%)	4,2	9,1	0,0	4,9	14,1	8,3

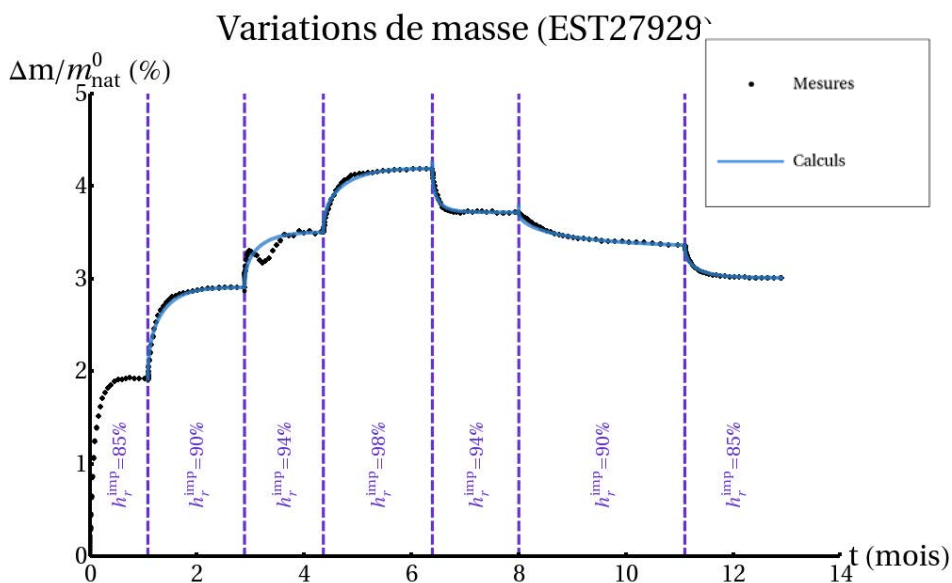


Figure 58 : Résultats direct et inverse sur la variation de masse relative de l'échantillon 27929

Ces résultats mettent en évidence une dépendance des paramètres à l'humidité relative imposée, c'est-à-dire à l'état de saturation de l'échantillon. Les deux paramètres semblent diminuer en imbibition, mais leur évolution est plus complexe en séchage (figure 59).

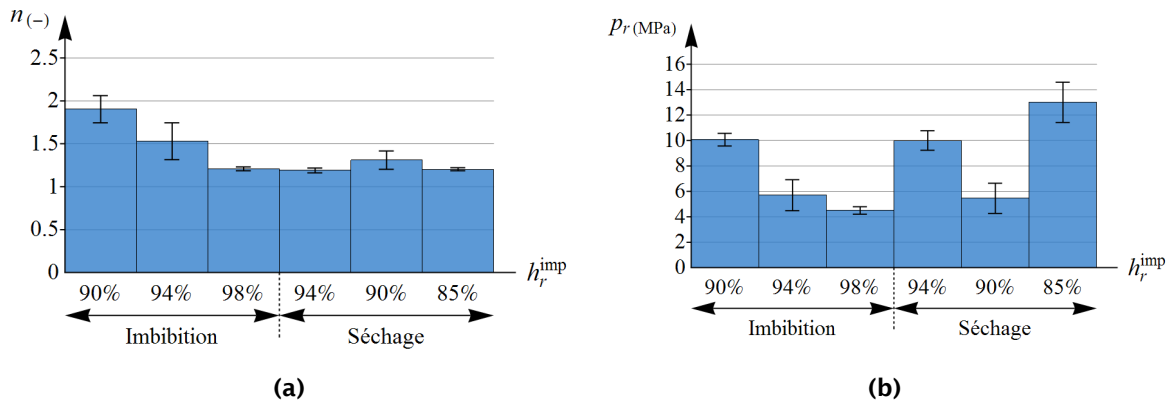


Figure 59 : Evolution des paramètres inverses (a) n et (b) p_r au cours d'un cycle imbibition/séchage

Cependant, les isothermes de sorption obtenues sur toute la gamme d'HR explorée sont discontinues (figure 60) et donc en contradiction avec la physique. L'origine de ce problème est certainement que les paramètres varient continûment avec l'HR. Or, les paramètres ne sont estimés que pour certaines HR, et cet échantillonnage est vraisemblablement trop faible. Pour avoir un résultat statistiquement admissible, il faudrait avoir plus de points, soit des variations d'HR imposée faibles. Ceci est difficile à réaliser expérimentalement. En outre, ce biais pourrait venir du modèle de VGM en lui-même. Bien que s'avérant être le plus adapté à notre problème (comparé aux relations de Vachaud-Vauclin et d'Irmay), ce modèle est peut-être trop simplifié pour simuler la physique mise en œuvre. Cependant, des relations de transfert plus fines impliqueraient un modèle nettement plus compliqué. Pour garder un modèle « raisonnable », et dans un souci de cohérence, les calculs ont été lancés sur les trajets complets, d'abord en imbibition puis en séchage.

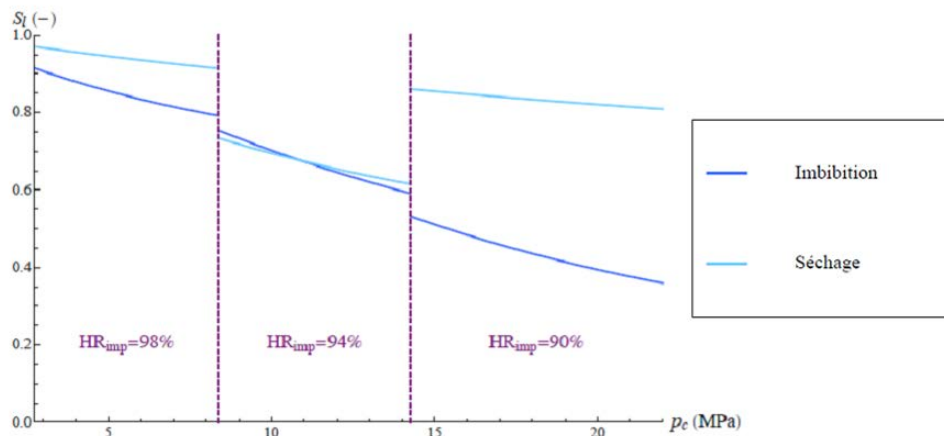


Figure 60 : Isotherme de sorption obtenue pour l'échantillon EST28167

12.1.4 Modélisation sur les trajets complets : « approche globale »

Contrairement aux calculs précédents, le premier palier à $h_r^{imp} = 85\%$ est lui aussi modélisé. Dans la phase de recherche directe, l'HR initiale h_r^0 est estimée. Elle correspond à l'état de saturation initial de l'échantillon. De plus, un degré de liberté est ajouté, puisque les paramètres n et m sont découplés. Ce découplage est introduit afin de donner plus d'indépendance à la courbe de perméabilité relative : m affectera essentiellement la courbe de perméabilité (mais aussi l'isotherme de sorption), alors que n et p_r ne modifieront que l'isotherme de sorption. Le jeu de paramètre identifié lors de l'inversion se limite aux paramètres de VGM : $\mathbf{c} = (n, m, p_r)$ (tableaux 11 et 12).

Tableau 11 : Paramètres obtenus sur l'imbibition complète, par calages direct (a) et inverse (b) (*np : non-pertinent)

	h_r^0 (%) (fixée)	b (-) (fixé)	E_o (GPa) (fixé)	n (-)	m (-)	p_r (MPa)	S_l^{init} (%) (déduite des paramètres)
27929	54	0.75	6	1.47	0.28	12.3	45
28032	58	0.75	6	1.56	0.27	10.2	43
28046	50	0.75	6	1.51	0.29	12	40
28065	50	0.75	6	1.56	0.27	10.0	39
28167	50	0.75	6	1.56	0.27	9.0	37
28516	70	0.75	6	1.54	0.29	9.9	48
Moy	np*	np*	np*	1.53	0.28	10.6	np*
Ec-Typ	np*	np*	np*	0.03	0.009	1.1	np*
ET rel (%)	np*	np*	np*	2.0	3.2	10.4	np*

(a)

	h_r^0 (%) (fixée)	b (-) (fixé)	E_o (GPa) (fixé)	n (-)	m (-)	p_r (MPa)	S_l^{init} (%) (déduite des paramètres)
27929	54	0.75	6	1.37	0.30	15.0	48
28032	58	0.75	6	1.24	0.36	11.1	42
28046	50	0.75	6	1.43	0.29	13.7	44
28065	50	0.75	6	1.33	0.33	9.8	37
28167	50	0.75	6	1.37	0.32	9.3	36
28516	70	0.75	6	1.32	0.33	10.9	50
Moy	np*	np*	np*	1.34	0.32	11.6	np*
Ec-Typ	np*	np*	np*	0.06	0.02	2.1	np*
ET rel (%)	np*	np*	np*	4.5	6.3	18.1	np*

(b)

Tableau 12 : Paramètres obtenus pour le drainage complet, par calages direct (a) et inverse (b) (*np : non-pertinent)

	h_r^0 (%) (fixée)	b (-) (fixé)	E_o (GPa) (fixé)	n (-)	m (-)	p_r (MPa)
27929	98	0.75	6	1.21	0.17	12.0
28032	98	0.75	6	1.24	0.2	12.0
28046	98	0.75	6	1.24	0.19	10.0
28065	98	0.75	6	1.24	0.19	10.0
28167	98	0.75	6	1.28	0.22	9.0
28516	98	0.75	6	1.23	0.19	11.0
Moy	np*	np*	np*	1.24	0.19	10.7
Ec-Typ	np*	np*	np*	0.02	0.02	1.1
ET rel (%)	np*	np*	np*	1.6	10.5	10.3

(a)

	h_r^0 (%) (fixée)	b (-) (fixé)	E_o (GPa) (fixé)	n (-)	m (-)	p_r (MPa)
27929	98	0.75	6	1.58	0.13	9.6
28032	98	0.75	6	2.80	0.13	10.6
28046	98	0.75	6	3.08	0.13	11.1

28065	98	0.75	6	1.69	0.14	8.5
28167	98	0.75	6	2.78	0.16	10.3
28516	98	0.75	6	2.39	0.15	9.7
Moy	np*	np*	np*	2.39	0.14	10.0
Ec-Typ	np*	np*	np*	0.57	0.01	0.8
ET rel (%)	np*	np*	np*	23.9	7.1	8

(b)

Localement, les résultats numériques « fittent » moins bien les mesures expérimentales, mais permettent d'obtenir des paramètres satisfaisants globalement (figure 61). L'ensemble des modélisations est donné en Annexe 5.

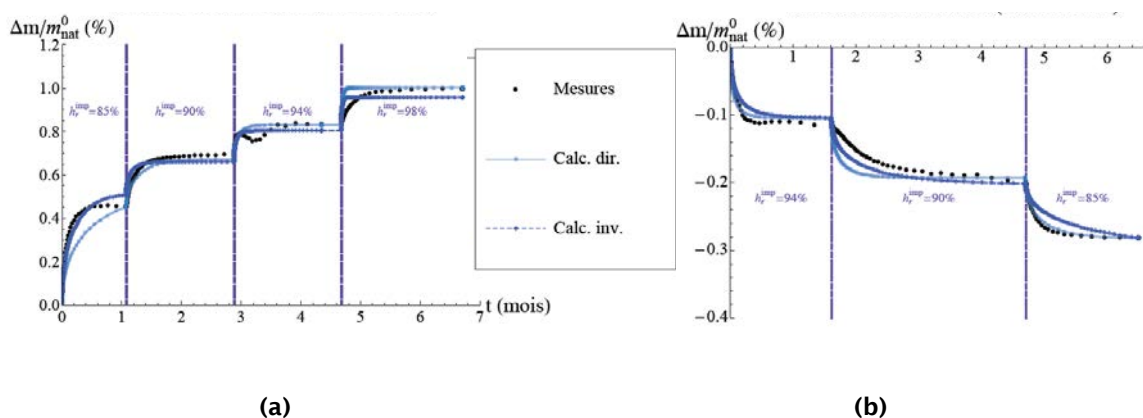


Figure 61 : Variations de masse mesurée et calculée (directe et inverse), en imbibition (a) et en séchage (b) (échantillon 27929)

Avec les paramètres trouvés ci-dessus, l'isotherme de sorption met bien en évidence une hystérésis capillaire (figure 62). L'hystérèse est plus ou moins prononcée selon que l'on considère les résultats directs ou inverses.

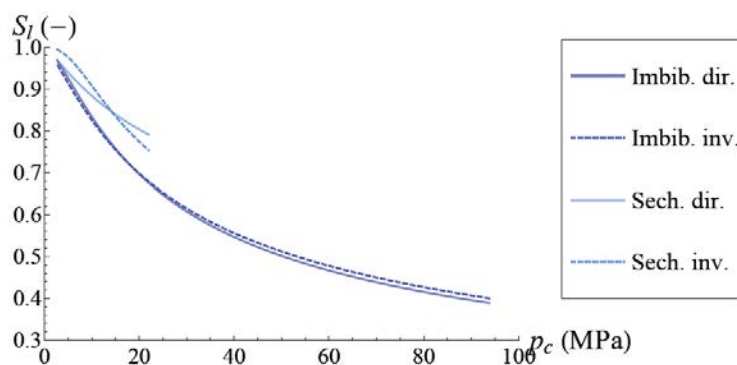


Figure 62 : Isotherme de sorption obtenue à partir des paramètres moyens. L'isotherme n'est tracée que sur les intervalles étudiés expérimentalement.

Attention toutefois, pour les paramètres obtenus sur l'inversion du séchage (tableau 12b), moyenner le paramètre n n'est peut-être pas pertinent. En effet, les résultats inverses mettent en évidence deux tendances sur ce paramètre : un n modéré $\sim 1,5$ et un n plus fort $\sim 2,8$. Il serait peut-être plus judicieux de considérer deux « familles » de résultats et de tirer deux moyennes de n . Cette valeur n'est pas corrélée avec les paramètres physiques : les échantillons EST28032, EST28046 et EST28167 présentent une valeur forte pour n (tableau 12b) mais pas de points communs physiques (tableau 8).

Concernant le palier en séchage à $h_r^{imp} = 90\%$, il semblerait que le processus physique soit différent de celui des autres paliers (cinétique plus lente et palier plus grand). Pour les 6 échantillons (Annexe 5), la cinétique n'est pas monotone : au lieu de décroître avec la diminution d'HR, elle est forte sur le palier

98% → 94%, faible sur le palier suivant (à 94% → 90%) puis de nouveau plus forte. Le modèle ne peut tenir compte de ce phénomène, et le résultat numérique ne peut fitter proprement les paliers en drainage à $h_r^{imp} = 90\%$ et $h_r^{imp} = 85\%$ en même temps. Aucune comparaison ne peut être effectuée pour l'imbibition sur ces mêmes HR, car le palier 90% → 94% est biaisé par un défaut d'acquisition.

12.2 Essai g7-lae-1 : couplage HM lors du séchage

L'endommagement se produit au cours du séchage des échantillons (partie 7.3.5). Bien qu'il ne soit pas pris formellement en compte dans le modèle, une influence est attendue sur la valeur des paramètres (paramètres poroélastique et de VGM). L'endommagement dépend a priori du trajet de chargement. Dans cet essai, les échantillons sont soumis à des trajets de chargement variés pour voir leur éventuelle influence sur les paramètres.

12.2.1 Protocole

Pour cet essai, 12 échantillons sont utilisés de diamètre $\phi_{éch} = 38\text{ mm}$. Initialement, l'éclatement prévu était de $\lambda_{éch} = 2$ mais a été réduit à 1,5 compte tenu du trop faible diamètre de la carotte d'argilite. Les échantillons sont donc plus sensibles aux sollicitations mécaniques (compressions isotropes et triaxiales), comparativement à des éprouvettes plus hautes.

Les 12 échantillons sont équipés avec des jauges de déformations (collées à mi-hauteur) puis placés dans un dessiccateur. Préalablement des mesures de vitesses sont réalisées avec précision et en nombre suffisant pour déterminer le tenseur acoustique complet. Lors du séchage, la masse est relevée périodiquement (tous les 2 à 8 jours). A cet effet, les échantillons doivent être sortis de la cellule à humidité contrôlée. Cette étape doit être la plus courte possible pour limiter les perturbations de l'air ambiant sur l'état de saturation des échantillons. En général, les éprouvettes étaient sorties moins de deux minutes, ce qui semble acceptable devant la faible perméabilité.

Les déformations sont mesurées « en continu » (un point toutes les 10 minutes). Par manque de canaux d'acquisition, les déformations de 3 échantillons n'ont pas été enregistrées (échantillons 5, 6 et 8). Lorsque l'équilibre des masses et des déformations est atteint, les modules dynamiques et statiques sont déterminés par mesure des vitesses acoustiques et compression isotrope à faible confinement, respectivement. De cette façon, un éventuel endommagement peut-être observé par dégradation des modules. Les échantillons sont ensuite replacés en dessiccateur où l' h_r^{imp} a été changée. En toute fin d'essai, les échantillons subissent une compression triaxiale à faible confinement jusqu'à la rupture, pour voir un possible impact de l'état de saturation sur la résistance.

Le dispositif est placé dans une pièce climatisée pour limiter les fluctuations saisonnières de température.

12.2.1.1 Propriétés physiques des échantillons

Les échantillons sont extraits des cellules de confinement EST32883 et EST32887, elles-mêmes issues du forage SDZ 1202 (figure 63). Leurs positions dans un log géologique sont données en **Annexe 2**.

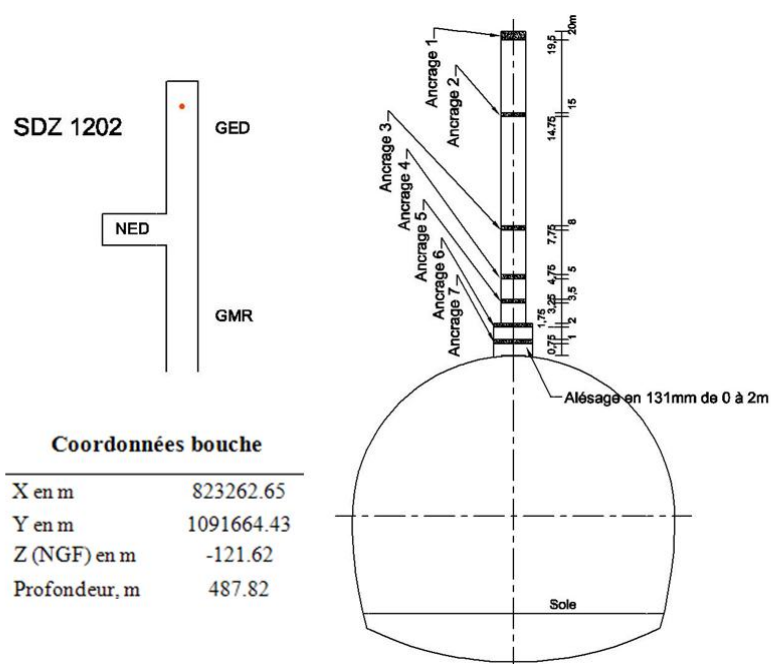


Figure 63 : Position du forage SDZ1202

Leurs masses naturelles, des grains et teneurs en carbonate sont détaillées dans le tableau 13.

Tableau 13 : Propriétés physiques des échantillons (essai g7-lae-1)

Ech	Cellule	Prof de forage (m sous la surface)	Niv géol	Mas vol nat ρ_h (g.cm ³)	Mas vol grains ρ_s (g.cm ³)	Teneur CaCO3 (%)
1	32883-I	-474.3	C2b1	2.39	2.62	25.5
2				2.39		
4	32883-II			2.38	2.63	24.3
6				2.38		
3	32883-III			2.37	2.63	23
5				2.37		
7	32887-I	-472.7		2.46	2.62	22.5
8				2.39		
9	32887-II			2.38	2.62	24.5
10				2.39		
11	32887-III			2.38	-	-
12				2.39		

La masse volumique des grains et la teneur en carbonates du tiers III de la cellule 32887 n'ont pas été déterminés. La porosité n'a pas été mesurée sur ces échantillons, elle a cependant été estimée par porosimétrie mercure sur un échantillon issu de la cellule EST32879 : $\phi \approx 12.9\%$. Cette cellule provient du même forage que celui des échantillons de séchage (SDZ1202), et a été prélevée à 1.27 mètres en amont de la cellule EST32883 (32879 est plus proche de la bouche du forage, voir son placement dans un log en **Annexe 2**). Les 3 cellules sont extraites du même horizon (C2b1).

12.2.1.2 Trajets de chargement

Les 12 échantillons sont séparés en deux séries : 6 subissent des cycles de séchage-imbibition complets, 6 autres des trajets monotones (tableau 14). En comparant des échantillons des deux lots, une éventuelle influence du trajet pourra être observée.

Tableau 14 : Trajets de chargement (essai g7-lae-1)

	a. Séchage ou imbibition						b. Séchage et imbibition					
Echantillon	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
h_r^0 (%)	85						85					
h_r^{imp} pal 1 (%)	54	94	98	75	54	33	33	33	33	33	33	54
h_r^{imp} pal 2 (%)	33	98	-	-	-	-	54	54	75	54	94	94
h_r^{imp} pal 3 (%)	-	-	-	-	-	-	85	85	-	-	-	-
h_r^{imp} pal 4 (%)	-	-	-	-	-	-	54	54	-	-	-	-
h_r^{imp} pal 5 (%)	-	-	-	-	-	-	33	33	-	-	-	-

Tous les échantillons subissent un palier initial à $h_r^{imp} = 85\%$ pour partir d'un état hydrique initial connu. L'ensemble des échantillons a perdu de la masse pendant ce cycle (figure 64). La majorité perd une masse significative³, et leur état initial est alors plutôt saturé. Pour certains (échantillons 3 et 5), la perte de masse initiale est plutôt faible, signe d'un état à la sortie de la cellule désaturé ou bien d'une porosité plus faible (moins de volume des vides, donc moins d'eau à échanger). Le forage a été réalisé en juin 2009, et les échantillons n'ont été extraits qu'en décembre 2009 (début de l'essai le 09/12/2009 pour la série a, et le 11/12/2009 pour la série b). En remarquant que les échantillons 3 et 5 proviennent du même tiers de cellule, la roche a pu être localement perturbée sur cette période malgré les précautions prises pour la conserver (cellule T1). Toutefois, aucune fissuration initiale n'est observée (figure 65).

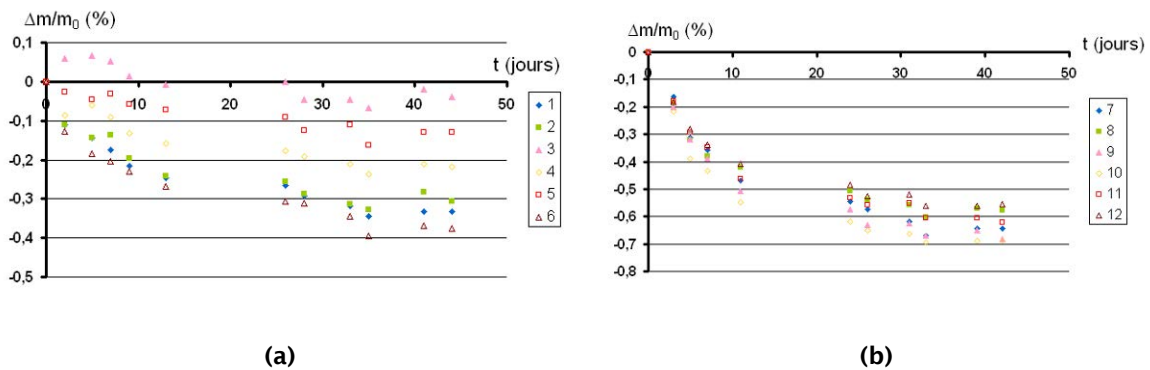


Figure 64 : Palier initial à $h_r^{imp} = 85\%$ pour amener les échantillons à un état de saturation connu

La majorité des éprouvettes subissent un ou deux paliers de chargement. Le trajet des échantillons 7 et 8 est calqué sur le cycle resaturation-désaturation initialement prévu pour l'expérimentation SDZ (partie 9.2.2) : resaturation 30%→60%→90% puis désaturation 60%→30%→20%.

³ Ce constat est fait a posteriori, au vu des variations de masse en cours d'essai (partie 12.2.2.1).



(a)



(b)

Figure 65 : Aspect initial à la sortie des cellules (a) 32883 (le 03/12/2009) et (b) 23887 (le 10/12/2009)

12.2.1.3 Positions des jauges et céramiques piézoélectriques

Les cellules sont tirées d'un forage vertical ascendant (figure 63). La schistosité S_0 étant subhorizontale in situ, les plans d'isotropie sont horizontaux (perpendiculaires à l'allongement) dans les cellules. Les échantillons sont extraits perpendiculairement à l'allongement des cellules, et les plans d'isotropie sont donc verticaux (parallèles à l'allongement, figure 66).

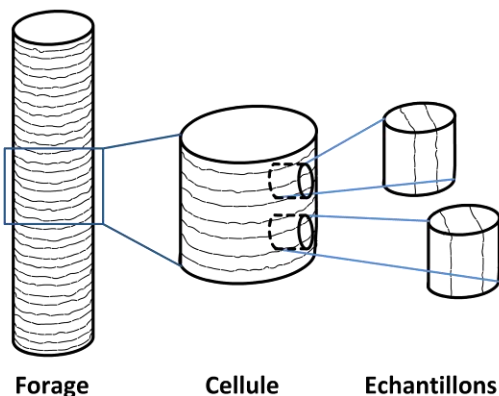


Figure 66 : Schématisation de l'orientation de la schistosité dans les échantillons (la figure n'est pas à l'échelle)

Les rosettes ont été collées sur un échantillon supposé perpendiculaire à S_0 . La direction des plans au sein des éprouvettes est retrouvée grâce :

- aux vitesses radiales des ondes P (maximum dans le plan d'isotropie, et minimum perpendiculairement à S_0),
- aux fractures lors des essais triaxiaux en fin de séchage (imputées à l'ouverture des plans d'isotropie, voir figure 67).

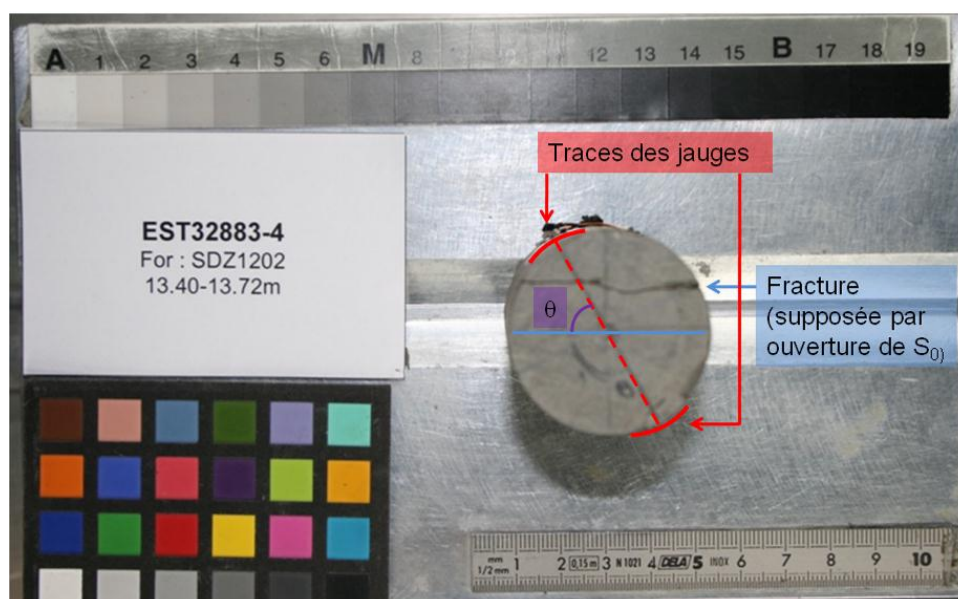
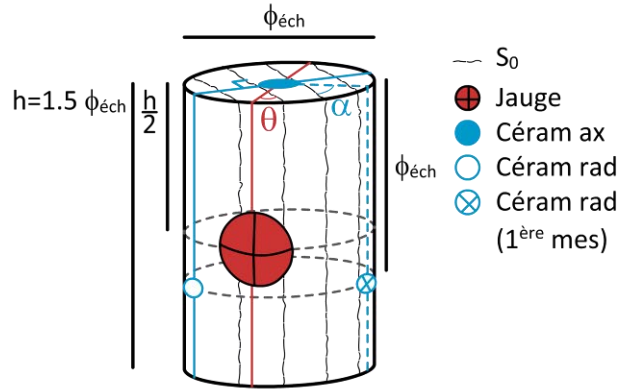


Figure 67 : Photo de la fracturation d'un échantillon suite au chargement triaxial en fin d'essai. θ est l'angle entre l'axe des jauges et S_0 .

Sur tous les échantillons, ces deux indications sont en accord et une assez bonne confiance est placée dans l'orientation du litage dans les éprouvettes. La toute première mesure de vitesse radiale (ondes P, S1 et S2) s'est également faite en supposant les échantillons perpendiculaires à S_0 . Toutes les mesures suivantes sont réalisées perpendiculairement à S_0 . L'angle θ entre S_0 et la direction de mesure de déformation, et l'angle α entre S_0 et la première mesure de vitesse sont récapitulés dans le tableau 15.

Tableau 15 : Orientation des jauges (θ) et des céramiques (α) par rapport à S_0

	θ (°)	α (°)
32883 -1	54	28
-2	43	47
-3	55	45
-4	58	27
-5	90	0
-6	40	90
32887-7	-	-
-8	-	-
-9	90	0
-10	39	46
-11	83	5
-12	43	48



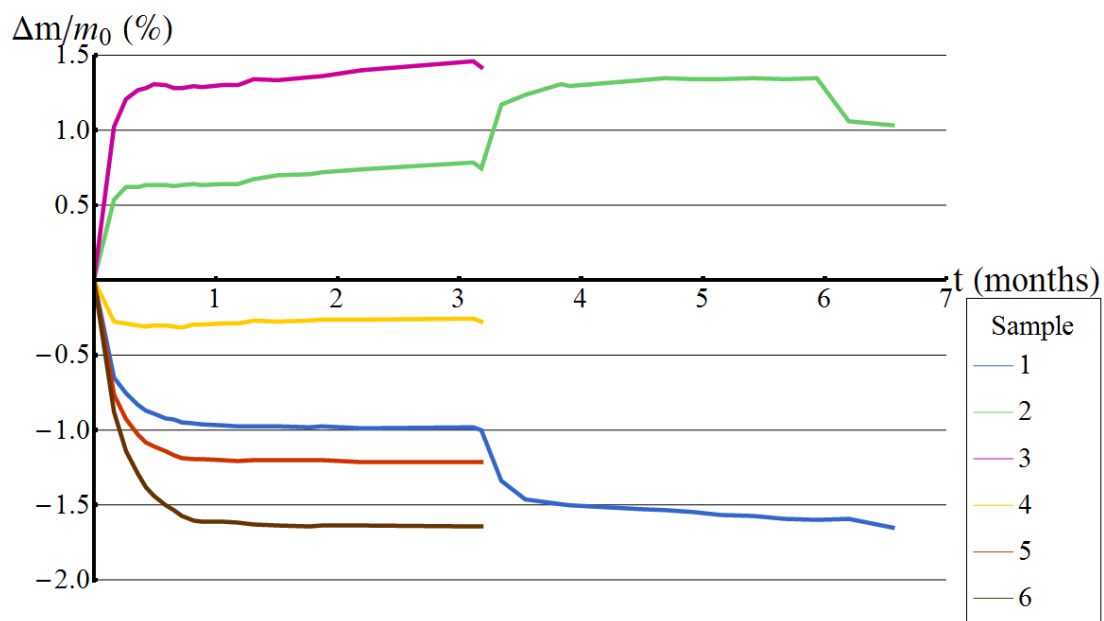
A ce jour (10/2011), les échantillons 7 et 8 sont toujours en dessiccateur, et leurs angles θ et α n'ont pas encore pu être déterminés a posteriori.

En reprenant le raisonnement de la partie 8.4.1, les déformations axiales ne sont pas sensibles au placement des jauges, contrairement aux mesures latérales.

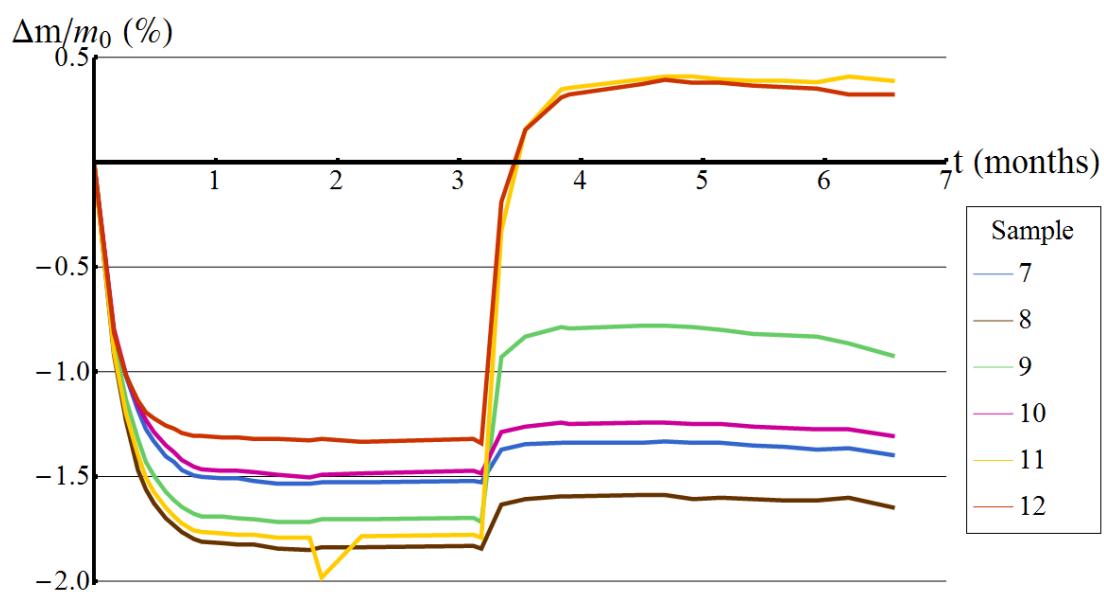
12.2.2 Résultats expérimentaux

12.2.2.1 Mesures de masse

Les variations de masse Δm sont normalisées par les masses naturelles initiales des échantillons m_0 . Les pertes de masse normalisées varient de -0.28% à -1.84%, tandis que les gains varient entre 0.13% et 2.18% (figure 68). Les échantillons subissant le même chargement affichent des variations de masse similaires.



(a)



(b)

Figure 68 : Variations de masse relatives pour les séries (a) a et (b) b

Certains cycles sont complémentaires. Par exemple, l'échantillon 3 est amené à une HR=98% directement à partir de HR=85%, tandis que l'échantillon 2 compte une étape intermédiaire à 94%. Pour les essais en imbibition seule (figure 69a) ou drainage seul (figure 69b), le trajet ne semble pas influencer l'amplitude de la prise de masse :

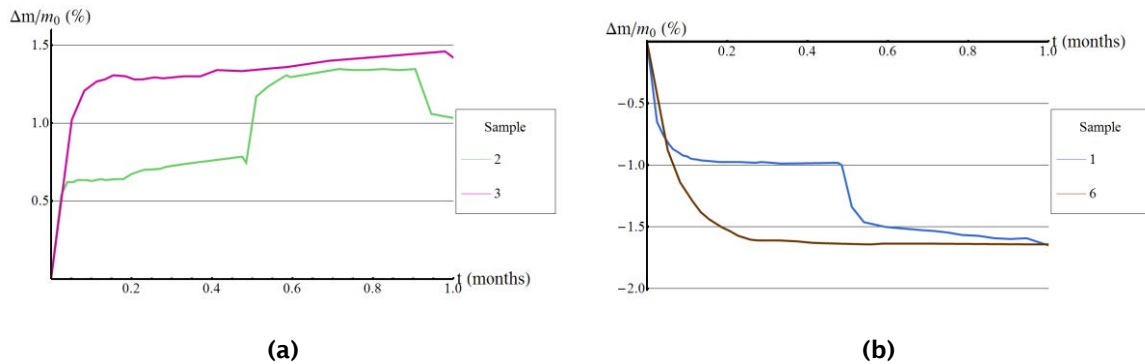


Figure 69 : Comparaison des variations de masse des échantillons (a) 2 et 3 ($h_r^{fin} = 98\%$) et (b) 1 et 6 ($h_r^{fin} = 33\%$). L'abscisse (temps adimensionné) permet de ramener les temps à une échelle comparable (pour les échantillons 1 et 2, $t_{max} = 250$ jours, alors que pour les échantillons 3 et 6 $t_{max} = 97$ jours).

Pour une même HR initiale et une même HR finale, des différences significatives sont observées si un trajet mixte est imposé à l'un des échantillons (figure 70) :

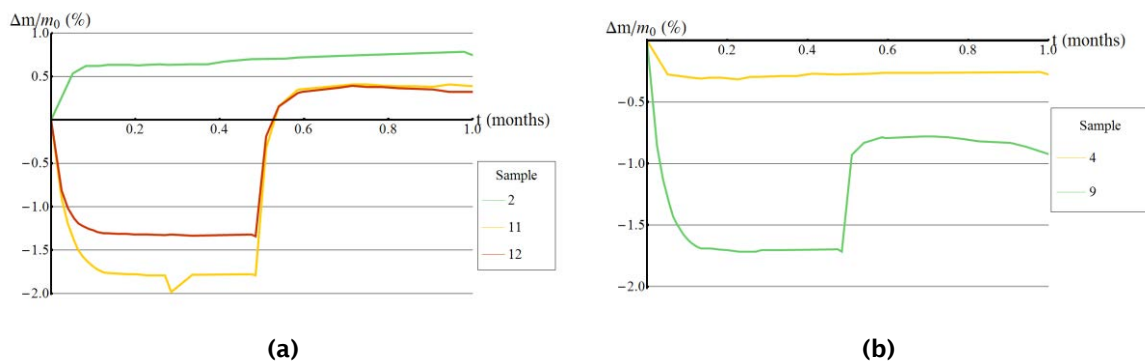


Figure 70 : Comparaison des variations de masse finales pour des trajets de chargement hydrique différents : échantillons (a) 2, 11 et 12 ($h_r^{fin} = 94\%$) et (b) 4 et 9 ($h_r^{fin} = 75\%$).

Dans les deux cas présentés en figure 70, les échantillons ayant subi un trajet mixte enregistrent une prise de masse inférieure à celles des échantillons à trajets simples. Ainsi, le séchage (à $HR=33\%$ ici) semble diminuer le volume des vides disponibles pour accueillir de l'eau lors de la phase d'imbibition. La tendance inverse aurait pu être attendue, car le séchage a tendance à fissurer le milieu. Ainsi, plus de volume serait disponible pour accueillir de l'eau. De plus, les argilites du Cox présentent un hystérésis capillaire : pour la même p_c , la saturation S_l est plus grande en séchage qu'en imbibition (Esteban et al, 2007 ; Pham et al, 2007). En revanche, pour ce qui est de la variation de pression capillaire, un plus grand saut Δp_c est nécessaire en séchage pour avoir la même variation de saturation ΔS_l qu'en imbibition. Ce phénomène découle de la géométrie du milieu poreux : du fait des constriction (« goulots » des pores), la vidange du pore nécessite une plus grande énergie (et donc un plus grand Δp_c) que son remplissage (Matthews et al, 1995). Ici, la pression capillaire à $HR=33\%$ pourrait être trop faible pour engendrer une fissuration de l'échantillon mais suffisamment forte pour diminuer le rayon d'accès de certains pores, voire les clore. Lors d'une imbibition suite au séchage, un volume plus faible serait alors disponible à même pression capillaire.

Par ailleurs, la question de l'état initial des échantillons peut être mise en avant. En effet, les échantillons 1 à 6 proviennent de la cellule EST32883 tandis que les autres sont issus d'EST32887. Cette question est renforcée par la comparaison des échantillons 1, 5, 7 et 10 où les éprouvettes 1 et 5 subissent le même

palier de séchage mais donnent des résultats différents. Ainsi, l'échantillon 5 donne un résultat comparable à celui des échantillons 7 et 10 (qui ont subi une phase de séchage intermédiaire). A l'inverse, l'échantillon 1 affiche une perte de masse plus faible (figure 71) :

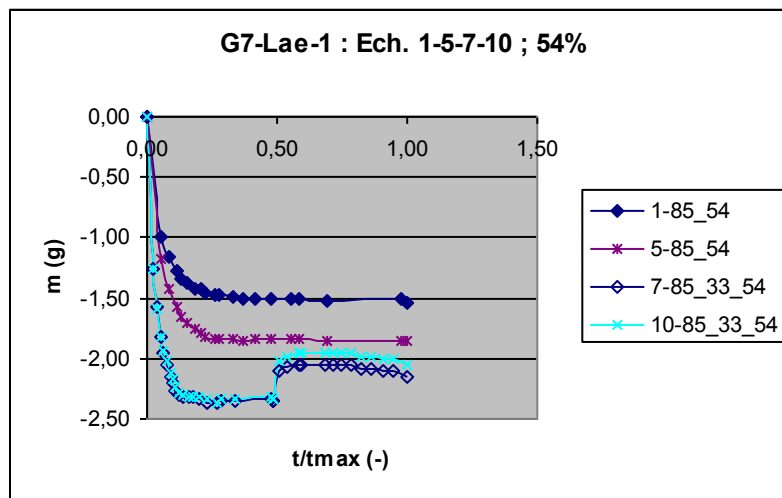


Figure 71 : Comparaison des variations de masse finales pour des trajets de chargement hydrique différents ($h_r^{fin} = 54\%$)

12.2.2.2 Mesures de déformation

Un couplage hydromécanique est mis en évidence, puisqu'un chargement hydrique provoque des déformations (figures 72 à 75). Les déformations sont mesurées dans les directions axiales et latérales. Pour tous les échantillons, l'axe d'allongement est parallèle à la schistosité S_0 .

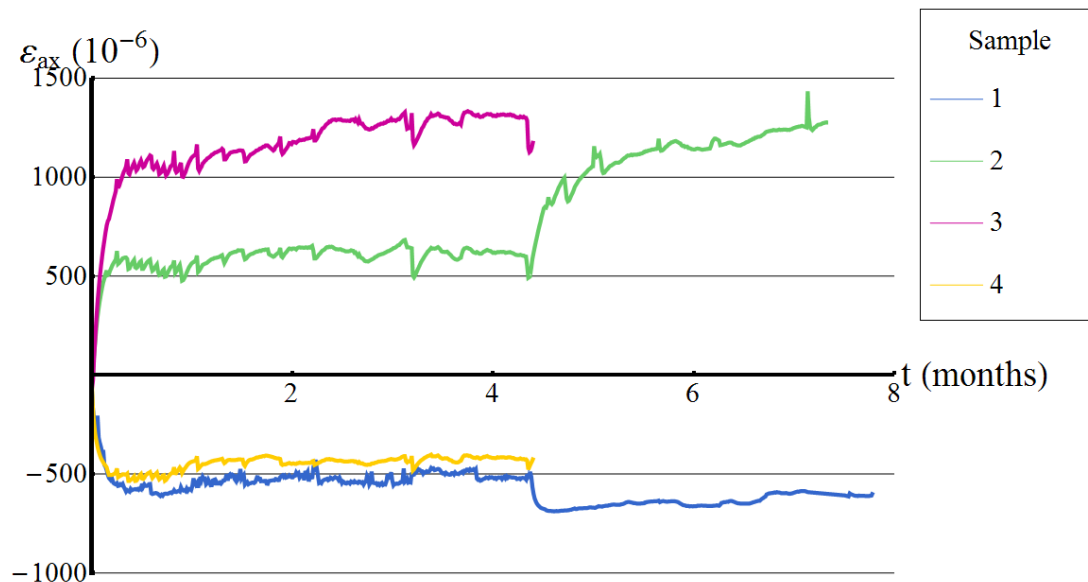


Figure 72 : Déformations axiales, série a

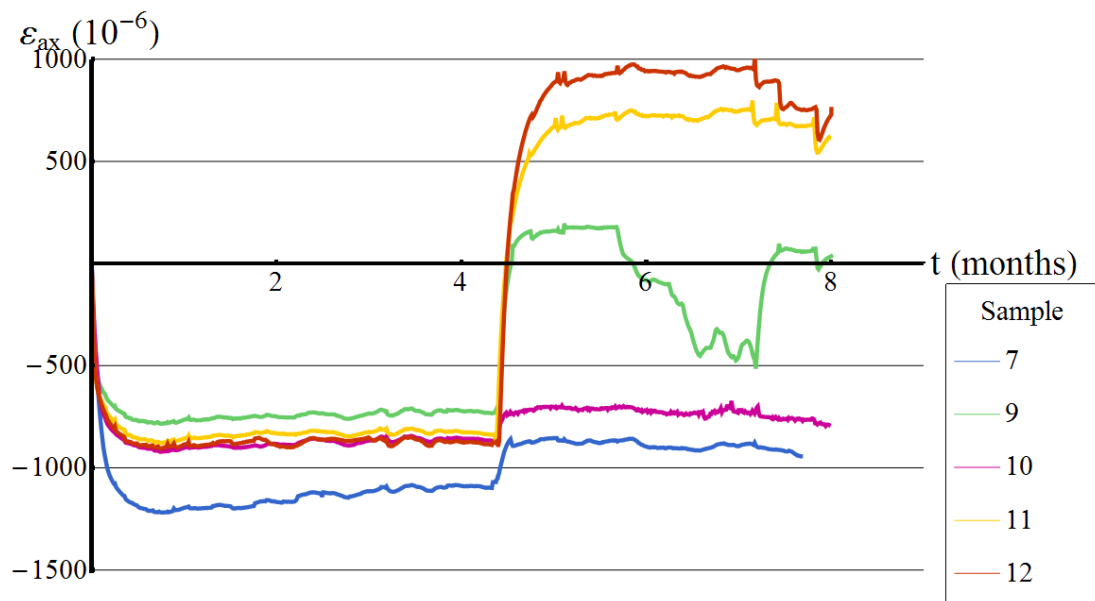


Figure 73 : Déformations axiales, série b

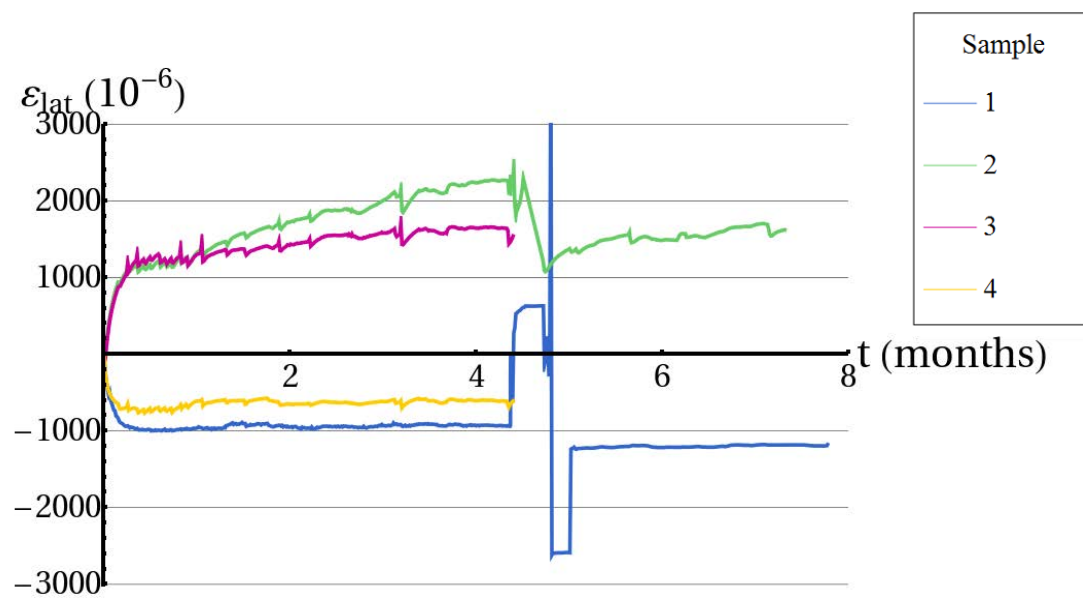


Figure 74 : Déformations latérales, série a

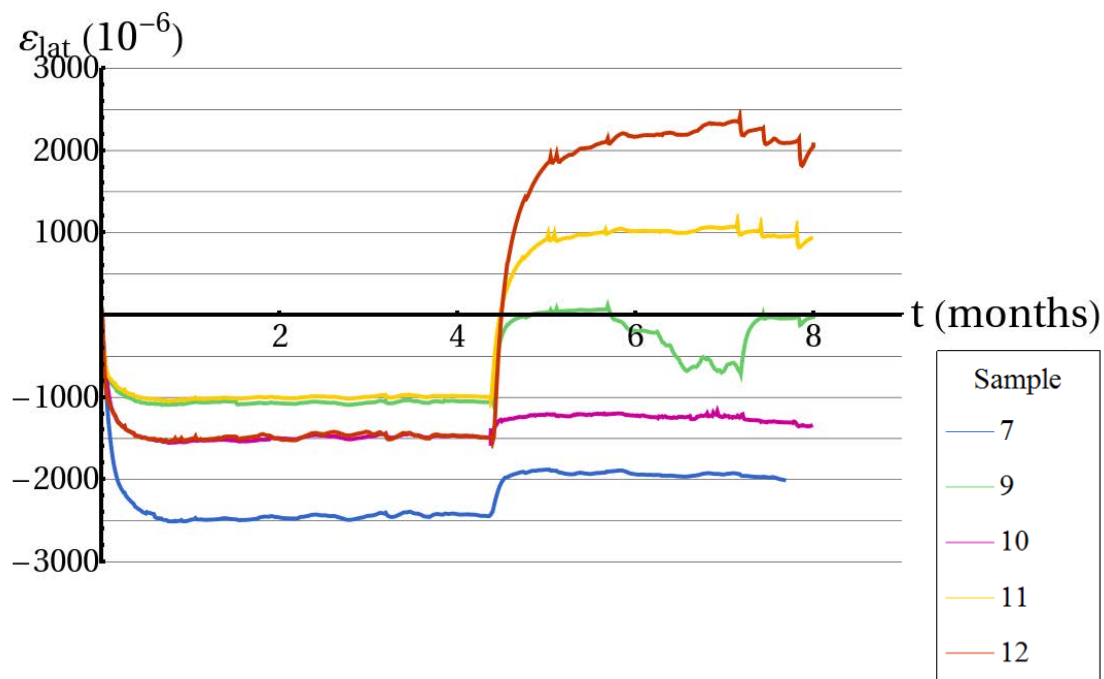


Figure 75 : Déformations latérales, série b

3 comportements « anormaux » sont constatés. Les déformations latérales des échantillons 1 et 2 présentent des sauts (défauts des jauges) et se stabilisent à des valeurs inconnues. Les déformations axiale et latérale de l'échantillon 9 subissent un déchargement-rechargement au cours du 2^e palier. Cet effet ne se retrouve pas sur les masses (figure 68), et serait dû soit à un défaut d'acquisition (détachement de la jauge) soit à un phénomène localisé sous la jauge. Une fissuration sous la jauge aurait l'effet inverse (intensification des déformations positives). Par ailleurs, aucune fissure n'était visible à l'œil nu à proximité de la jauge et à cet instant.

Une anisotropie de déformation est constatée. Le rapport d'anisotropie ne peut pas être lu en l'état puisque les mesures latérales ne sont pas forcément perpendiculaires à S_0 (figure 34 et tableau 16). Mais il peut être déduit des résultats numériques (partie 12.2.5). Ce rapport évolue au cours de l'essai (figure 76).

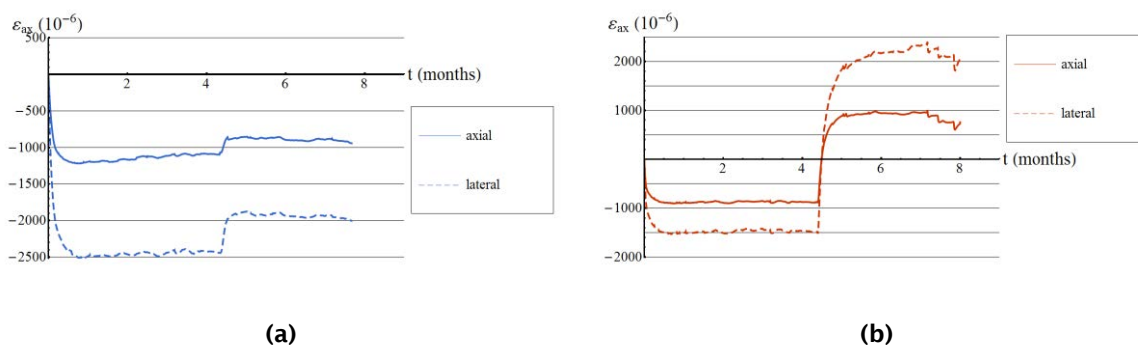


Figure 76 : Evolution de l'anisotropie au cours du séchage pour les échantillons (a) 7 et (b) 12

A priori, le litage est plus sensible à l'endommagement, et des fissures apparaissent et/ou se forment préférentiellement verticalement. Les modules latéraux devraient alors être plus affectés que ceux axiaux : le rapport d'anisotropie des modules axial/latéral (i.e. parallèle/perpendiculaire dans notre cas) devrait augmenter si l'HR diminue. En conséquence, le rapport des déformations asymptotiques axial/latéral devrait diminuer lorsque l'HR diminue. Cette évolution est constatée expérimentalement sur des argilites du Cox par Cariou (2010) et Pham et al (2007), voir la figure 77.

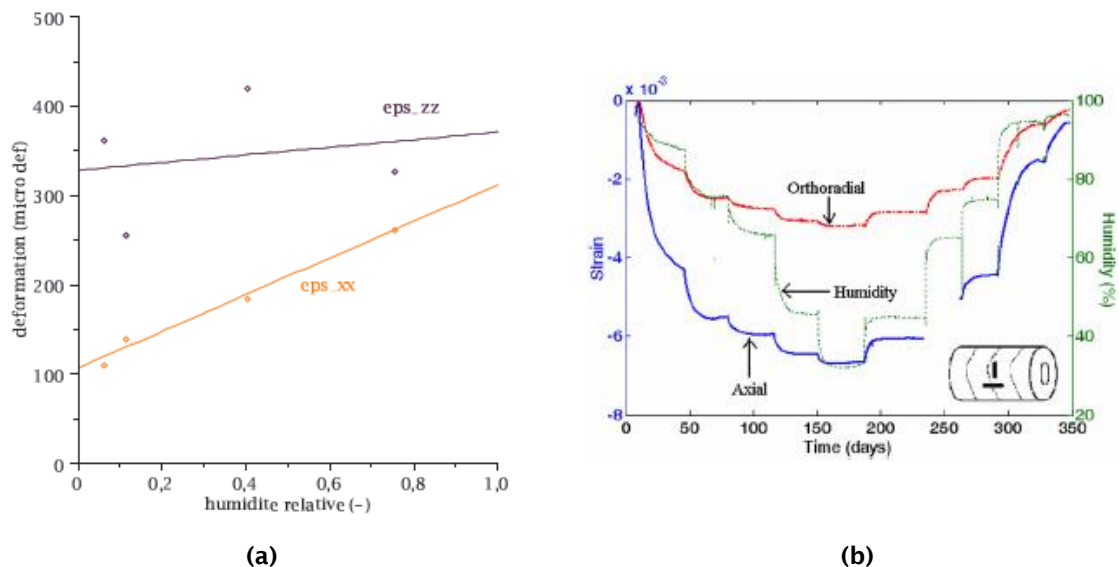


Figure 77 : Evolution des contraintes au cours d'un essai de séchage, d'après (a) Cariou (2010) et (b) Pham et al (2007). (a) ε_{zz} et ε_{xx} sont respectivement les contraintes asymptotiques perpendiculaire et parallèle à S_0 . (b) Les contraintes perpendiculaire et parallèle à S_0 sont notées « axial » et « orthoradial ». Dans les deux cas, le rapport parallèle/perpendiculaire asymptotique diminue lorsque l'HR diminue.

Par rapport aux mesures de masse, l'influence du séchage est moins évidente à interpréter sur les déformations. Par exemple, les échantillons 2 et 11 donnent des résultats proches dans la direction axiale, tandis que le 12 enregistre une déformation 1.5 fois supérieure (figure 78). Pour les masses, les échantillons 11 et 12 donnent des résultats comparables, et le 2 accuse une variation de masse plus grande (figures 68 et 69). Sur le premier palier, les éprouvettes 11 et 12 présentent des déformations égales alors qu'elles sont soumises à des HR différentes. De plus, le 12 se déforme plus au deuxième palier alors qu'il est soumis à un saut de HR plus petit. En outre, sur la figure 78, les déformations de l'éprouvette 11 sont isotropes et confirment que la rosette a été collée dans le plan d'isotropie. Les déformations latérales des échantillons 2 et 12 sont comparables et supérieures à celle du 11 : les jauges des échantillons 2 et 12 sont collées au même endroit, tandis que la jauge du 11 est quasiment dans le plan d'isotropie où les déformations latérales enregistrées seront plus faibles (module plus fort dans cette direction).

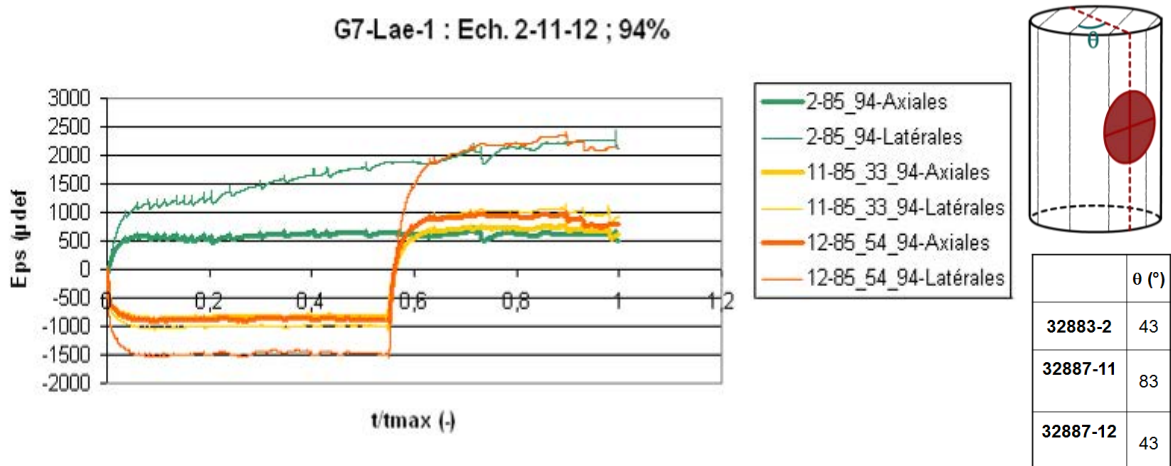


Figure 78 : Comparaison des déformations axiales (traits épais) et latérales (traits fins) pour des trajets de chargement hydrique différents, ainsi qu'orientation des rosettes par rapport à S_0 . Echantillons 2, 11 et 12 ($h_r^{fin} = 94\%$).

Sur la figure 79, les échantillons 7 et 10 subissent le même chargement hydrique. Sur le premier palier, leurs déformations sont pourtant différentes. L'amplitude des déformations sur le deuxième palier seul est comparable. Malgré cette différence, les courbes semblent indiquer que l'échantillon à trajet monotone (échantillon 1) enregistre des déformations globalement plus faibles.

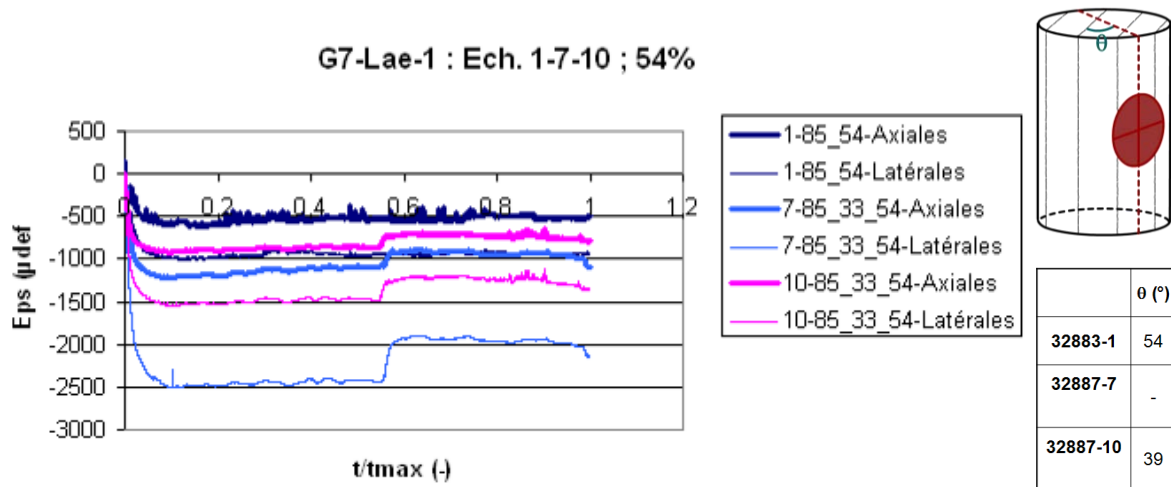


Figure 79 : Comparaison des déformations axiales (traits épais) et latérales (traits fins) pour des trajets de chargement hydrique différents, ainsi qu'orientation des rosettes par rapport à S_0 . Échantillons 1, 7 et 10 ($h_r^{fin} = 54\%$).

En ce qui concerne l'influence du trajet sur les déformations, certaines mesures confirment les observations faites sur les variations de masse. C'est le cas par exemple des échantillons 2 et 3 pour lesquels des chargements monotone et mixte donne des résultats comparables (figure 80a). Cependant, le possible comportement hystérétique n'est pas forcément corroboré. Par exemple, les déformations de l'échantillon 9 sont largement supérieures à celles de l'échantillon 4 (figure 80b), bien que les mesures de masse (figure 71b) laissent présager le contraire. Les variations de masse et les déformations ne sont pas forcément corrélées : un même échantillon peut subir des faibles variations de masse, mais de fortes déformations. Un effet d'hystérèse peut être observé sur les déformations, mais semble être indépendant d'un quelconque hystérésis capillaire. L'hystérésis mécanique peut être dû à l'endommagement : au cours du séchage, des fissures altèrent la raideur du matériau qui se déforme alors plus en se resaturant (Bornert et al, 2010). Ce processus pourrait expliquer la déformation axiale de l'échantillon 9, plus grande en imbibition qu'en séchage.

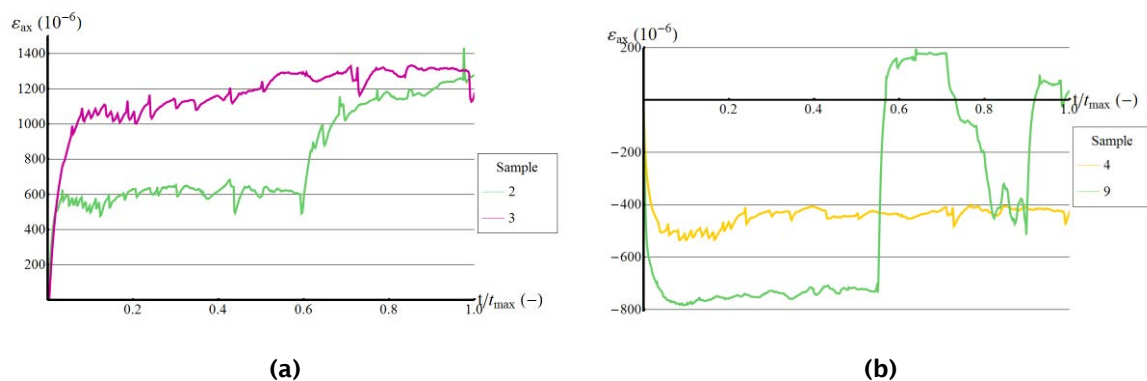


Figure 80 : Comparaison des déformations axiales des échantillons (a) 2 et 3 ($h_r^{fin} = 98\%$) et (b) 4 et 9 ($h_r^{fin} = 75\%$)

12.2.2.3 Vitesses des ondes acoustiques

Dans le but de suivre l'évolution des propriétés mécaniques des échantillons suite au séchage, des mesures d'ondes élastiques sont effectuées entre deux paliers successifs. En considérant les argilites

comme un matériau isotrope transverse, 5 mesures acoustiques sont nécessaires pour reconstruire le tenseur d'élasticité (partie 3.1.2.2). Compte tenu de l'orientation de S_0 dans l'éprouvette (figure 81), les exposants « 90 » et « 0 » de l'équation 37 sont intervertis :

$$\begin{cases} c_{11} = \rho v_P^{02} \\ c_{12} = \rho (v_P^{02} - 2v_{S1}^{02}) \\ c_{33} = \rho v_P^{902} \\ c_{66} = \rho v_{S2}^{02} \\ c_{13} = -c_{66} + \sqrt{(c_{11} + c_{66} - 2\rho v_P^{452})(c_{33} + c_{66} - 2\rho v_P^{452})} \end{cases} \quad (163)$$

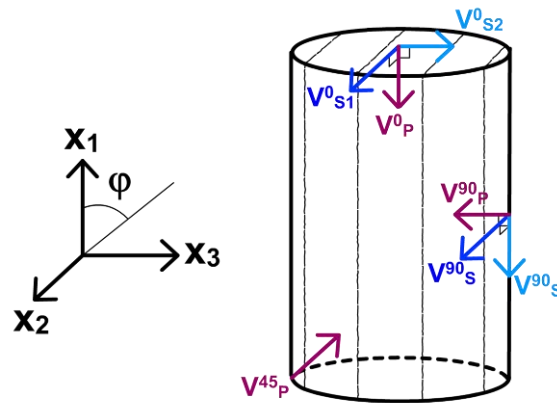


Figure 81 : Polarisation des ondes injectées dans l'échantillon. La polarisation de l'onde P coïncide avec la direction du déplacement.

Les valeurs des vitesses semblent erronées, puisque les modules calculés ont des valeurs aberrantes : modules de Young négatifs et immenses en valeurs absolues (TPa, voir figure 82), ainsi que coefficients de Poisson négatifs et supérieurs à 0.5 en valeur absolue (voir figure 83).

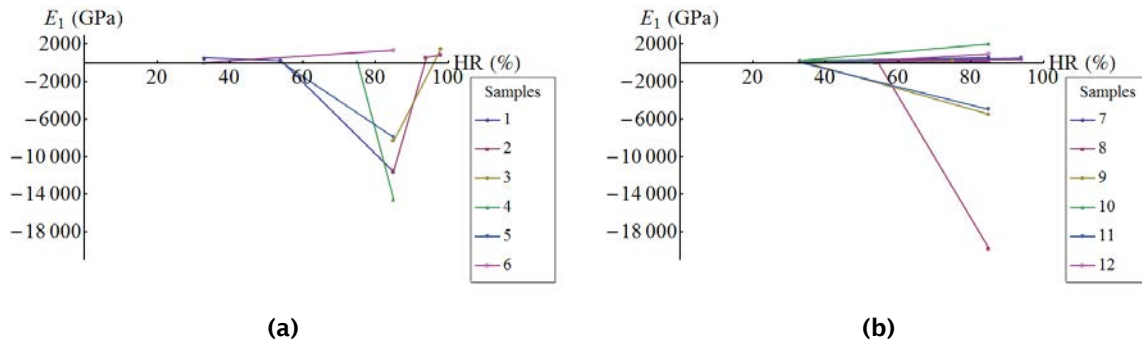


Figure 82 : Module de Young axial en fonction de l'HR à l'équilibre pour les séries (a) a et (b) b. Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%

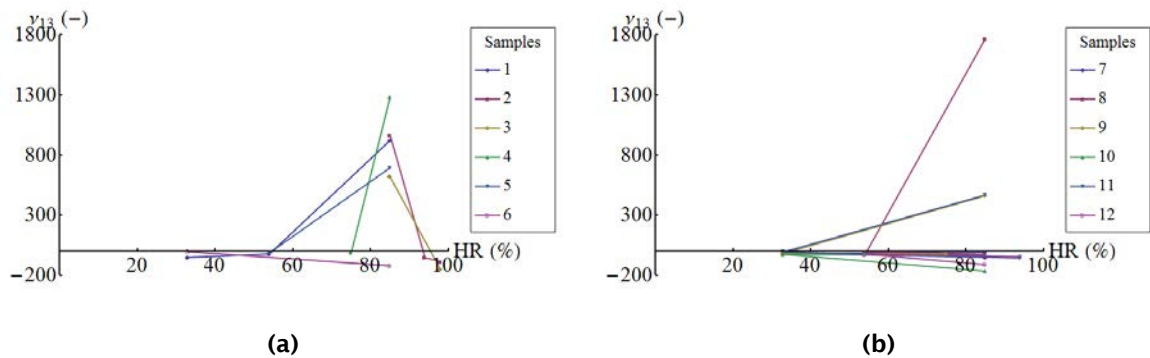


Figure 83 : Coefficient de Poisson d'anisotropie en fonction de l'HR à l'équilibre pour les séries (a) a et (b) b. Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%

On peut toutefois tenter une interprétation qualitative des vitesses. Notamment les évolutions des ondes $S_{\min}$ (i.e. S2) axiale et P latérale devraient a priori renseigner sur l'endommagement dans le sens de S_0 (plan 1-2), apparenté à l'ouverture de la schistosité. Pour pouvoir comparer les résultats entre les échantillons, on trace l'évolution relative des vitesses par rapport à une vitesse de référence. Cette vitesse de référence est la vitesse à l'état initial connu (HR=85%).

Sur les figures 84 et 85, aucune tendance générale ne se détache, et les échantillons subissant le même chargement ne présentent pas nécessairement la même évolution de vitesse.

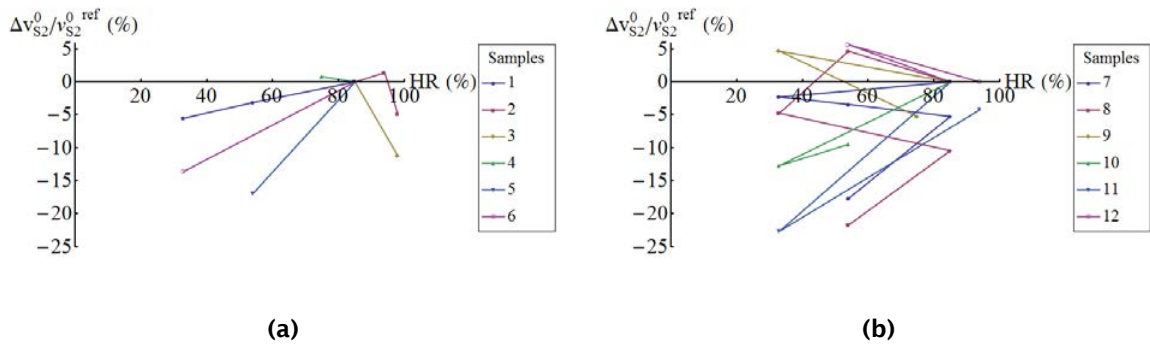


Figure 84 : Vitesses des ondes S2 axiales aux HR à l'équilibre pour les séries (a) a et (b) b (vitesses relatives). Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%

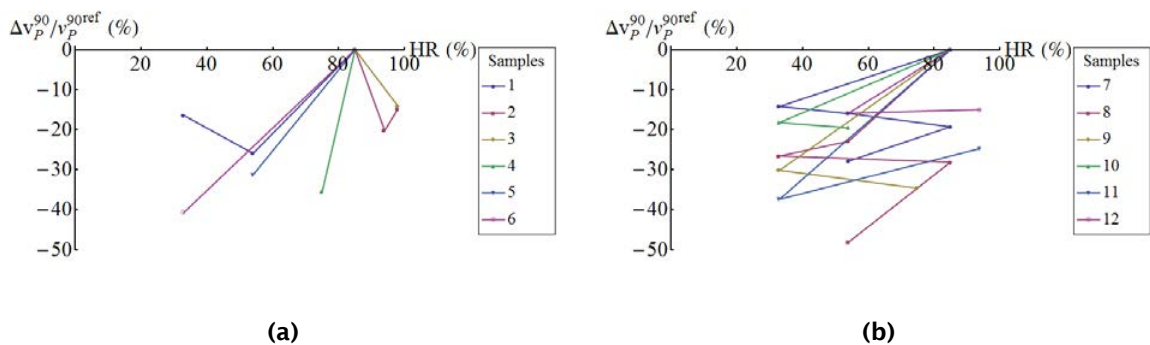


Figure 85 : Vitesses des ondes P latérales aux HR à l'équilibre pour les séries (a) a et (b) b (vitesses relatives). Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%

L'ensemble des mesures de vitesse sont données en **Annexe 6**. On peut notamment constater que les mesures des ondes S1 et S2 latérales sont très différentes, alors que des valeurs semblables sont attendues en théorie (figure 82).

En réalité, plusieurs phénomènes entrent en compétition lors du séchage, et l'interprétation n'est pas triviale :

- une fissuration (schématiquement $\downarrow HR \Rightarrow \uparrow p_c \Rightarrow \uparrow endo. \Rightarrow \downarrow vitesses\ ondes\ P\ et\ S$),
- une influence de l'état hydrique (schématiquement $\downarrow HR \Rightarrow \downarrow S_l \Rightarrow \downarrow vitesses\ ondes\ P$),
- une rigidification apparente, où la pression capillaire renforce la cohésion du matériau (schématiquement $\downarrow HR \Rightarrow \uparrow p_c \Rightarrow \uparrow raideur \Rightarrow \uparrow vitesses\ ondes\ P\ et\ S$).

Il y a trop peu de mesures de vitesses par échantillon (1 par palier), et il est impossible d'estimer leur fiabilité. Un grand nombre de mesures permettrait de dégager une tendance (moyenne). Par ailleurs, les céramiques sont décollées puis recollées entre chaque palier (pour les besoins de la compression isotrope), et peuvent légèrement dévier d'une mesure à l'autre. Des dispositifs avec mesure de vitesse automatisée et à grande fréquence seraient préférables (Eslami, 2010), puisqu'ils permettraient de suivre l'évolution des vitesses de manière plus objective.

12.2.2.4 Compressions isotropes

Entre deux paliers successifs, des compressions isotropes à faible chargement sont effectuées sur les échantillons (figure 86). La première mesure a été faite sous $\sigma = 1\text{ MPa}$, valeur trop faible pour certains échantillons. Ensuite, la contrainte isotrope a été fixée à $\sigma = 3\text{ MPa}$.

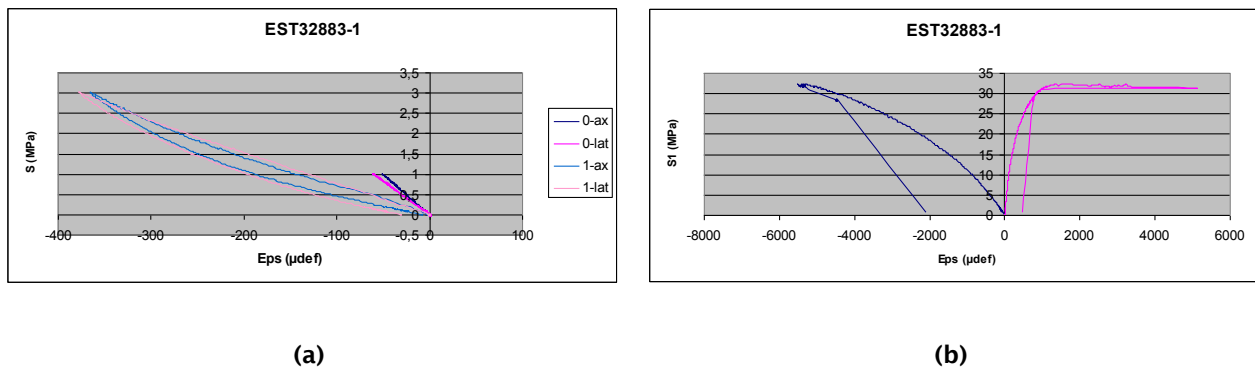
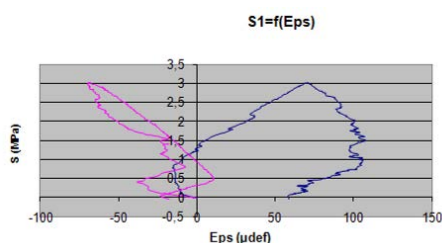


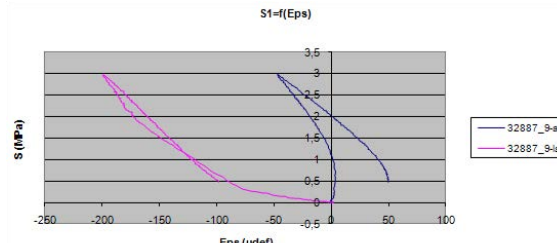
Figure 86 : (a) Compressions isotropes à l'issue des paliers 0 (HR=85%) et 1 (HR=54%), puis (b) compression triaxiale en fin d'essai (HR=33%) pour l'échantillon EST32883-1.

En recoupant avec la partie linéaire (élastique) des compressions triaxiales en fin d'essai, l'évolution du module d'incompressibilité peut être récupérée. Sous l'hypothèse d'un matériau isotrope, l'équation (30) devient vraie pour la direction axiale $\sigma_{ax} = E/(1-2\nu)\varepsilon_{ax} = 3K_s\varepsilon_{ax}$.

Les courbes de compression isotrope sont difficilement interprétables dans la grande majorité des cas (exemples en figure 87, et totalité des courbes en **Annexe 7**).



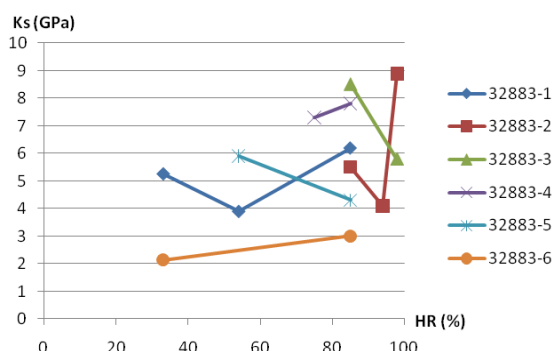
(a)



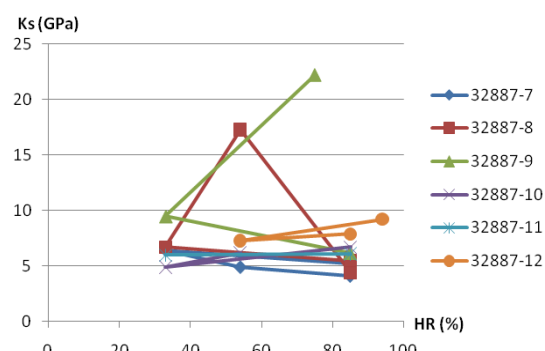
(b)

Figure 87 : Courbes de compression isotropes pour les échantillons (a) 32883-2 et (b) 32887-9 à l'issue du palier 2 (respectivement 98% et 75%)

L'évolution du module d'incompressibilité est relevée pour tous les échantillons (figure 88). Pour les chargements à $\sigma = 1 \text{ MPa}$, la pente a été systématiquement mesurée entre 0.7 et 1 MPa, et pour ceux à $\sigma = 3 \text{ MPa}$, entre 2 et 3 MPa. De cette manière, la pente est toujours évaluée sur une portion linéaire (élastique), et limite les erreurs dues à la mise en contact avec l'appareil (phase de serrage).



(a)



(b)

Figure 88 : Evolution du module d'incompressibilité avec la HR pour les séries (a) a et (b) b. Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%

Hormis quelques points orphelins (échantillons 2, 8 et 9), le séchage ne semble pas avoir un effet significatif sur K_s . Les valeurs extrêmes sont a priori plus dues à un artefact d'acquisition qu'à un effet physique. Par ailleurs, les paramètres élastiques récupérés sur les courbes triaxiales ne montrent pas de tendance générale pour l'impact du séchage sur leurs valeurs (tableau 16).

Tableau 16 : Valeurs des paramètres élastiques obtenus au cours d'un essai triaxial à $\sigma_3 = 3 \text{ MPa}$, pour des échantillons à l'équilibre avec une atmosphère à HR h_r^{fin}

Ech	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	h_r^{fin}		
E [GPa]	12.0	16.0	12.5	17.5	13.1	5.9	-	-	40.0	11,92	X	21.6	33	75	54
v [-]	0.12	0.20	0.14	0.10	0.13	0.04	-	-	0.2	0.18	X	0.11	94		98

12.2.2.5 Compressions triaxiales

Lorsque tous les paliers ont été réalisés, l'échantillon est soumis à un essai triaxial à faible confinement $\sigma_3 = 3 \text{ MPa}$. Les courbes de compression triaxiale sont données en **Annexe 8.A** à partir des résistances à la compression R_c obtenues, une enveloppe de rupture peut être tracée (figure 89) :

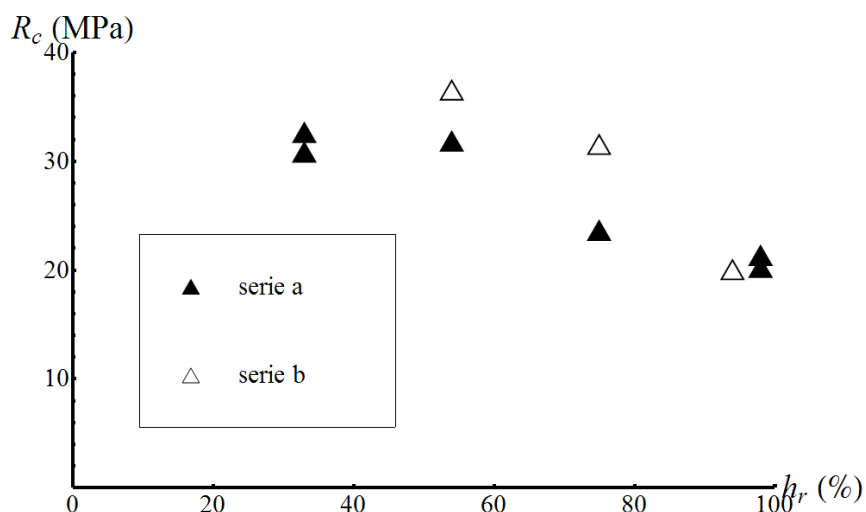


Figure 89 : Enveloppe de rupture d'un essai triaxial ($\sigma_3 = 3 \text{ MPa}$), pour des échantillons sortant d'atmosphères à différentes HR.

Les points de la série a (trajets monotones) et de la série b (trajets mixtes) montrent que la R_c diminue lorsque la HR augmente. Lorsque les échantillons se désaturent, des ménisques se forment et renforcent la cohésion des grains qu'ils lient, engendrant une rigidification apparente (Bornert et al, 2010 ; Dormieux et al, 2006 ; Pham et al 2007). Les R_c des échantillons des deux séries ne présentent pas de différences notables.

12.2.2.6 Résumé des résultats expérimentaux

Au cours des essais g7-lae-1, différentes mesures sont enregistrées. Les variations de masse et les déformations paraissent modifiées si le trajet de chargement hydrique est mixte (séchage + imbibition). Les mesures de vitesse n'apportent pas d'information. Le coefficient de compressibilité K_s reste sensiblement constant suite aux différents séchages/imbibitions. L'impact du séchage sur les paramètres E et ν n'est pas clairement identifiable ici. Enfin, l'enveloppe de rupture déterminée par essai triaxial semble mettre en évidence une rigidification du matériau liée aux faibles HR (et donc fortes p_c).

12.2.3 Résultats numériques (cas isotrope, modélisation 2D)

12.2.3.1 Estimations des paramètres

Les paramètres estimés sont donnés dans le tableau 17.

Tableau 17 : Paramètres estimés par inversion (hormis pour les échantillons 6 et 11, résultat direct). La moyenne et l'écart-type sont de la même unité que le paramètre correspondant.

Ech	Réf charg	h_r^0 (%)	h_r^{imp} (%)	n (-)	p_r (MPa)	m (-)	b (-)	E_o (GPa) fixé	k_{int} ($10^{-20} m^2$) fixée
1	1-1	85	54	1.15	6.7	0.81	0.68	6	1
	1-2	54	33	1.20	9.0	0.25	0.75	6	10
2	2-1	85	94	1.18	9.2	0.20	0.65	6	1
	2-2	94	98	1.21	8.9	0.22	0.65	3	1
3	3-1	85	98	1.22	8.8	0.21	0.71	5	1
4	4-1	85	75	X	X	X	X	X	X
5	5-1	85	54	1.21	8.9	0.80	0.65	6	1
6	6-1	85	33	1.20	10.5	0.80	0.75	6	1
7	7-1	85	33	1.21	9.8	0.78	0.77	6	1
	7-2	33	54	1.20	9.0	1.00	0.65	6	1
8	8-1	85	33	1.27	12.0	0.74	0.75	6	1
	8-2	33	54	1.20	9.5	0.9	0.75	6	1
9	9-1	85	33	1.23	10.8	0.76	0.6	8	1
	9-2	33	75	1.18	9.1	0.82	0.75	6	1
10	10-1	85	33	1.24	9.6	0.81	0.68	6	1
	10-2	33	54	1.2	9.0	0.9	0.6	9	1
11	11-1	85	33	1.24	11.6	0.74	0.62	8	1
	11-2	33	94	1.18	14.0	0.15	0.6	21	1
12	12-1	85	54	1.21	10.0	0.78	0.72	5	1
	12-2	54	94	1.18	12.2	0.17	0.61	10	1
Moy	-	-	-	1.21	9.7	0.65	0.69	-	-
Ec-Typ	-	-	-	0.03	1.3	0.28	0.06	-	-
ET rel (%)	-	-	-	2.2	13.4	43.0	8.4	-	-

Les paramètres du chargement 1-2 sont estimés à partir des variations de masse seules. Les déformations calculées surestiment largement les données (3 à 4 fois), sauf en utilisant des paramètres qui ne sont pas en accord avec la réalité (par exemple, $E_o = 20 GPa$).

Les variations de masse de l'échantillon 4 ne peuvent pas être reproduites par le modèle. La perte de masse calculée est toujours plus grande que celle mesurée. Ce problème pourrait venir de l'échantillon lui-même puisque sa perte de masse est petite devant celle de l'échantillon 9 (figure 71b), qui subit pourtant le même chargement.

L'algorithme inverse converge vers une valeur forte de n pour l'échantillon 6 : $n = 1.37$, $p_r = 11.4 MPa$, $m = 0.79$. Les calculs directs donnent un résultat meilleur en apparence. A noter que les échantillons 4 et 6 proviennent de la même cellule 32883-II (tableau 13). Pour ces deux échantillons, le calcul pose des problèmes. Certains paramètres physiques non-mesurés (teneurs en argile ou en pyrite, porosité, ...) pourraient être très différents pour ces échantillons. Le modèle ne tient pas compte de ces éventuelles différences, ce qui pourrait être à l'origine de l'écart mesures-calculs observé. De plus, les déformations de l'échantillon 6 n'ont pas été enregistrées, et l'inversion sur les masses seules est moins objective (partie 12.2.3.3). Au vu des autres résultats, les estimations directes semblaient plus justes et sont conservées pour la suite.

Pour le deuxième palier, l'échantillon 11 est celui qui subit le plus fort chargement hydrique : $h_r^{imp} - h_r^0 = 51\%$. Les variations de masses peuvent être retrouvées numériquement, mais des valeurs non-réalistes du module de Young drainé doivent être introduites pour fitter les déformations axiales. Comme pour l'échantillon 4, les paramètres sont supposés erronés, et ne sont pas pris en compte dans les résultats statistiques. Du fait du fort chargement subi par l'échantillon, des phénomènes physiques non pris en compte par le modèle pourraient être apparus.

Un exemple de fitting des variations de masse et des déformations axiales est donné en figure 90. L'ensemble des résultats numériques sont réunis dans l'Annexe 9.

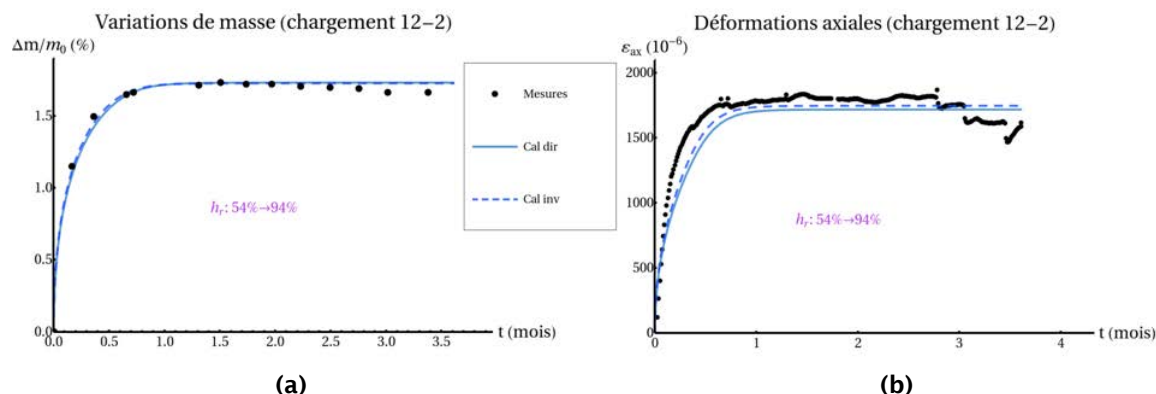


Figure 90 : Résultats expérimentaux et numériques pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale (chargement 12-2)

Les estimations semblent se séparer en deux groupes : le premier (chargements 1-2, 2-1, 2-2, 3-1 et 12-2, pour reprendre la notation du tableau 17) présente des paramètres n et m plutôt corrélés ($m \approx 1 - 1/n$), et le second (chargements 1-1, 5-1, 6-1, 7-1, 7-2, 8-1, 8-2, 9-1, 9-2, 10-1, 10-2, 11-1, et 12-1) a des paramètres découplés. En répartissant les échantillons selon ces deux familles, l'écart-type relatif du paramètre m est réduit (tableau 18).

Tableau 18 : Moyennes des paramètres estimés, selon les deux groupes

Famille	n (-)	p_r (MPa)	m (-)	b (-)
1				
Moy	1.20	9.6	0.21	0.67
Ec-Typ	0.02	1.3	0.03	0.05
ET rel (%)	1.3	13.5	12.4	7.4
2				
Moy	1.21	9.7	0.82	0.69
Ec-Typ	0.03	1.3	0.07	0.06
ET rel (%)	2.4	13.3	8.69	8.6

D'après les tableaux 17 et 18, les moyennes, écart-types et écart-types relatifs sont proches pour les paramètres n , p_r et b . Ces paramètres sont (relativement) peu dispersés autour de leurs valeurs moyennes : $\bar{n} = 1.21$, $\bar{p}_r = 9.7 \text{ MPa}$ and $\bar{b} = 0.68$. En revanche, les résultats ne donnent pas de moyenne unique pour m , mais les deux groupes sont centrées autour des valeurs $\bar{m}_1 = 0.21$ and $\bar{m}_2 = 0.82$.

D'après ces paramètres et les relations de VGM (25), le premier groupe affiche une perméabilité relative très écrasée aux fortes S_l : l'eau liquide ne circule presque plus en-deçà de $S_l^{\text{lim}} \approx 68\%$ (avec $k_l^{\text{rel}}(S_l^{\text{lim}}) \approx 0.1\%$). Pour le second groupe, l'eau liquide est mobile dès lors que la saturation atteint $S_l^{\text{lim}} \approx 11\%$ (figure 91).

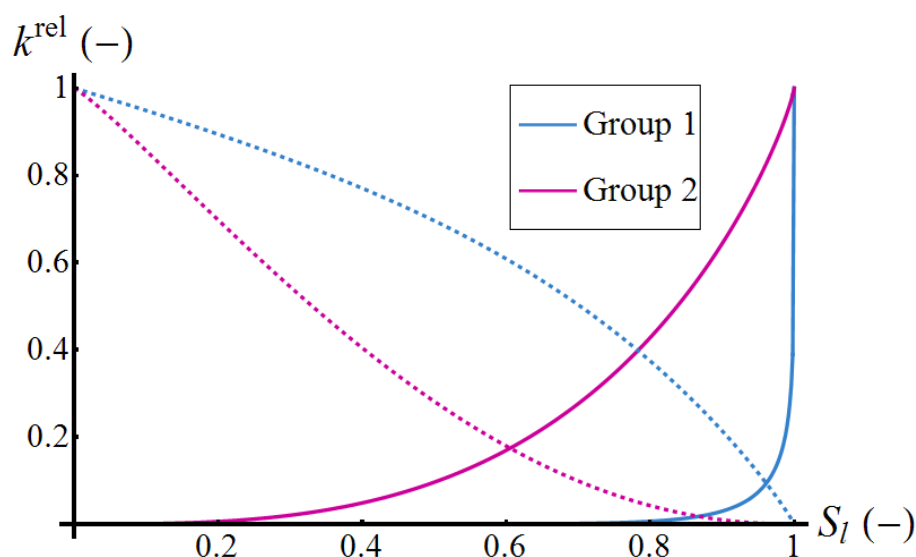


Figure 91 : Perméabilités relatives au liquide (traits pleins) et au gaz (pointillés) pour les deux groupes

Il est important de souligner que la répartition en deux groupes semble aléatoire : ni les paramètres physiques (du moins, ceux mesurés), ni le trajet de chargement (séchage ou imbibition) ni même les données (masses et déformations) ne sont des points communs dans les deux groupes. Certains échantillons apparaissent même dans les deux groupes (1 et 12). Lorsque les paramètres ont des conséquences physiques fortes (comme m et son rôle sur la cinétique), il semble étonnant qu'ils varient autant au cours de l'essai sur certains échantillons. Ce résultat pourrait provenir d'un problème d'estimation dû à des processus non-pris en compte par le modèle, ou des hypothèses simplificatrices (endommagement et k_{int} constante par exemple). Cariou et al (2011) ont effectué des mesures de perméabilité relative au gaz sur des échantillons d'argilites du Cox. Ces mesures sont retrouvées en prenant $m_2 = 0.82$ (figure 92a).

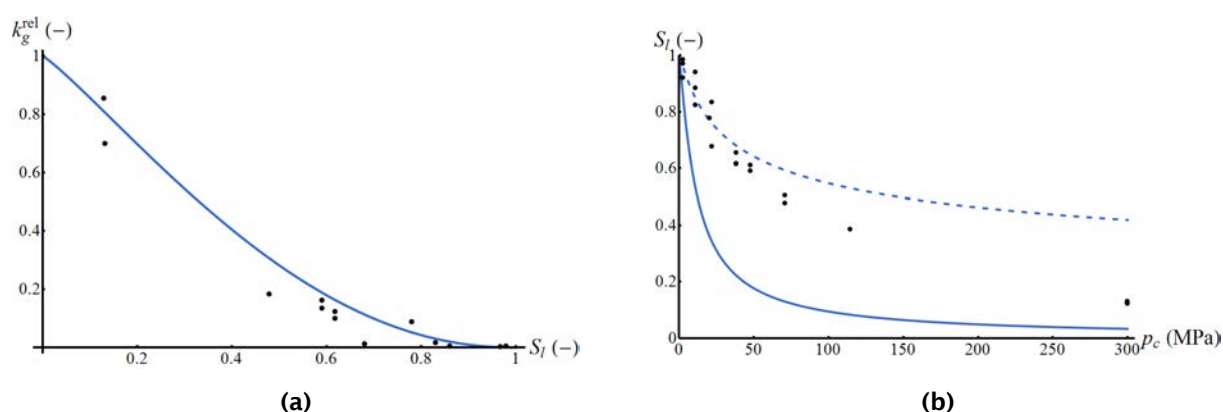


Figure 92 : (a) Perméabilité relative et (b) isotherme de sorption des argilites du Cox : mesures (points noirs, d'après Cariou et al, 2011) et calculs (ligne bleue $m = 0.82$, tirets bleus $m = 0.21$)

L'isotherme de sorption ne peut être retrouvée en utilisant les paramètres estimés (figure 92b). Cet écart ne peut s'expliquer par d'éventuelles différences des propriétés physiques entre les échantillons de Cariou et al (2011) et ceux étudiés ici. En effet, ces différences dues à la variation latérale de la composition des argilites n'occasionnent que de petits écarts sur les résultats : le nuage de points de mesure pour l'isotherme de sorption est assez peu dispersé, quelque soit l'origine des échantillons utilisés (GL gaz, 2009). Là encore, des processus non-pris en compte pourraient être à l'origine de cet écart. Pour l'estimation des paramètres de VGM, l'isotherme de sorption obtenue par mesures directes permet une meilleure calibration. Toutefois, l'essai de séchage permet d'estimer également un ou des paramètres poromécaniques, et les courbes de perméabilité relative et de désorption peuvent être déterminées simultanément.

12.2.3.2 Considérations statistiques

Pour souligner le lien entre les paramètres, une matrice de covariance est calculée a posteriori (figure 93).

	n	pr	m	b
n	1	-0.64	0.53	0.56
pr		1	-0.78	-0.67
m			1	0.87
b				1

(a)

	n	pr	m	b
n	1	0.9	-0.44	-0.05
pr		1	-0.48	0.03
m			1	-0.13
b				1

(b)

Figure 93 : Matrices de corrélation pour les groupes (a) 1 et (b) 2. Les corrélations significatives sont surlignées en vert.

Un test de Student est utilisé pour évaluer le niveau de signification des coefficients de corrélation. 3 couples sont corrélés à 90% de degré de confiance. Leurs relations sont tracées dans la figure 94. Pour le groupe 2, on remarque que les paramètres de transfert sont découplés du coefficient de Biot.

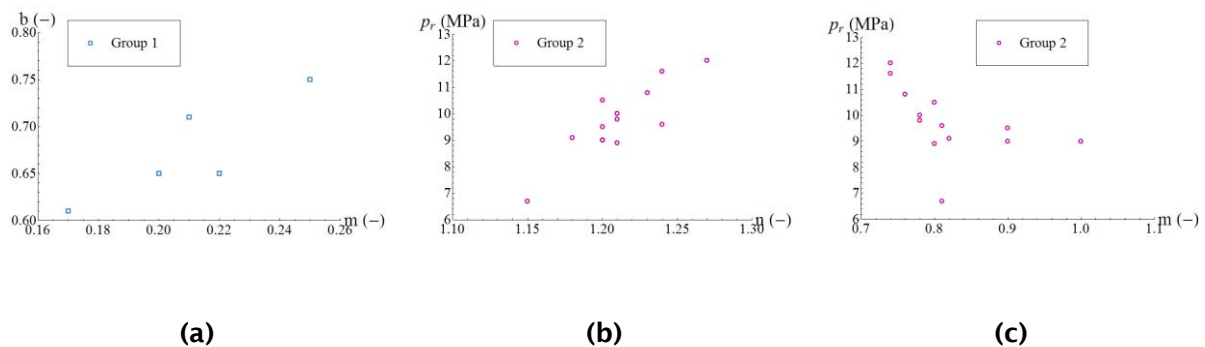


Figure 94 : Relations linéaires entre les paramètres du groupe (a) 1 et (b), (c) 2

Ce test statistique donne un aperçu des dépendances entre les paramètres, mais est à prendre avec précaution puisque :

- Les estimations des paramètres sont supposées suivre une distribution aléatoire Gaussienne, ce qui ne peut pas être vérifié ici.
- Les coefficients de relations rendent compte uniquement des relations linéaires entre les paramètres. C'est notamment pour cette raison que n et m ne sont pas significativement corrélés pour le groupe 1 (ils vérifient grossièrement $n = 1 - 1/m$).

Par ailleurs, les valeurs estimées sont tracées en fonction du chargement hydrique $\Delta h_r = h_r^{imp} - h_r^0$, pour quantifier une éventuelle influence du trajet de chargement. Les tendances ne montrent pas d'influence significative pour les paramètres n , m and b (figure 95a, c et d). p_r semble être affecté et suit une tendance parabolique. Mais cette tendance reste symétrique (centrée sur $\Delta h_r \approx -7\%$). Aucun effet d'hystérésis significatif n'est relevé sur les estimations des paramètres.

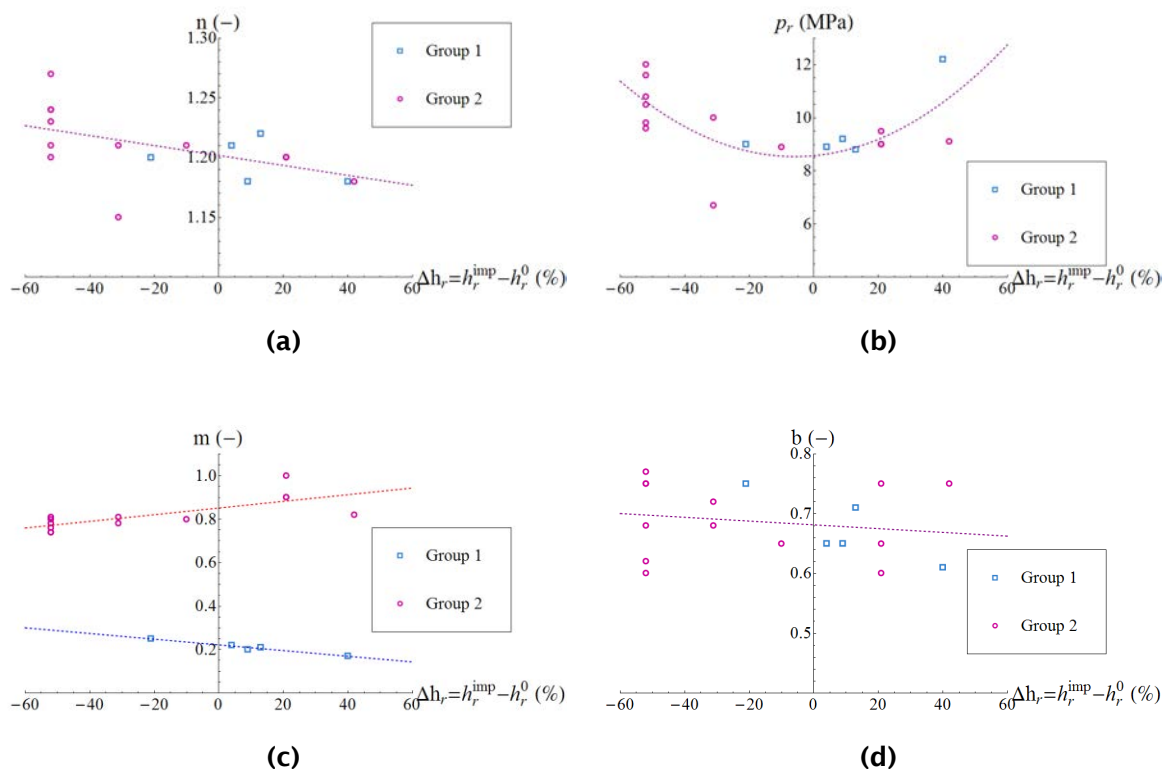


Figure 95 : Influence du trajet de chargement sur les paramètres (a) n , (b) p_r , (c) m et (d) b . Les points sont les résultats et les tirets sont les tendances (a), (c), (d) linéaire et (b) parabolique.

12.2.3.3 Intérêt de la diversification des données

L'intérêt d'enrichir la fonctionnelle est illustré avec un exemple. Le chargement 1-1 est modélisé grâce à un modèle purement hydrique (matrice incompressible $b \rightarrow 1$). Comme le montre la figure 96a, la variation de masse relative est reproduite à partir des paramètres $n=1.23, p_r=25\text{MPa}, m=0.19$. Pour fitter la déformation axiale avec un tel jeu de paramètre, un coefficient de Biot très faible doit être introduit $b=0.13$ (figure 96b). Pour les argilites du Cox, diverses méthodes directes et indirectes évaluent le coefficient de Biot entre 0.5 et 1 (Bemer et al, 2004 ; Cariou, 2010 ; Escoffier, 2002).

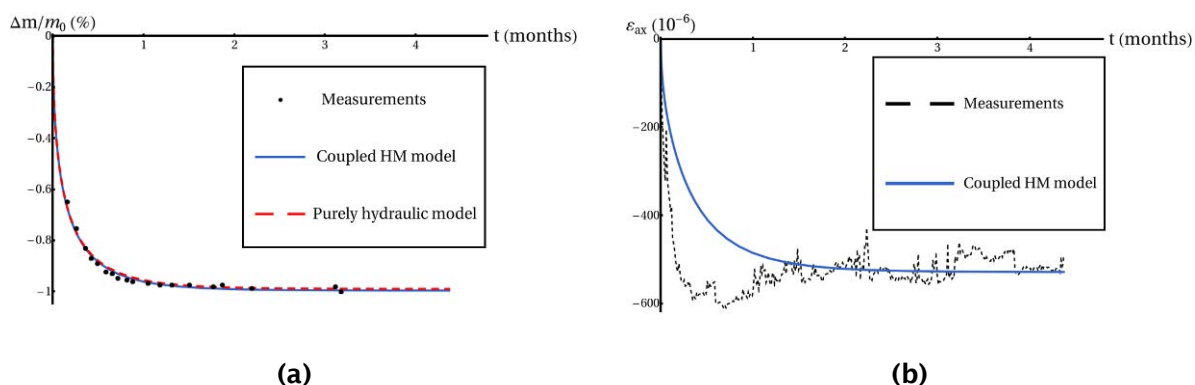


Figure 96 : (a) Variation de masse et (b) déformation axiale pour le chargement 1-1. Les points et tirets noirs sont les mesures, les lignes bleues et les tirets rouges sont les simulations couplée HM et purement hydrique, respectivement

Lorsque des modèles incomplets sont utilisés (ici, purement hydrique), les estimations peuvent être erronées et conduire à des résultats biaisés. Ainsi, enrichir la fonctionnelle avec des données variées est bénéfique à l'inversion et apporte de l'objectivité aux résultats.

12.2.3.4 Surfaces de réponse

Puisque les problèmes inverses sont souvent mal-posés, ils sont souvent sujets à la non-unicité, l'instabilité ou la non-identifiabilité de certains paramètres. Il semble alors intéressant de se pencher sur la convergence de l'algorithme.

Si n_{par} désigne le nombre de paramètres, C^{ad} définit un sous-espace vectoriel de $IR^{n_{par}}$ où chaque paramètre est représenté par un axe de la base orthonormée. La fonctionnelle $\chi(\mathbf{c})$ peut être tracée dans l'espace des paramètres, et prend la forme d'une surface de dimension n_{par} appelée surface de réponse $S_{n_{par}}$. Le minimum global de $S_{n_{par}}$ admet pour coordonnées $\mathbf{c}^*$. Lorsque $n_{par} > 2$, $S_{n_{par}}$ ne peut plus être représentée directement mais doit être projetée dans des plans 2D. Ici, nous nous intéressons au plan $n-m$ (paramètres sensibles dans la fonctionnelle). Les surfaces de réponse sont obtenues à partir d'une batterie de calculs directs, et leur précision dépend du pas retenu pour découper les axes du plan. Une grille 33 par 24 est utilisée pour quadriller le plan $(n, m) \in [0.5; 2.5] \times [10^{-10}; 1.5]$. 10^{-10} définit la borne inférieure pour éviter les problèmes numériques pour $m = 0$. Les surfaces de réponse typiques des deux groupes de paramètres sont représentées dans les figures 97 et 98.

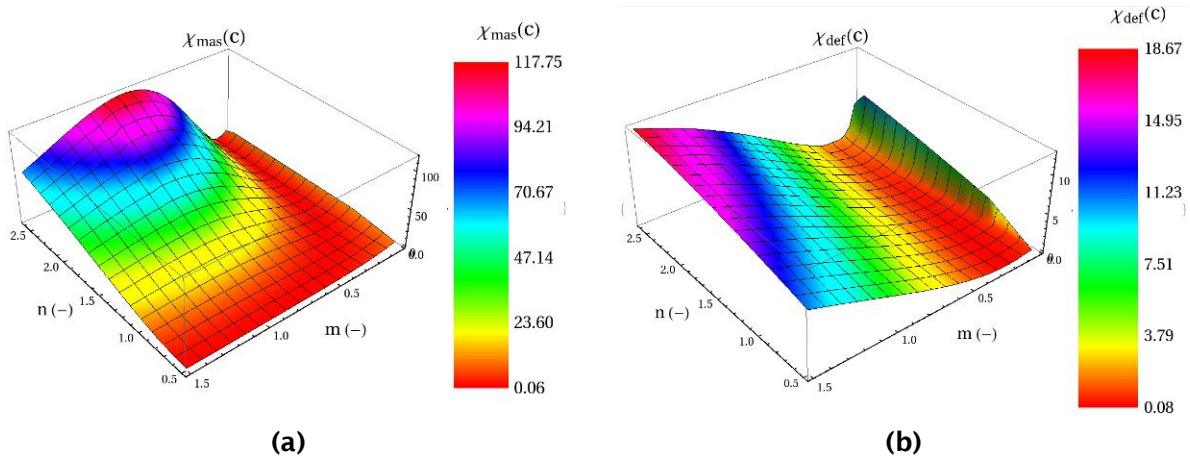


Figure 97 : Surface de réponse typique du groupe 1 (chargement 2-1) dans le plan $n-m$ pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale

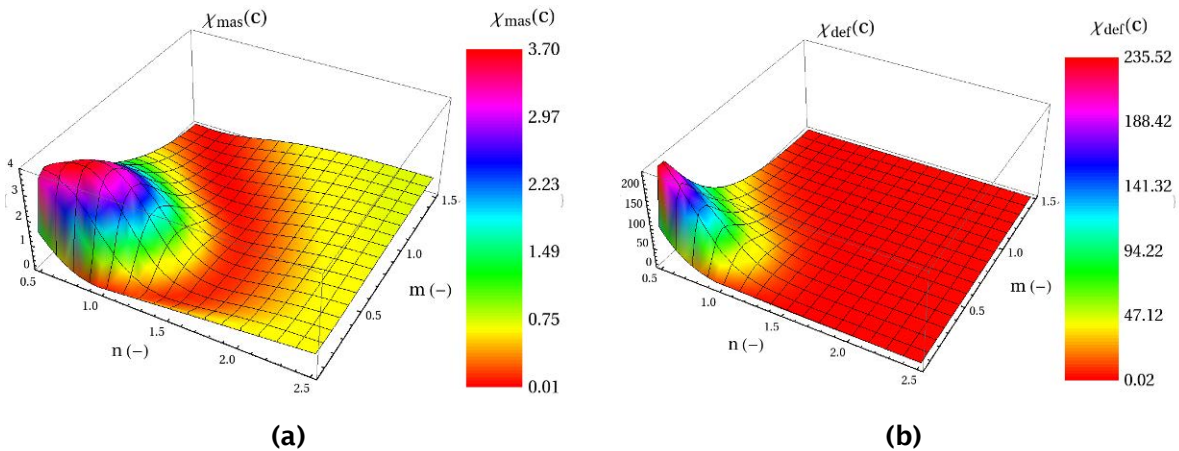


Figure 98 : Surface de réponse typique du groupe 1 (chargement 7-2) dans le plan $n-m$ pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale

L'ordre de grandeur des surfaces de réponse dépend du type de mesure : l'erreur (la valeur de la fonctionnelle) peut être jusqu'à 50 fois plus grande pour la déformation que pour la masse (pour le groupe 2). L'algorithme peut alors être plus sensible à $\mathbf{E}_{ax}^{mes}$ qu'à $\mathbf{M}^{mes}$. En réalité, les erreurs sur les mesures axiales et sur les masses sont comparables pour les résultats numériques ayant un large plateau. Ceci est une conséquence directe de la formulation des matrices poids (partie 8.4.1). Dans cette étude, l'algorithme n'est pas affecté par ce biais puisque les minima des deux surfaces coïncident, assurant une convergence conjointe. Ce résultat n'apparaît pas clairement sur les figures 97 et 98 où les valeurs maximales écrasent les surfaces à proximité des minima. Les contours offrent une plus grande lisibilité (figures 100 et 101).

En outre, et bien que le module de Young ne fasse pas partie des paramètres à estimer, la projection des surfaces de réponse dans le plan $E_O - b$ est tracée. La figure 99 souligne la corrélation négative entre ces paramètres. En effet, augmenter E_O aura le même impact que diminuer b (ou inversement).

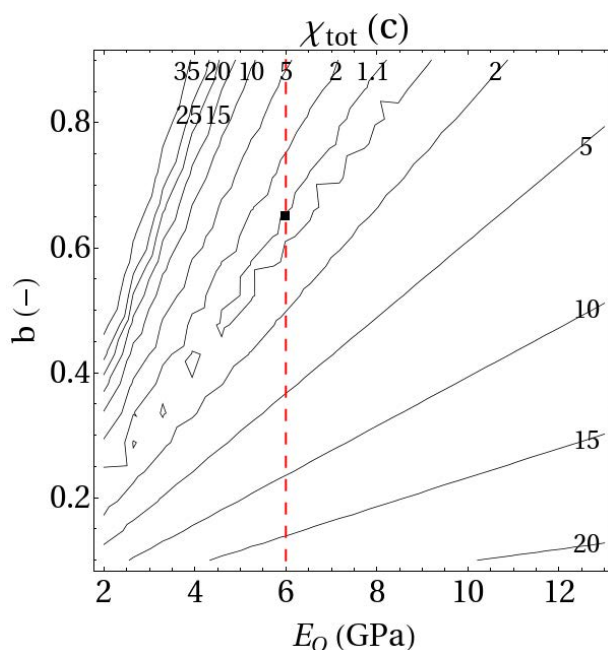


Figure 99 : Contours de la surface de réponse dans le plan $E_O - b$ (chargement 7-2). Les tirets rouges symbolisent la valeur imposée de E_O , et le carré noir est le résultat de l'inversion. La surface est réduite par sa valeur à l'optimum, si bien que $\chi_{tot}(\mathbf{c}^*) = 1$

Sur la figure 99, on constate que le résultat de l'inversion est bien situé au minimum le long de la contrainte $E_O = 6 \text{ GPa}$.

12.2.3.5 Stabilité de l'algorithme

Pour l'estimation de paramètres, deux formes d'instabilité existent :

- Vis-à-vis des données : une petite perturbation des données peut engendrer à des erreurs conséquentes dans les estimations.
- Vis-à-vis du jeu de paramètre initial : différents $\mathbf{c}^0$ peuvent conduire à des estimations différentes.

Dans un premier temps, des simulations sont lancées pour tester la stabilité à des données biaisées. Pour deux chargements, des perturbations sont introduites dans les mesures. Les perturbations suivent une loi normale de moyenne nulle, et d'écart-type fini. 3 valeurs d'écart-type sont testées : 1%, 5% et 10%. Le tableau 19 atteste de la stabilité de l'algorithme puisqu'il converge vers (sensiblement) les mêmes valeurs pour toutes les perturbations.

Tableau 19 : Erreur dans l'estimation des paramètres à partir de données biaisées. $\mathbf{c}^*$ est le jeu optimal, et $\mathbf{c}^\delta$ sont les estimations sur des données perturbées de $\delta\%$

Perturbation δ (%)	Chargement 2-1			Chargement 7-2		
	1	5	10	1	5	10
n^δ / n^* (%)	0.29	0.27	0.98	0.01	0.18	0.50
p_r^δ / p_r^* (%)	0.46	0.44	1.39	$<10^{-2}$	0.20	0.58
m^δ / m^* (%)	0.16	0.78	4.55	$<10^{-3}$	0.26	0.83
b^δ / b^* (%)	0.10	0.02	0.70	$<10^{-2}$	0.04	0.11

Cette stabilité est essentiellement due à la formulation par moindres-carrés, qui est peu sensible à une perturbation homogène sur l'ensemble des données.

En revanche, les algorithmes basés sur les dérivées (type gradient, tel que celui de Gauss-Newton) sont particulièrement sensibles au jeu de paramètre initial $\mathbf{c}^0$ puisqu'ils se basent sur la tangente au point considéré. Pour illustrer cette remarque, plusieurs calculs inverses sont lancés à partir de jeux $\mathbf{c}^0$ choisis aléatoirement (dans des gammes de paramètres convenables). Dans la majorité des cas (plus de 85%), l'algorithme diverge (dans le sens où il ne converge pas) : blocage à des minima locaux ou sur les bornes imposées. Des chemins de convergence typiques sont donnés en figure 100. A noter que les points initiaux et finaux sont très proches.

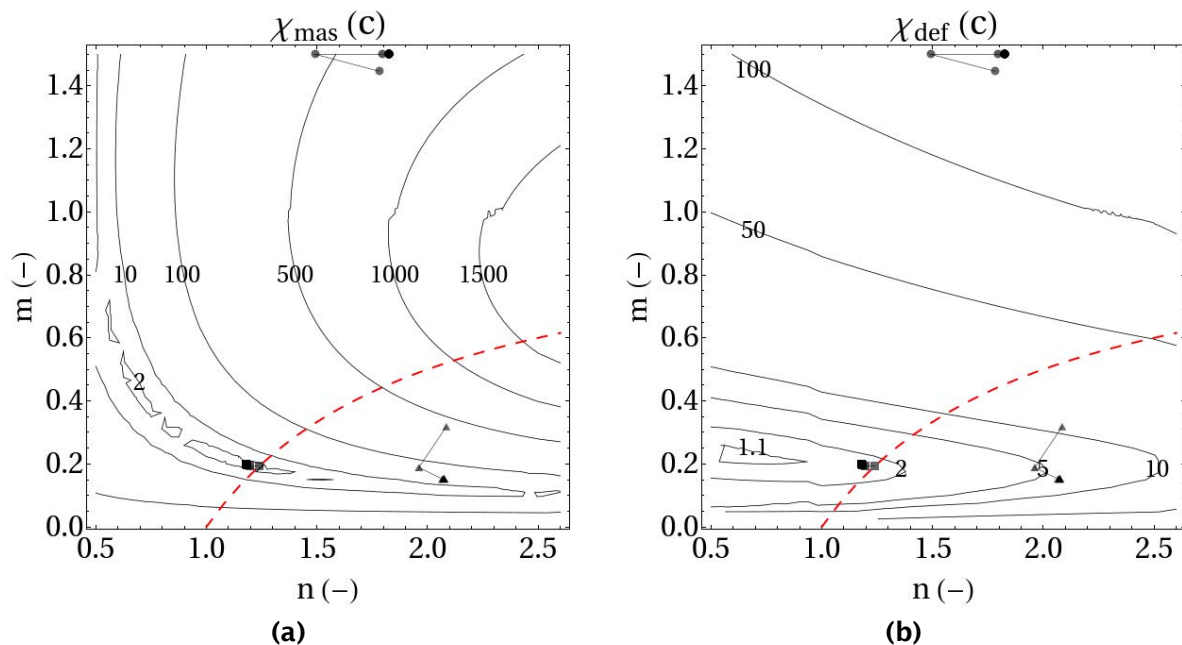


Figure 100 : Contours des surfaces de réponse pour le groupe 1 (chargement 2-1) dans le plan $n-m$ pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale. Les carrés convergent vers l'optimum, les points bloquent dans la borne supérieure de m , et les triangles se coincent dans un minimum local (au vu de la tolérance donnée à l'algorithme). Les formes grises marquent le début de l'inversion, et les noires sa fin. Les tirets rouges sont la trace de la relation de VGM $n = 1 - 1/m$. Les surfaces sont réduites par l'optimum, si bien que $\chi_{\text{mas}}(\mathbf{c}^*) = \chi_{\text{def}}(\mathbf{c}^*) = 1$

Pour des matériaux complexes tels que les roches, les algorithmes inverses peuvent être très instables et le jeu initial doit se trouver dans une région proche de l'optimum.

12.2.3.6 Une alternative à la phase de recherche initiale : le simplex

Les calculs inverses sont toujours précédés de calculs directs, et la recherche des paramètres se fait manuellement. Une alternative peut être proposée, basée sur la méthode du simplex.

Compte tenu des surfaces de réponse, la fonctionnelle semble être bien définie (pas de discontinuités ou de variations brusques, à la précision du quadrillage près). Dans ce cas, des algorithmes plus directs peuvent être utilisés pour l'inversion, comme la méthode du simplex de Nelder-Mead (Nelder et Mead, 1965). De tels algorithmes sont basés sur l'évaluation directe de la fonctionnelle (pas de dérivées), ce qui renforce la stabilité. Mais ces méthodes restent sujettes aux minima locaux.

Bien que cet algorithme délimite rapidement une région proche de l'optimum, la convergence définitive peut être lente (conditionnées par les paramètres de Nelder-Mead). Une méthode mixte est proposée, où l'algorithme de Nelder-Mead définit rapidement un point proche de l'optimum, puis la solution est affinée via un algorithme de Gauss-Newton. Cette méthode est illustrée en figure 101 où le simplex évolue jusqu'à ce que l'erreur entre ses sommets et son centre de gravité soit inférieure à 10% (une région restreinte est ainsi définie). La méthode type-gradient est ensuite lancée à partir du centre de gravité.

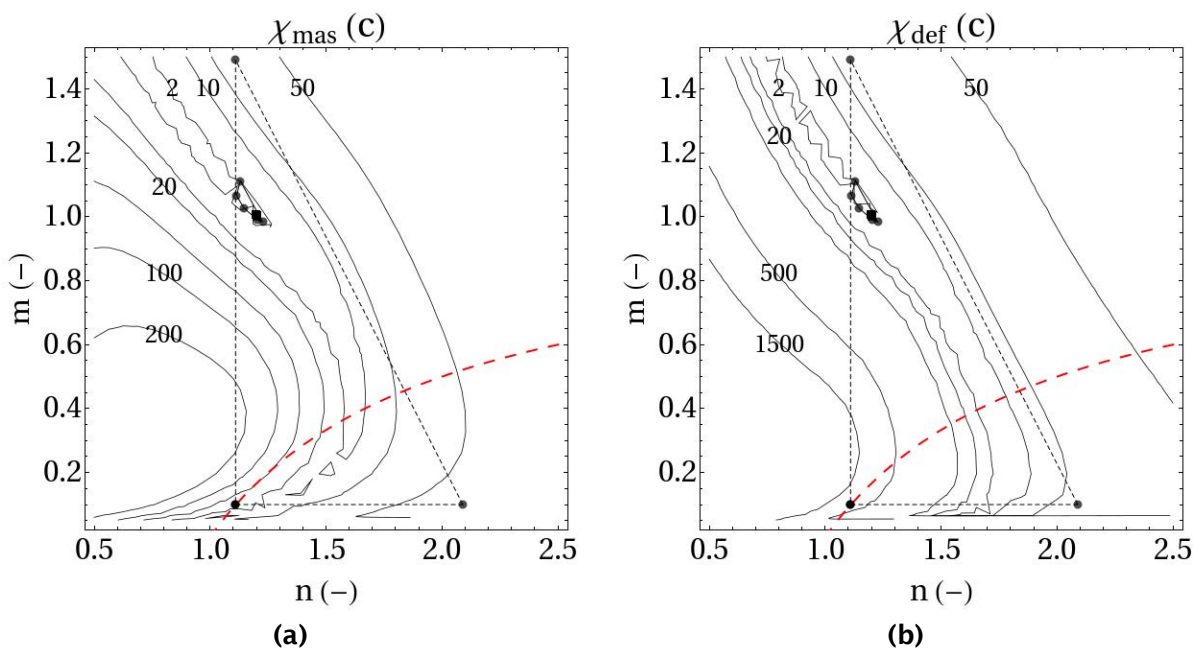


Figure 101 : Contours des surfaces de réponse pour le groupe 1 (chargement 7-2) dans le plan $n-m$ pour (a) la variation de masse et (b) la déformation axiale. Les carrés convergent vers l'optimum (point initial très proche de l'optimum). Le triangle tireté est le simplex initial (seuls 3 des 5 sommets sont visibles dans la projection). Le polytope en traits pleins est le simplex final, qui définit une zone restreinte. Les tirets rouges sont la trace de la relation de VGM $n = 1 - 1/m$.

Les surfaces sont réduites par l'optimum, si bien que $\chi_{mas}(\mathbf{c}^*) = \chi_{def}(\mathbf{c}^*) = 1$

Un gain de temps non-négligeable peut être apporté par cette méthode, si elle remplace la première approche manuelle.

La robustesse de l'algorithme a également été constatée puisque l'algorithme converge systématiquement (y compris vers les bornes ou des minima locaux), quelque soit le jeu de paramètres.

12.2.3.7 Faible apport de la plasticité

Des phénomènes dissipatifs sont observés dans les argilites du Cox soumises à des chargements mécaniques (Chiarelli et al, 2003). Si les sollicitations sont suffisamment intenses, de la plasticité ou de l'endommagement peuvent se produire dans la matrice. Ces deux mécanismes sont souvent simultanés. Les modèles complets plasto-endommageable (Conil et al, 2004 ; Jia et al, 2010) introduisent des seuils ou des potentiels plastiques couplés qui sont fonction de l'endommagement (ou inversement, endommagement écrit en fonction de la plasticité).

Lors des essais de séchage, il n'y a pas de chargement mécanique direct, et la réponse (intensité des phénomènes dissipatifs) peut être différente. Toutefois, comme pour les essais triaxiaux, les déformations hétérogènes favorisent le cisaillement dans le plan diagonal de l'échantillon (figure 102b). Ces zones de forte contrainte pourraient occasionner l'apparition de processus dissipatifs.

Dans un premier temps, un critère de Drucker-Prager (DP) est introduit dans le modèle. Les paramètres de DP sont mesurés par des essais de micro-indentation (Magenet et al, 2011) : cohésion $c = 7 \text{ MPa}$ et angle de friction interne $\varphi = 26^\circ$ (valeurs cohérentes avec la littérature, voir par exemple Wileveau et Bernier, 2008). Le critère n'est jamais atteint, même pour les chargements hydriques les plus intenses (figure 102a).

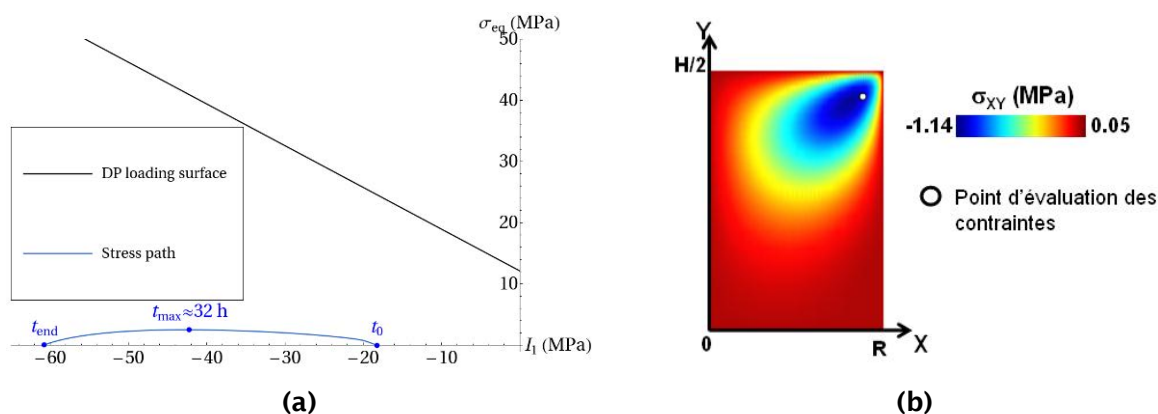


Figure 102 : (a) Comparaison d'un chemin de contrainte typique (chargement 7-1) et du critère de Drucker-Prager. Les états de contrainte initial (t_0) et final (t_{end}) sont homogènes dans l'échantillon, et correspondent respectivement à $h_r^0 = 85\%$ et $h_r^{imp} = 33\%$. La contrainte déviatorique maximale (env 2.5 MPa) est atteinte au bout de 32 heures d'essai ($t_{end} = 134 \text{ jours}$). La contrainte de cisaillement à l'instant t_{max} est tracée en (b). L'état de contrainte est récupéré dans le coin de l'échantillon (point blanc sur le schéma de droite), lieu des contraintes les plus fortes.

En réalité, le modèle de DP est trop simple pour reproduire l'évolution du comportement plastique des argilites du Cox. Cependant, le seuil de plasticité initial peut être bien reproduit par un modèle de DP. Ce seuil n'est pas dépassé ici (d'après notre modèle).

Initialement, le chargement 12-2 était modélisé avec un module de Young drainé $E_o = 6 \text{ GPa}$. Les déformations obtenues étaient très largement supérieures aux mesures (voir courbe élastique sur la figure 104). Bien que non-réalistes, ces déformations importantes sont l'occasion de voir l'influence de la plasticité (le seuil est dépassé). Un modèle de DP amélioré est utilisé (partie 7.4.2.2), et les paramètres sont estimés sur le chargement triaxial d'une autre campagne d'essai (échantillon 25625-1). Une bonne corrélation avec les mesures est obtenue en figure 103. Le comportement post-pic et les décharges ne sont pas reproduites.

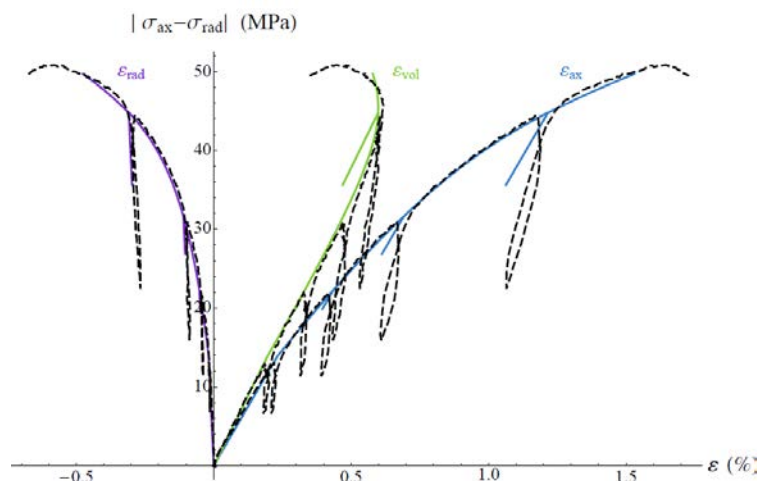


Figure 103 : Modélisation d'un essai triaxial à partir d'une loi de Drucker-Prager modifiée

Les 11 paramètres élastoplastiques sont donnés dans le tableau 20 :

Tableau 20 : Paramètres élastoplastiques estimés sur essai triaxial

Paramètre	α_0 (-)	α_∞ (-)	R_0 (MPa)	H (MPa)	ω_M (-)	γ_p^0 (-)	I_1^0 (MPa)	Ψ_0 (-)	Ψ_∞ (-)	E_0 (GPa)	ν (-)
Estimation	0.3	0.1	20	1200	0.97	0.0015	270	-0.6	0.85	6	0.077

Les variations de masse ainsi que les déformations axiales élastiques et plastiques obtenues sont représentées dans la figure 104.

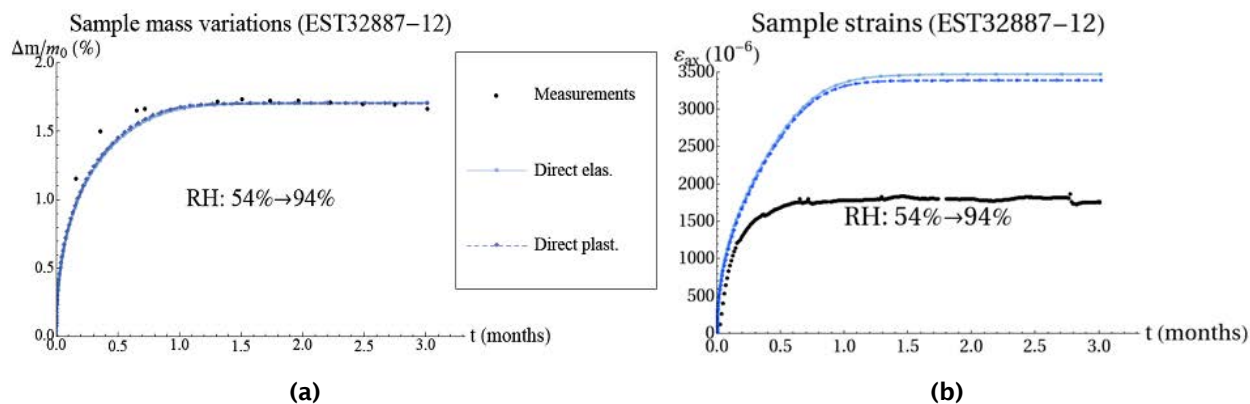


Figure 104 : Influence d'un modèle plastique sur (a) les variations de masse et (b) les déformations axiales au cours du chargement 12-2

Le modèle plastique ne permet pas une meilleure reproduction des déformations mesurées, et la plasticité semble même ne pas avoir d'influence significative sur le résultat (les courbes de masse élastique et plastique sont très proches). Le même constat peut être fait sur les masses, qui au passage ne sont pas sensibles aux paramètres mécaniques erronés.

Le calage est alors fait avec un modèle purement élastique, mais avec un comportement plus raide (tableau 17 et figure 90).

Comme abordé dans la partie 7.3.5, la distribution hétérogène de la saturation génère un gradient de pression liquide au cours du séchage. L'état de contrainte est perturbé, et un retrait (ou gonflement selon le trajet) différentiel est observé. L'évolution de la saturation, de la pression de pore équivalente et du déplacement horizontal au cours du chargement 10-1 sont donnés en figure 105.

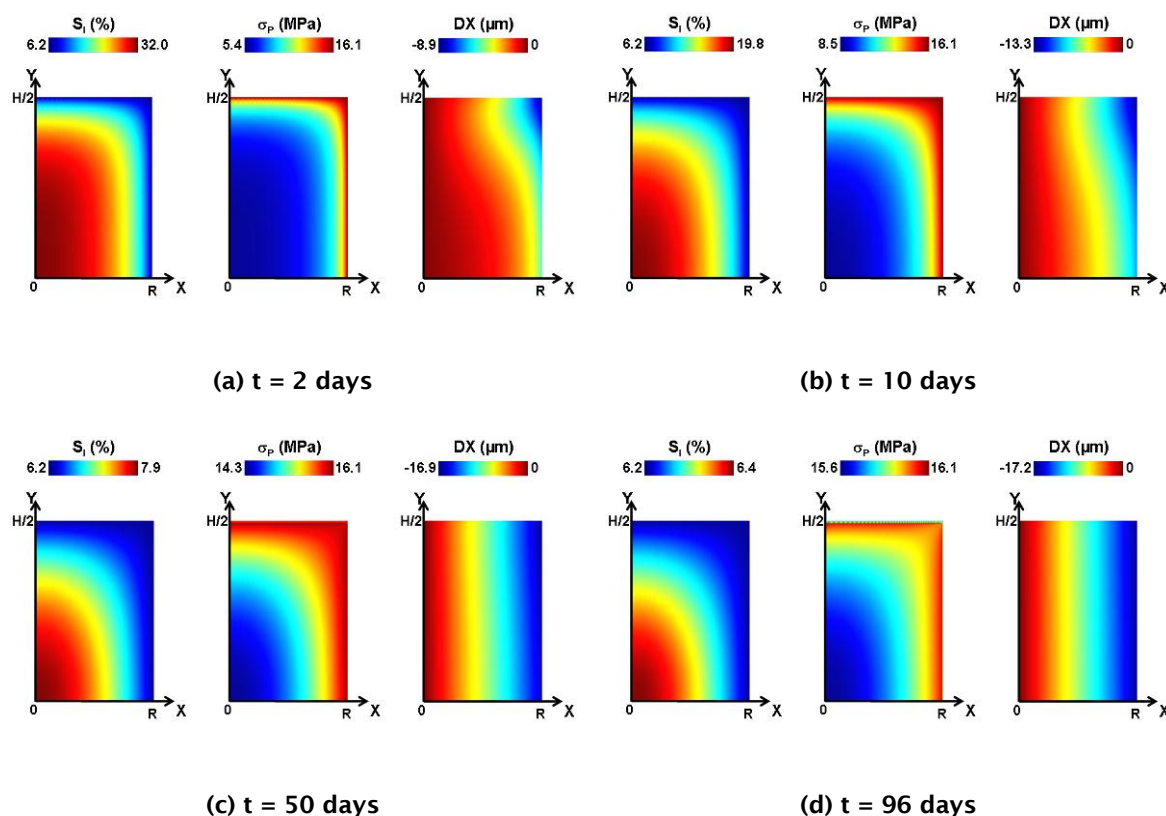


Figure 105 : Isovaleurs de (de gauche à droite) la saturation S_l , la pression de pore équivalente

$$\sigma_p = -b \left(p_g - \int_{pc} S_l dp_c \right) \text{ et le déplacement horizontal } DX \text{ à différents instants du chargement}$$

10-1 h_r : 85% $\rightarrow$ 33%. Le test a duré $t_{end} = 133$ jours au total, et les valeurs sont quasiment homogènes dès 96 jours (env 3% de variation).

Les contraintes de traction induites par le retrait (ou gonflement) différentiel ainsi que les contraintes de cisaillement peuvent conduire à une fissuration du matériau (De Sa et al, 2008 ; Jia et al, 2010 ; Kowalski et al 2010). L'endommagement aura un impact sur les déformations (dégradation des propriétés mécaniques) et sur les propriétés de transport (augmentation de la perméabilité intrinsèque, voir Shao et al 2005a et Shao et al 2005b). Aucun modèle d'endommagement n'a été introduit ici. Il serait profitable d'en introduire un pour les calculs futurs, en l'écrivant par exemple en fonction des déformations de traction pour tenir compte de l'effet unilatéral des argilites du Cox (Halm et Dragon, 1998 ; Mazars, 1986).

12.2.4 Mode de transport

Comme abordé dans la partie 7.3.3, deux modes de transport pourraient exister. Selon le premier, l'eau est évacuée par évaporation au sein de l'échantillon puis par transport de vapeur. Pour le second, l'eau est évacuée par advection sous forme liquide puis évaporation en surface (figure 18).

A partir des modélisations obtenues ci-avant, la contribution de chacun des apports massiques (liquide, vapeur et air sec) est tracée au cours du temps (figure 106). Aussi bien en séchage qu'en imbibition, les apports des constituants gazeux sont quasi-nuls.

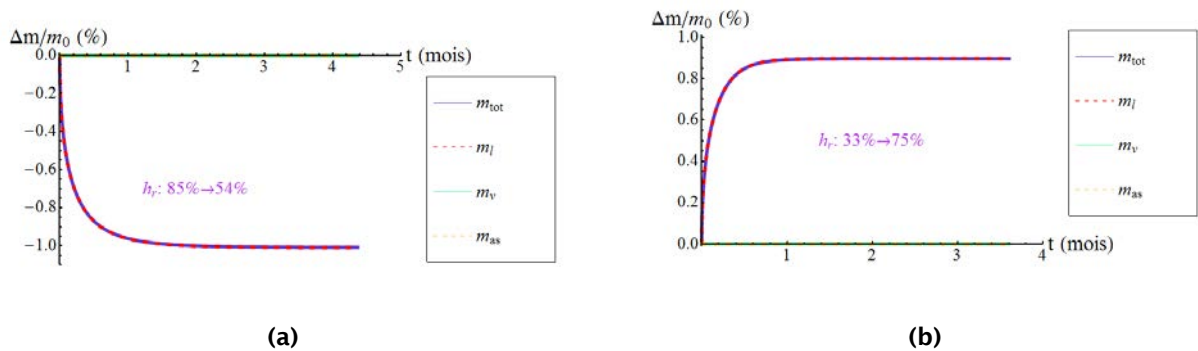


Figure 106 : Apports des masses fluides (total, liquide, de vapeur et d'air sec) pour les chargements (a) 1-1 (séchage) et (b) 9-2 (imbibition)

En termes de masse, tout le transport s'effectue sous forme liquide (mode II de la figure 18). Toutefois, cette observation pourrait être biaisée par la plus forte masse volumique du liquide : par exemple, à $h_r = 54\%$ et $p_g = p_{atm}$, le rapport des masses volumiques est de l'ordre de $\rho_l / \rho_v \approx 10^5$. Les apports volumiques peuvent être obtenus en divisant les apports des masses fluides par les masses volumiques. Pour avoir une idée des volumes transportés, une approche simplificatrice est adoptée : les masses volumiques sont supposées constantes (en réalité, les fluides sont compressibles) et évaluées à l'équilibre. Connaissant l'HR et les pressions de gaz à l'équilibre, les masses volumiques peuvent être calculées (figure 107).

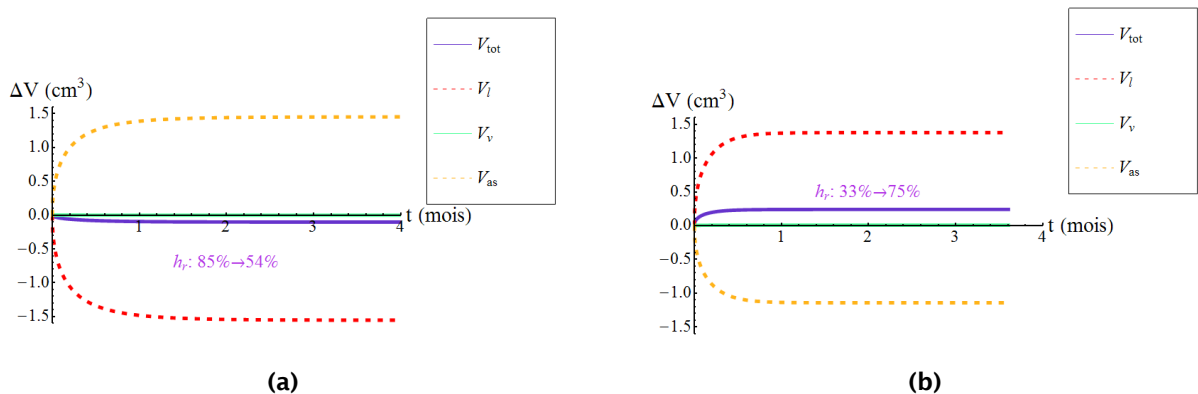


Figure 107 : Apports des volumes fluides (total, liquide, de vapeur et d'air sec) pour les chargements (a) 1-1 (séchage) et (b) 9-2 (imbibition)

En termes volumiques, les échanges d'eau se font sous forme liquide (volumes de vapeur très petits devant ceux du liquide). On retient alors le mode de transport II (figure 18) : advection sous forme liquide puis évaporation en surface.

Il est également intéressant de noter que, aussi bien en séchage qu'en imbibition, les volumes de liquide et d'air sec sont comparables en valeurs absolues : le volume perdu (ou gagné) en liquide est compensé par un gain (ou une perte) d'air sec. En réalité, le volume d'air sec n'équilibre pas tout à fait celui du liquide : il y a une baisse du volume total de fluide en séchage, et une augmentation en imbibition. Ce phénomène est imputable à la mécanique, qui réduit la porosité en séchage et l'augmente en imbibition (respectivement retrait et gonflement, voir l'équation (57)).

Sous l'effet de la pression capillaire imposée par l'air ambiant, les flux de liquide sont très forts dans la peau de l'échantillon (concentrés dans les 2 derniers millimètres pour un rayon total de $r_{ech} = 19\text{ mm}$, voir la figure 108). Les flux augmentent rapidement, jusqu'à atteindre un maximum aux alentours de 10 minutes d'essai (pour une durée d'essai d'environ 130 jours). Dès 1h15 de chargement, les flux sont nettement réduits, et se répartissent de manière plus homogène dans l'échantillon. Les flux intenses en début d'essai sont à l'origine du retrait (ou gonflement) différentiel.

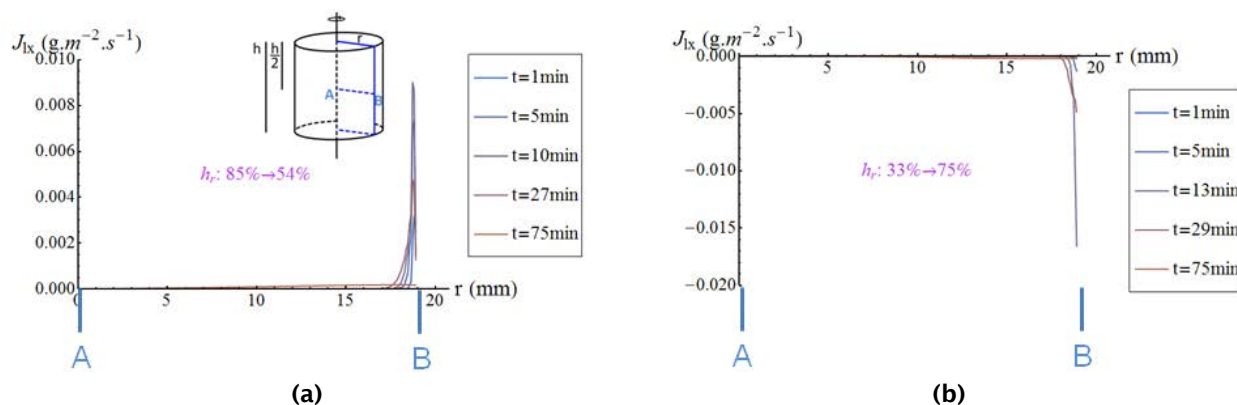


Figure 108 : Composante horizontale du flux de masse liquide J_{lx} le long du rayon de l'échantillon pour les chargements (a) 1-1 (séchage) et (b) 9-2 (imbibition)

D'un point de vue volumique, les flux de liquide sont en partie compensés par les flux de gaz (figure 109). Le reste est l'effet de la mécanique (retrait et gonflement).

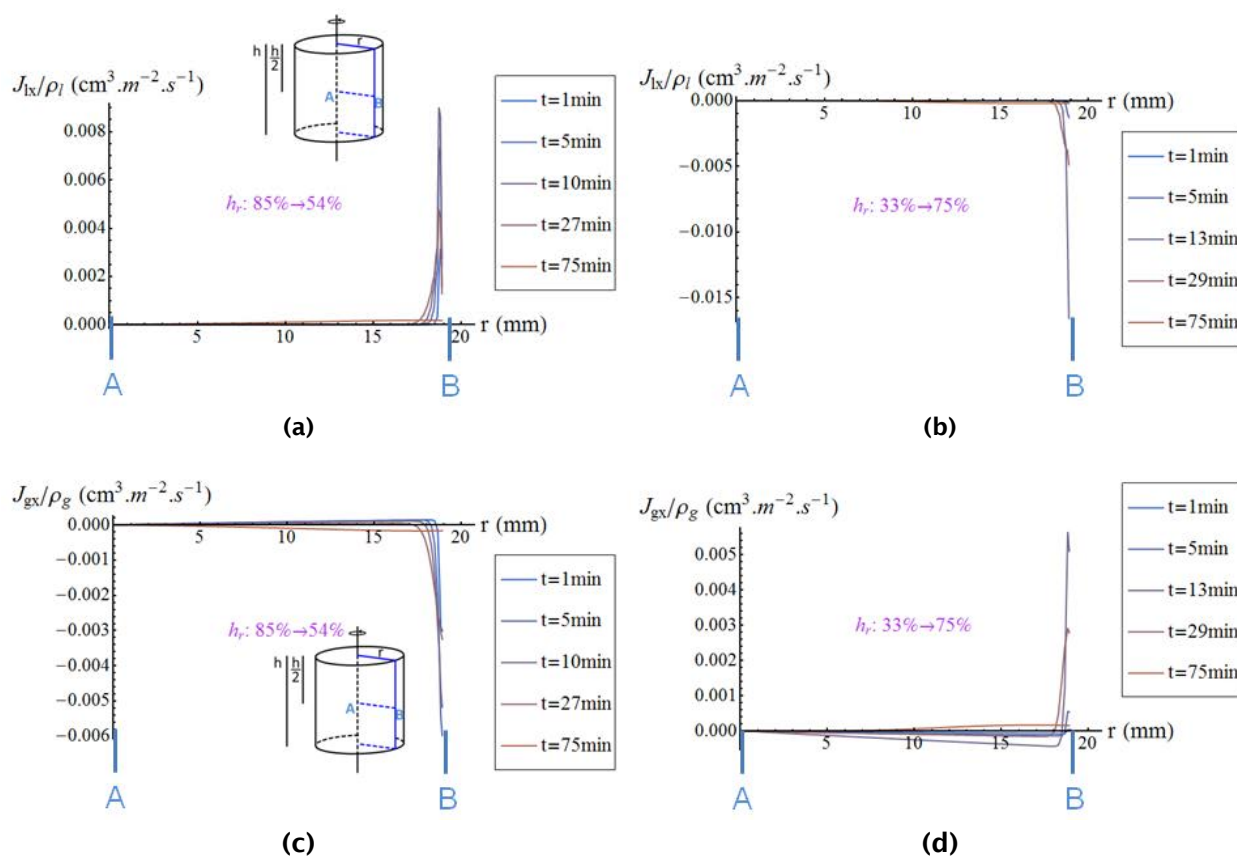


Figure 109 : Composantes horizontales des flux de volumes liquide J_{lx}/ρ_l et gazeux J_{gx}/ρ_g le long du rayon de l'échantillon pour les chargements (a) (c) 1-1 (séchage) et (b) (d) 9-2 (imbibition)

12.2.5 Modélisations 3D

Pour pouvoir rendre compte de l'anisotropie des déformations, une modélisation couplée doit être réalisée en 3D. Elle s'appuie sur le maillage de la figure 24.

12.2.5.1 Point de mesure des déformations

A partir de la mesure de l'angle θ entre l'axe de la jauge et S_0 (tableau 15), le point de mesure M peut-être placé sur le maillage (figure 110). Pour tous les échantillons, le maillage admet l'axe Z comme normale aux plans de schistosité.

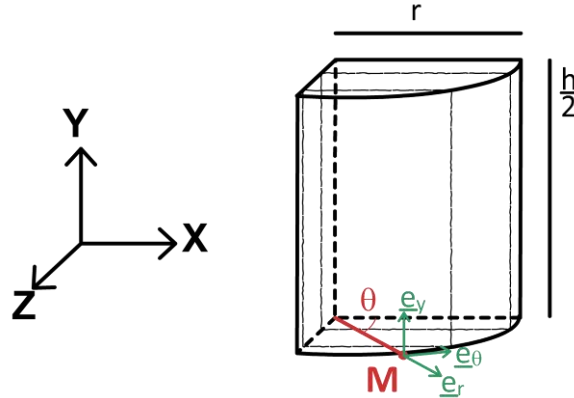


Figure 110 : Position du point de mesure de déformation dans le maillage

Les jauges mesurent les déformations dans la base locale $(\underline{e}_r, \underline{e}_\theta, \underline{e}_y)$: $\varepsilon_{ax} = \varepsilon_{yy}$ et $\varepsilon_{lat} = \varepsilon_{\theta\theta}$. Code_Aster retourne les contraintes et déformations dans la base globale $(\underline{e}_r, \underline{e}_\theta, \underline{e}_y)$. Par une simple rotation, l'expression des déformations axiales et latérales devient :

$$\begin{cases} \varepsilon_{ax} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{YY} \\ \varepsilon_{lat} = \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{2}(\varepsilon_{XX} + \varepsilon_{ZZ} + (\varepsilon_{ZZ} - \varepsilon_{XX})\cos(2\theta) - 2\varepsilon_{XZ}\sin(2\theta)) \end{cases} \quad (164)$$

La contrainte latérale, sera alors affectée par les propriétés mécaniques dans les deux directions (parallèlement à S_0 selon X et perpendiculairement à S_0 selon Z) ainsi que par les cisaillements entre ces deux directions. Selon la valeur de l'angle θ , l'effet de l'anisotropie sera plus ou moins prononcé.

12.2.5.2 Estimation des paramètres

Les paramètres $\mathbf{c} = (E_O^{ax}, \alpha_{Eo})$ ont été déterminés sur certains chargements (tableau 21), par une méthode du simplex uniquement.

Tableau 21 : Estimations inverses des modules anisotropes (les autres sont fixés)

Réf charg	h_r^0 (%)	h_r^{imp} (%)	n (-)	p_r (MPa)	m (-)	b (-)	k_{int} (10^{-20} m^2)	α_{kint} (-)	E_O^{ax} (GPa)	α_{Eo} (-)	$E_O^{lat} = \alpha_{Eo} E_O^{ax}$ (GPa)
3-1	85	98	1.22	8.8	0.21	0.71	1	1	3.83	0.80	3.06
10-1	85	33	1.24	9.6	0.81	0.68	1	1	4.39	0.70	3.07
10-2	33	54	1.2	9.0	0.9	0.6	1	1	6.60	0.77	5.08

Les variations de masses et les déformations obtenues par inversion pour ces trois chargements sont tracées en figures 111 à 113.

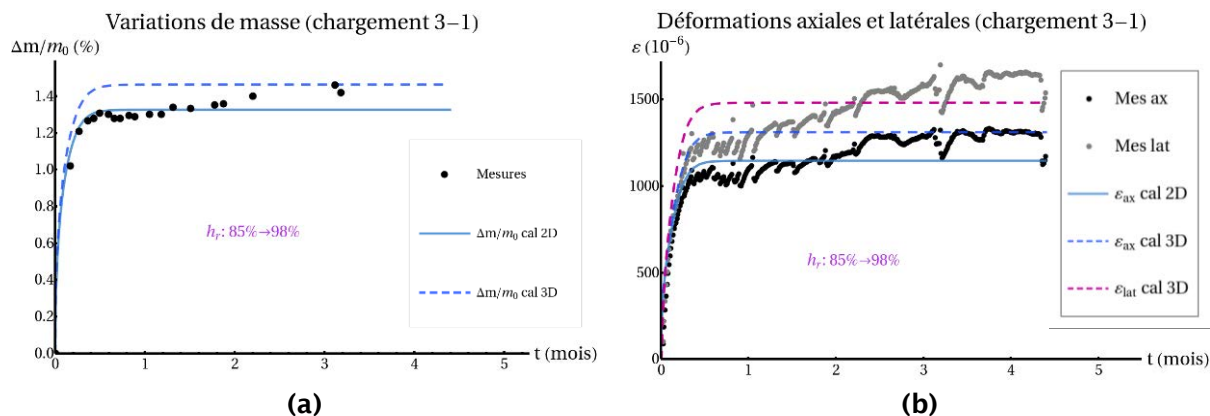


Figure 111 : (a) Variations de masses et (b) déformations anisotropes pour le chargement 3-1

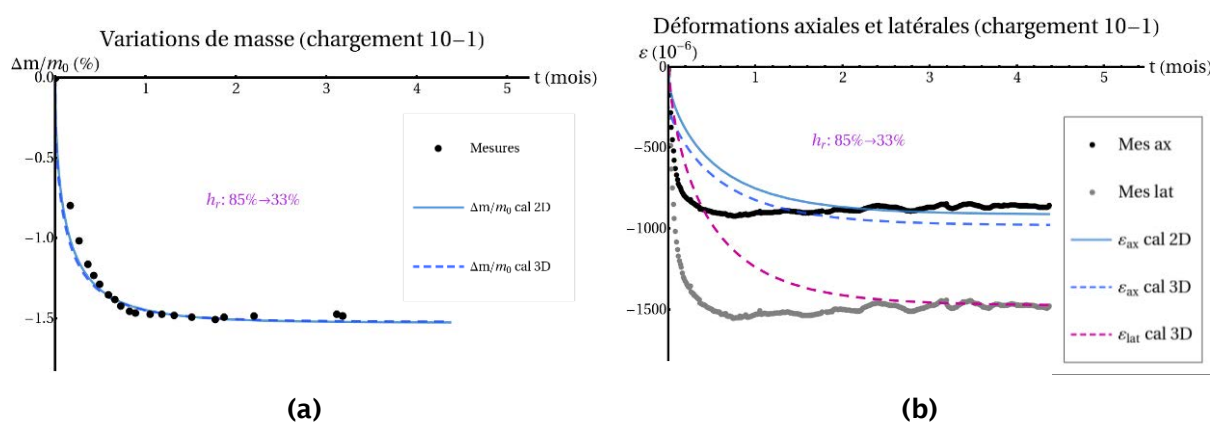


Figure 112 : (a) Variations de masses et (b) déformations anisotropes pour le chargement 10-1

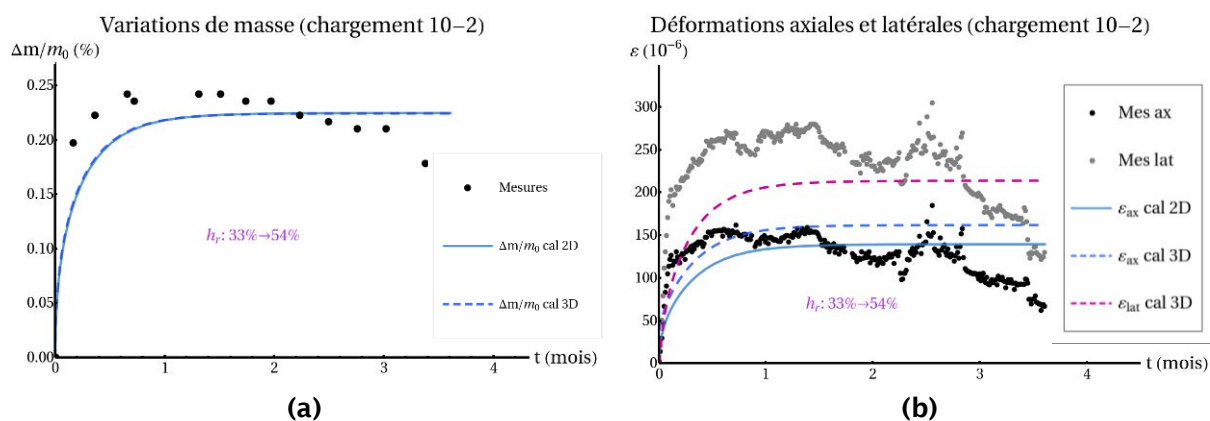


Figure 113 : (a) Variations de masses et (b) déformations anisotropes pour le chargement 10-2

Les valeurs estimées en tableau 21 sont en accord avec les mesures par microindentation de Ibrahim (2008) et Magnenet et al (2011), comme le montre la figure 114.

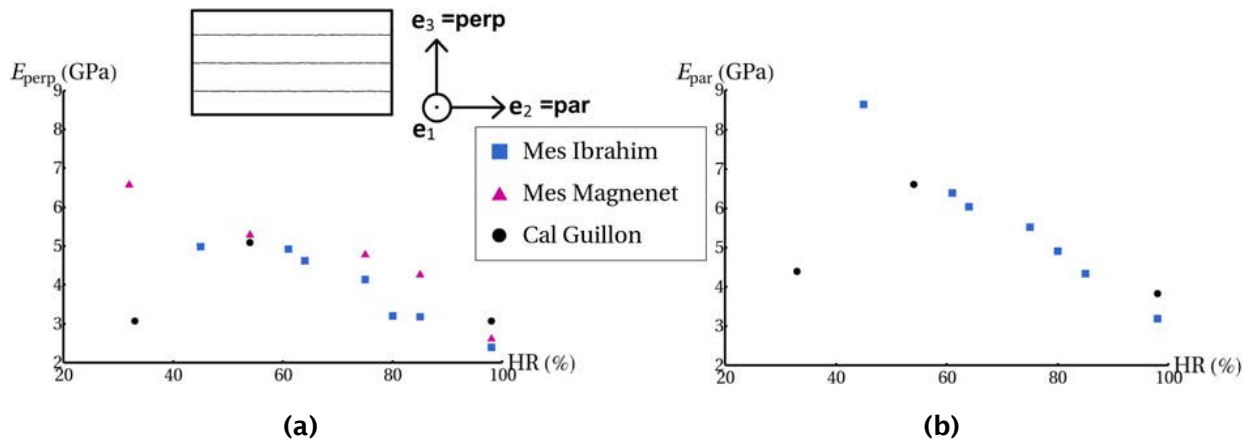


Figure 114 : Evolution des modules de Young (a) latéral et (b) axial en fonction de l'HR, comparaison des inversions avec les mesures expérimentales de Ibrahim (2008) et Magnenet et al (2011).

Toutefois, les mesures par microindentation sont effectuées sur des échantillons à l'équilibre avec une certaine HR, et correspondent bien à une HR donnée. Les estimations réalisées ici sont arbitrairement associées aux h_r^{imp} mais correspondent en réalité à toute la plage $[h_r^0; h_r^{imp}]$.

D'autres résultats devraient permettre de confirmer ou d'infirmer cette tendance. Parmi les autres échantillons, certains chargements n'ont pas encore été modélisés car les essais ne sont pas terminés et certaines données ne sont pas encore accessibles (notamment ceux de l'échantillon 7, pour lequel l'orientation de la rosette θ n'est pas encore disponible). D'autres ont déjà été modélisés mais les estimations fournies sont peu physiques, et correspondent vraisemblablement à des minima locaux. Ces calculs devront être relancés avec d'autres paramètres (point initial différent et modification des bornes). Par exemple pour le chargement 11-1, l'algorithme converge vers $\mathbf{c} = (E_O^{ax}, \alpha_{EO}) = (9.77 \text{ GPa}, 4.45)$. Le résultat de cette modélisation est présenté en figure 115.

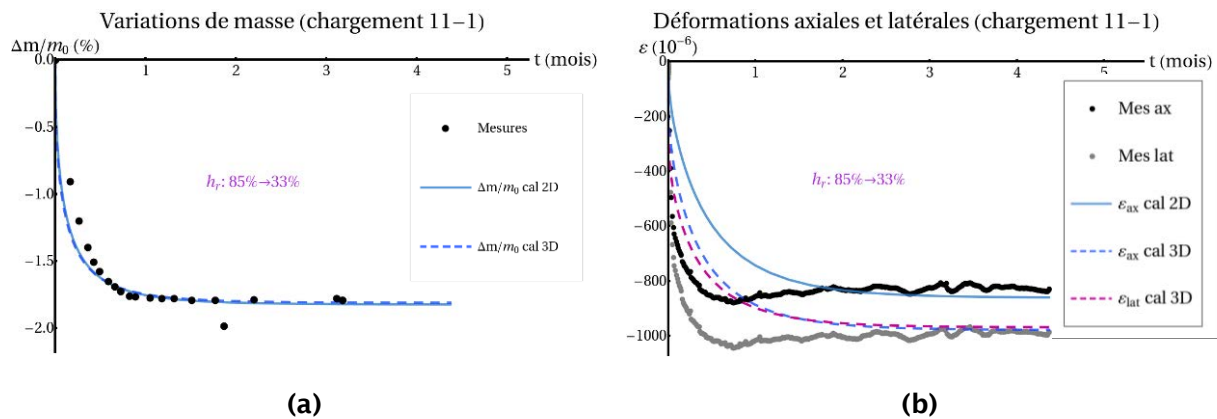


Figure 115 : (a) Variations de masses et (b) déformations anisotropes pour le chargement 11-1

Pour ce chargement, la rosette est à peu près dans le plan d'isotropie ($\theta \approx 83^\circ$). La modélisation retourne des déformations assez isotropes, mais « tente » de converger vers des mesures anisotropes. Ce biais fausse la convergence de l'algorithme, qui converge vers un rapport d'anisotropie très supérieur à 1. Dans cet exemple, d'autres valeurs de θ pourront être testées. Les mesures de θ sur les échantillons ont une précision de l'ordre de 10° , ce qui peut devenir critique proche des plans d'isotropie (i.e. $\theta = 90^\circ$).

12.2.5.3 Apports de la 3D

D'un point de vue purement hydrique, l'essai de séchage n'est pas sensible à l'anisotropie de la perméabilité : les données de type hydraulique sont les variations de masse (par opposition aux déformations qui sont de type mécanique) et sont des mesures globales. C'est davantage la perméabilité moyenne de l'échantillon qui va conditionner les $\Delta m/m_0$, plutôt que son anisotropie. Par ailleurs, les

paramètres poroélastiques ont assez peu d'influence sur les variations de masse que ce soit dans le cas 2D isotrope ou 3D anisotrope. Un modèle purement hydrique permet de reproduire le gain ou la perte de masse des échantillons au cours de l'essai, mais peut conduire à des estimations erronées (voir partie 12.2.3.3).

Les modélisations 3D sont indispensables pour reproduire l'anisotropie des déformations, et mettent jusqu'à présent en évidence un rapport d'anisotropie du module de Young de 1.2 à 1.4. Les estimations réalisées semblent indiquer que ce rapport augmente lorsque l'HR diminue. Cette évolution va dans le sens de la remarque faite en partie 12.2.2.2, et donc des résultats expérimentaux présentés en figure 77. Une bonne corrélation avec les mesures expérimentales de Ibrahim (2008) est également obtenue (figure 116).

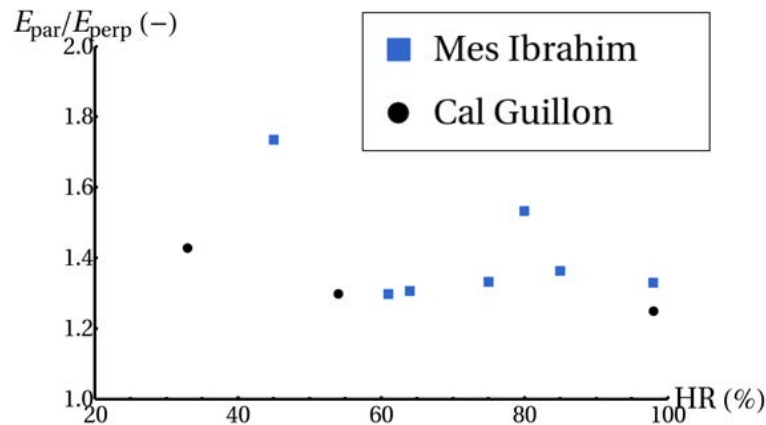
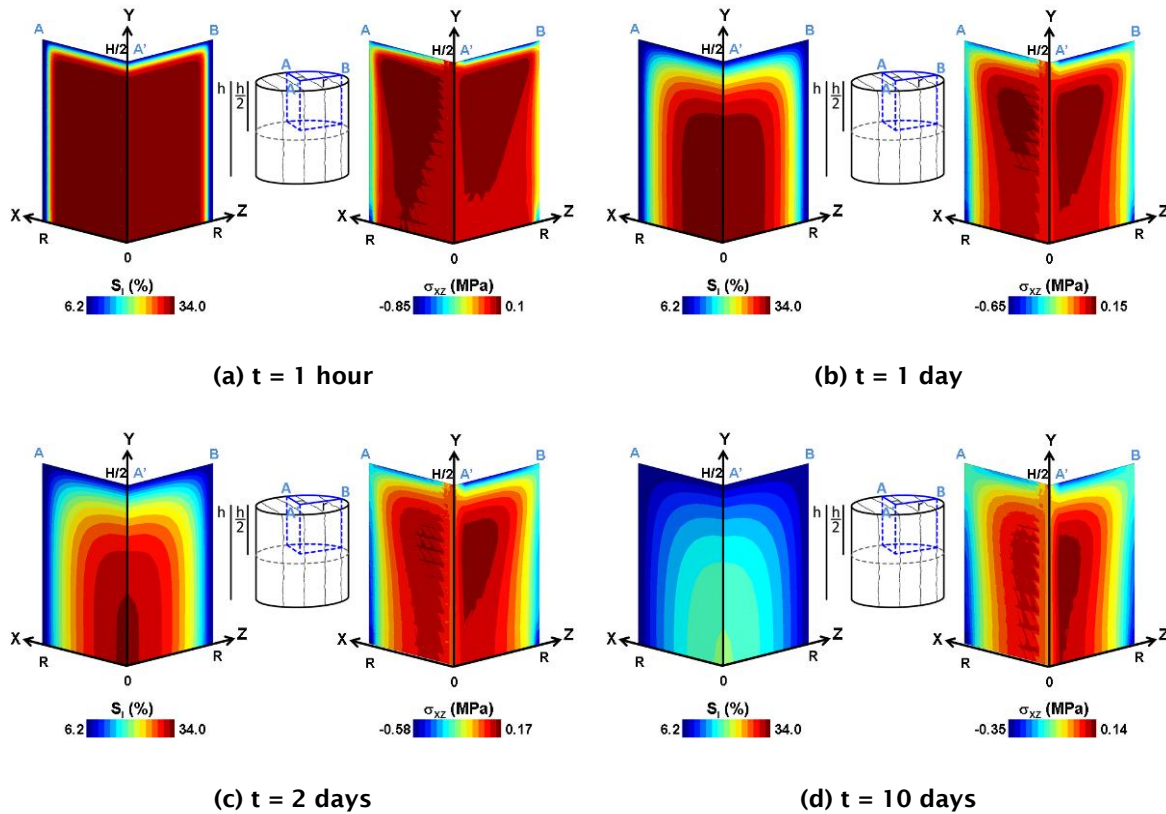


Figure 116 : Evolution du rapport d'anisotropie avec l'HR, comparaison avec les mesures de Ibrahim (2008)

Les modules anisotropes sont aussi source de cisaillement. Il semble intéressant de suivre la contrainte de cisaillement σ_{xz} dans le plan $X-Z$ perpendiculaire aux plans d'isotropie. Des contraintes σ_{xz} négatives apparaissent (figure 117).



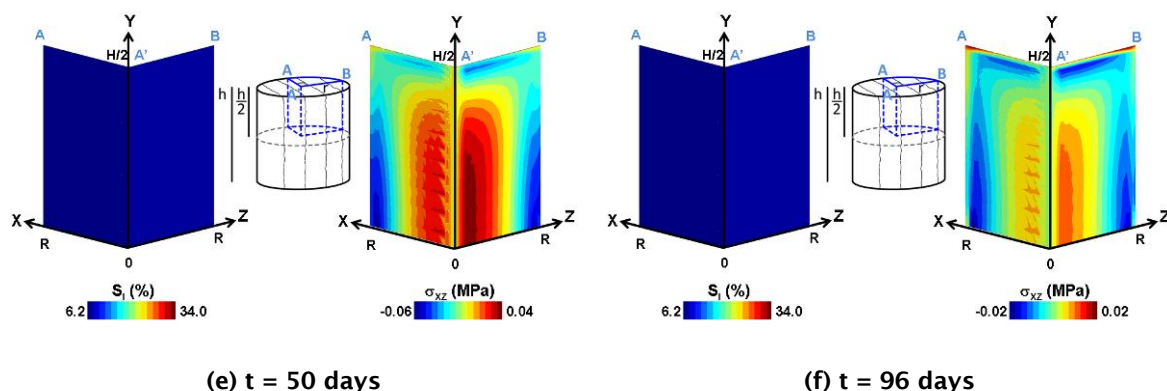


Figure 117 : Profils de saturation S_l (à gauche) et de contrainte de cisaillement σ_{xz} (à droite) à différents instants du chargement 10-1 (h_r : 85% $\rightarrow$ 33%). La durée totale de l'essai est $t_{end} = 133$ jours.

Le cisaillement augmente à mesure que le profil de désaturation progresse au cœur de l'échantillon : la saturation hétérogène génère des contraintes de cisaillement de traction, accentuées par l'anisotropie mécanique. Lorsque l'état de saturation s'homogénéise, σ_{xz} diminue : la contrainte tend vers un état isotrope.

13. Résumé du chapitre 3

Les interprétations numériques des essais au laboratoire soulignent l'intérêt d'enrichir un modèle physique. Bien que les modélisations de dimension supérieure (2D et 3D pour le pulse, 3D pour le séchage) ne retournent pas nécessairement des résultats beaucoup plus précis, elles apportent une meilleure estimation des paramètres. De plus, des modèles 3D sont indispensables pour tenir compte de l'isotropie transverse. Par ailleurs, les variations de masse des essais de séchage peuvent être retrouvées par des modèles purement hydriques mais des erreurs d'estimation sont plus probables. Un modèle couplé HM est nécessaire pour reproduire les déformations de l'échantillon, et réduit les biais d'estimation (inversions sur plusieurs types de données). Selon les résultats de modélisation du séchage, la plasticité semble n'avoir que peu d'impact sur la réponse HM de l'échantillon.

Les estimations des paramètres mécaniques mettent en évidence une anisotropie des modules de Young (rapport de 1.2 pour le séchage et 2 pour le pulse). D'après les résultats de séchage, ce rapport d'anisotropie augmente pour un matériau plus sec. Cette anisotropie mécanique tend à favoriser le cisaillement dans l'échantillon par retrait différentiel. En ce qui concerne les paramètres de transfert, la modélisation du pulse test donne une anisotropie de 2 pour la perméabilité intrinsèque (conditions saturées). Pour un échantillon partiellement saturé (séchage), le modèle indique que les paramètres de la perméabilité relative évoluent avec l'état de saturation (paramètres constants dans le modèle initial). Si l'essai de séchage est interprété avec des paramètres constants sur toute l'imbibition puis tout le drainage, une hystérésis capillaire est observée. En introduisant les déformations, les essais d'accompagnement de la thèse permettent une estimation du coefficient de Biot b . Un couplage HM non-négligeable est trouvé avec un b de l'ordre de 0.6.

La conception de la méthode inverse est également étudiée. Plusieurs enrichissements favorisent la convergence de l'algorithme : bornes imposées aux paramètres, inversion sur un nombre de paramètres relativement faibles (4 au maximum) et sensibles, diversification des données et affectation de poids aux mesures (informations statistiques). L'algorithme présente notamment deux avantages : robustesse et stabilité vis-à-vis de la perturbation des données. En revanche, une instabilité par rapport au point initial est bien marquée. Comme première solution à ce biais, une phase de recherche directe est proposée en préambule à l'inversion (l'état initial de l'inversion est proche de l'état final). Pour améliorer cette solution « manuelle », un algorithme mixte est utilisé. Une première phase de simplex cible automatiquement une zone restreinte dans laquelle se trouve l'optimum, et un algorithme de type gradient est ensuite lancé dans cette zone pour converger rapidement vers l'optimum.

A partir du modèle et des estimations élaborés au laboratoire, les simulations sont menées sur la galerie SDZ dans le **Chapitre 4**.

CHAPITRE 4 : APPLICATION A UN CAS REEL : L'EXPERIMENTATION SDZ

14. Mesures in situ

La phase de creusement de la galerie SDZ s'est déroulée entre décembre 2008 et janvier 2009. Sur cet intervalle et jusqu'en mai 2009, des mesures climatiques et des relevés de teneur en eau ont été réalisés, ainsi que des mesures de convergence (dans la galerie GED). Les capteurs dédiés à l'expérimentation (voir partie 9.3) ont été mis en place entre juin et août 2009, puis le sas entre GED et SDZ a été fermé début septembre 2009. Cette partie revient sur les résultats de ces mesures, et reprend le rapport D.RP.AMFS.11.0050 (Cruchaudet et Noiret, 2011).

Avant de présenter les mesures climatiques, hydriques et mécaniques, rappelons que les galeries sont soumises à de la fracturation lors de l'excavation. Dans la galerie SDZ, de l'écaillage concave et de la fracturation en chevrons attestent d'une rupture en cisaillement. Des fractures obliques subverticales (extension) sont également observées. L'extension des zones fracturées est détaillée dans le tableau 22 et schématisée en Annexe 10.

Tableau 22 : Extensions en mètres (et en diamètre de galerie) des deux types de fractures autour de la galerie SDZ

Direction	Rupture en cisaillement	Rupture en cisaillement
Latérale	0.4 (0.1)	0.4 (0.1)
Au-dessus	1.6 (0.3)	3.5 (0.8)
En-dessous	2.1 (0.4)	4.2 à 5.1 (0.9 à 1.1)
En avant du front	0.65 (0.15)	2 (0.45)

A noter que la zone endommagée est plus étendue sous la galerie, comme souligné par d'autres auteurs (Kwon et Cho, 2008 ; Tsang et al, 2005). Les forages latéraux (pour mesure de teneur en eau) réalisés après août 2009 ne montrent pas d'évolution de l'EDZ dans cette direction.

14.1 Mesures climatiques

5 sections sont équipées de capteurs de température, d'HR ou de vitesse (sections 4, 6, 7, 8 et 10 sur la figure 41, partie 9.3.1).

14.1.1 Mesures de température

Les mesures de températures suivent la même tendance (figure 118).

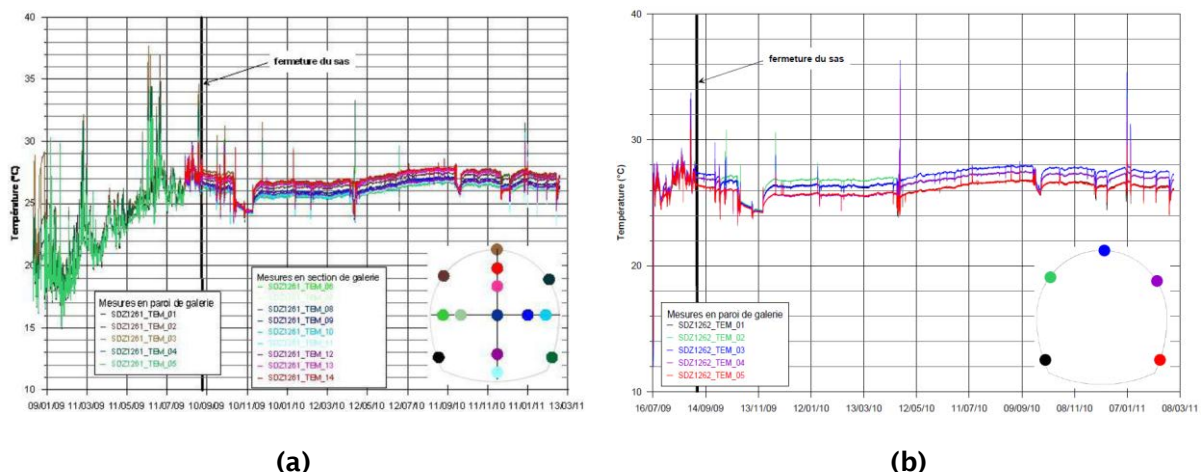


Figure 118 : Evolution de la température dans les sections (a) SDZ1261 et (b) SDZ1262 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Jusqu'en septembre 2009, la galerie SDZ est soumise aux variations de température saisonnières (communication avec GED). Le pic correspond à la température extérieure (juin) et au creusement de SDZ. A partir de la fermeture du sas, la température se stabilise vers 26°C hormis quelques chutes dues à des tests du système de ventilation et aux interventions dans la galerie. La tendance présentée en figure 119

affiche clairement une évolution liée aux conditions de la GED avant la fermeture du sas, et un découplage ensuite.

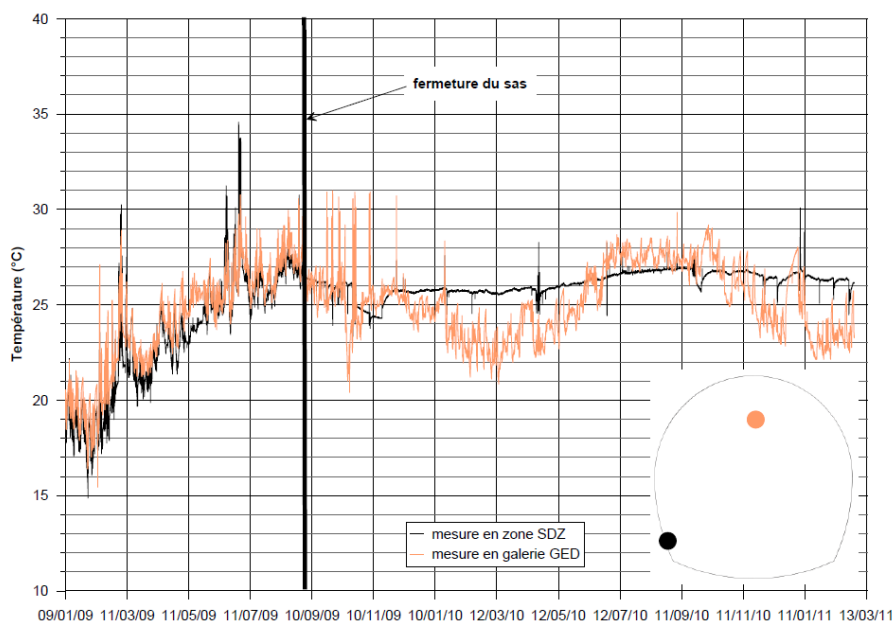


Figure 119 : Evolutions des températures en galeries GED et SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

La température n'est pas homogène dans une section, mais un gradient se met en place du radier vers la voûte (1 à 1.5°C).

Rappelons que la thermique n'est pas prise en compte dans le modèle.

14.1.2 Mesure d'HR

Des observations analogues à celles de la température sont faites pour l'HR. Les mesures suivent une même tendance (figure 120).

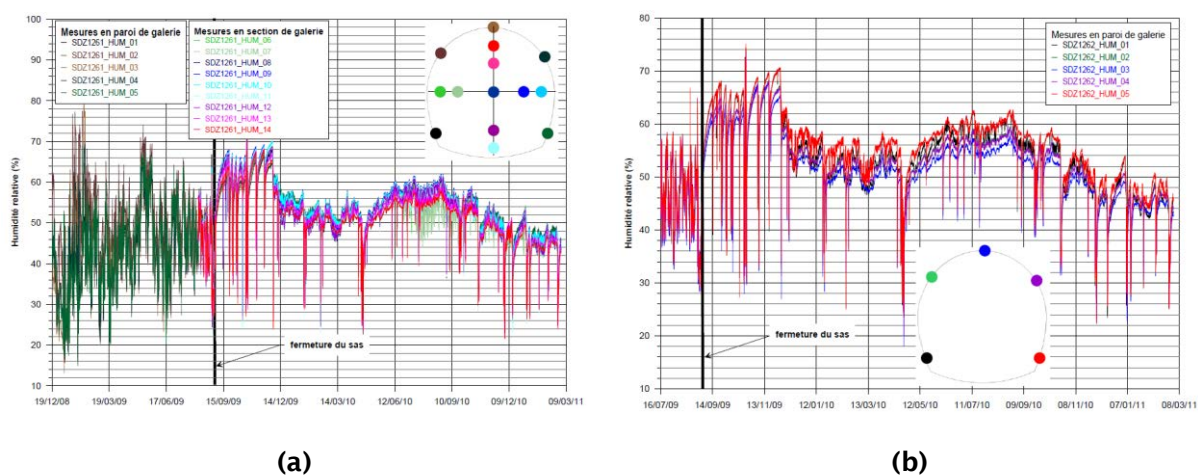


Figure 120 : Evolution de l'HR dans les sections (a) SDZ1261 et (b) SDZ1262 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Là aussi, l'évolution d'HR est corrélée à celle de la GED avant la fermeture du sas. Ensuite, une resaturation est constatée, avec un gain d'HR d'environ 20% sur trois mois (45% en septembre à 65% décembre 2009, voir figure 121).

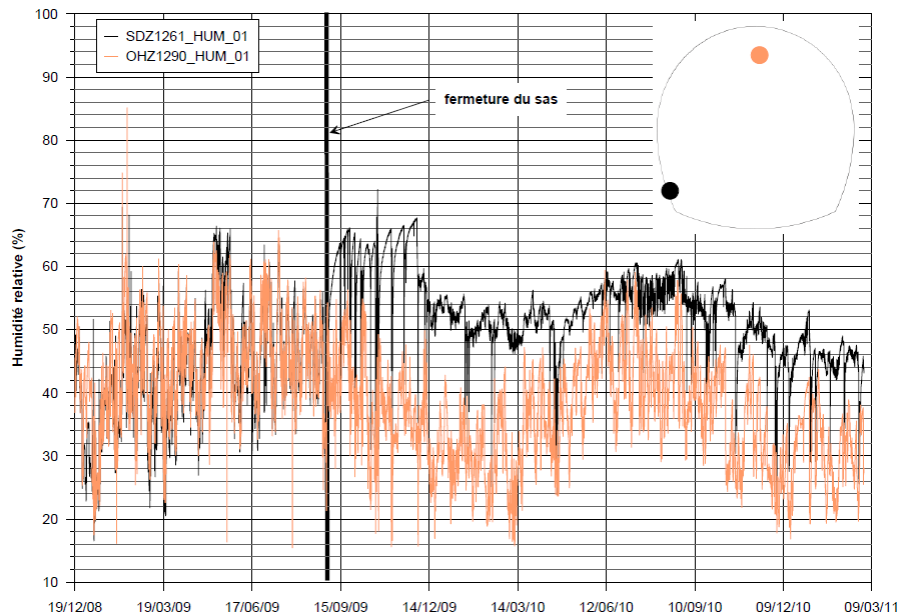


Figure 121 : Evolutions des HR en galeries GED et SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Par la suite, la resaturation s'arrête et l'HR présente des fluctuations similaires à celles dans la GED. Après une isolation entre SDZ et GED de septembre à décembre, une connexion semble se faire entre les deux galeries. Des tests à la fumée (réalisés en fin 2010 et début 2011) ont mis en évidence une fuite au niveau de la porte intérieure du sas. La connexion entre les deux galeries est imputée à un défaut d'étanchéité plutôt qu'à un pont hydraulique dans la roche (« bypass »). Une bande adhésive a été collée autour du sas pour limiter ces fuites.

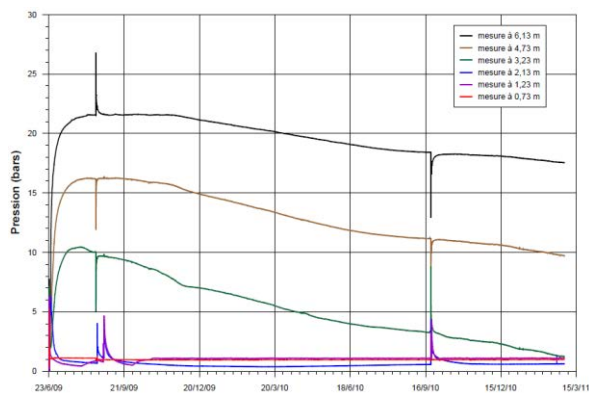
14.2 Mesures hydrauliques

Des mesures de pression, de perméabilité et de teneur en eau ont été réalisées.

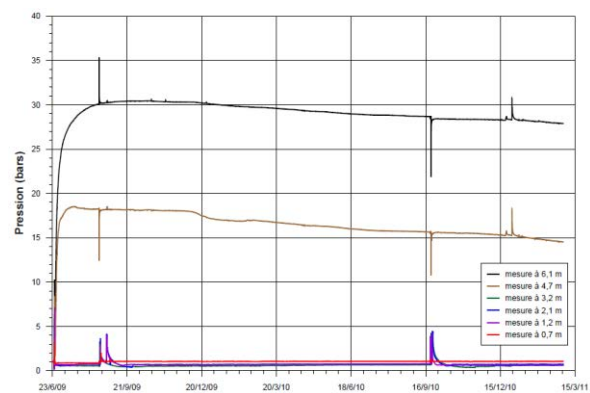
14.2.1 Mesures de pression

5 forages de mesures de pression ont été creusés : 4 dans la même section (située au milieu de la zone non-étanchée de SDZ, figure 43 partie 9.3.2) et 1 en avant du front. Les premières mesures commencent en juin 2009 (7 mois après le début de l'excavation).

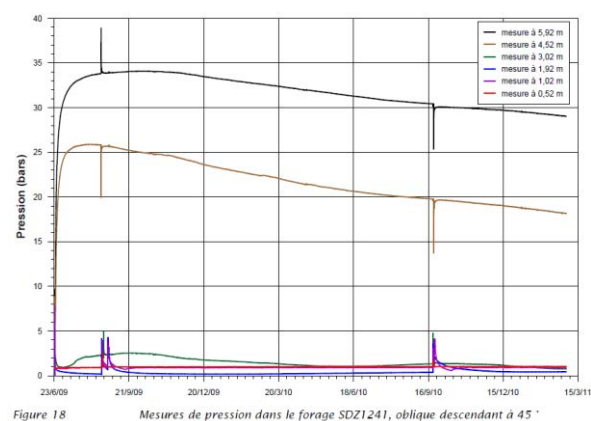
Dans toutes les directions de mesure (verticale descendant, oblique descendant à 45° et latérale), une zone à pression atmosphérique ou en dépression est relevée (figure 122 et tableau 23).



(a)



(b)



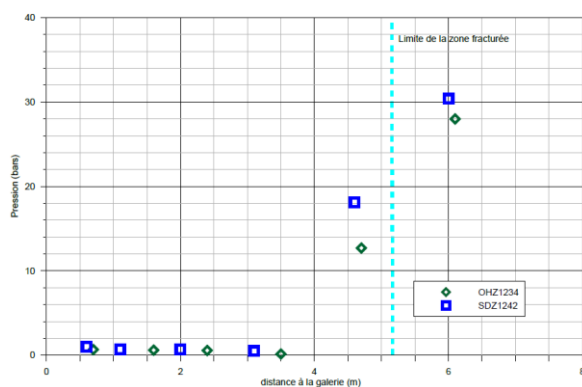
(c)

Figure 122 : Profils de pression de pore dans le forage (a) horizontal SDZ1243, (b) vertical descendant SDZ1242 et (c) oblique descendant SDZ1241 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

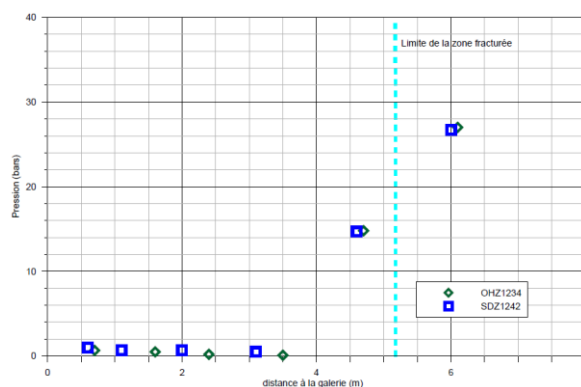
Tableau 23 : Etendue minimale de la zone à pression atmosphérique ou en dépression, en mètres (et en diamètre de galerie), et à 7 et 25 mois après le creusement

Direction	Etendue à 7 mois (07/2009)	Etendue à 25 mois (01/2011)
Verticale descendant	3.2 (0.7)	3.2 (0.7)
Oblique descendant (45°)	1.92 (0.35)	-
Latérale	2.1 (0.4)	3.2 (0.7)

La zone en dépression est anisotrope (au moins au début) et est moins étendue que le domaine fracturé. Les profils de pression à 7 et 25 mois peuvent être comparés à ceux de la galerie GED (figures 123 et 124).



(a)



(b)

Figure 123 : Comparaison des profils de pression verticaux dans les galeries GED et SDZ (a) 7 mois et (b) 25 mois après l'excavation de SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

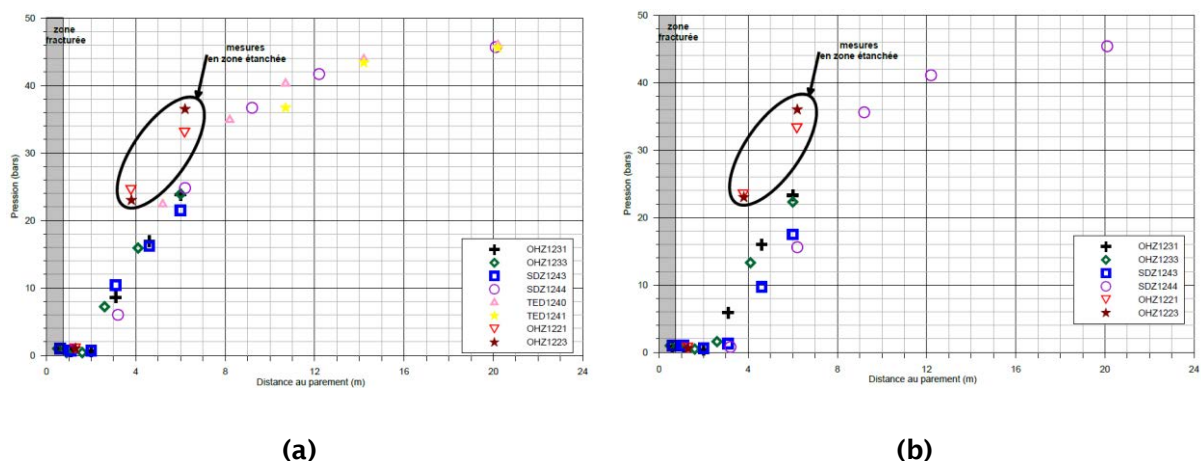


Figure 124 : Comparaison des profils de pression horizontaux dans les galeries GED et SDZ (a) 7 mois et (b) 25 mois après l'excavation de SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

On constate que les répartitions des pressions autour de GED et SDZ sont sensiblement les mêmes 25 mois après le creusement : la fermeture du sas et l'absence de ventilation ne semblent pas modifier l'état hydrique autour de la galerie. Latéralement, l'extension de la zone en dépression évolue dans le temps, et est la conséquence d'un effet drainant de la galerie.

Sur la figure 124, les mesures de la zone étanchée (en avant du front de SDZ) sont supérieures à celles enregistrées dans GED, tandis que les autres mesures horizontales de SDZ sont plus faibles qu'en GED (pour la zone entre 3 et 6 mètres). Ceci pourrait être dû aux forages horizontaux réalisés pour les mesures de perméabilité et de teneur en eau qui occasionnent un rabattement à proximité de la galerie. Ces forages seront rebouchés pour limiter cette perturbation.

En avant du front, la zone à pression atmosphérique s'étend sur 1 mètre (figure 125). Entre 3 et 6 mètres, une surpression est remarquée, et n'est toujours pas dissipée en mars 2011. Elle pourrait être liée à l'effet de soutènement du béton au front de la galerie : avant la pose du béton, la roche est libre de déconfiner, mais des contraintes de compression sont développées lorsqu'il est mis en place (il s'oppose au déconfinement). Ceci pourrait provoquer un sursaut dans la pression de pore.

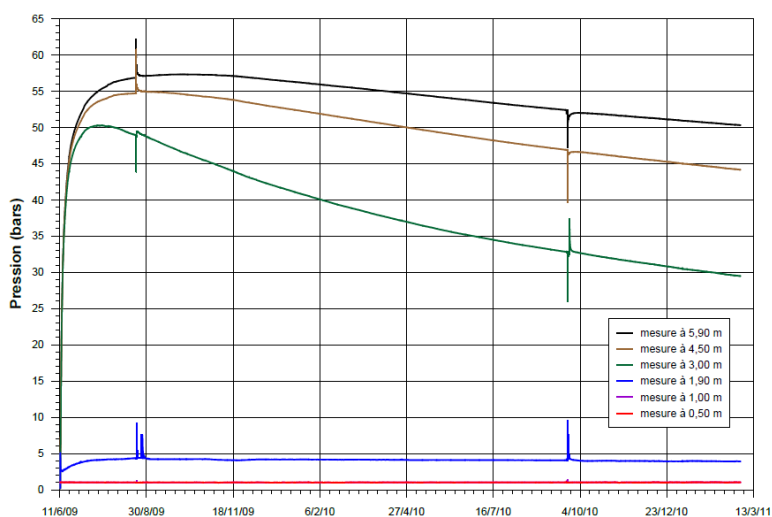


Figure 125 : Profils de pression de pore en avant du front dans le forage SDZ1245 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

14.2.2 Mesures de teneur en eau

Pour suivre l'état de saturation dans la roche, des mesures de teneur en eau sont également effectuées, directement sur les carottes forées en galerie SDZ. Des échantillons cubiques (5 centimètres de côté) sont sortis tous les 20 à 40 centimètres des forages (de longueur 5 mètres environ).

Parmi les forages verticaux, certains affichent une resaturation sur les 20 premiers centimètres. Au-delà, les teneurs en eau se stabilisent autour de valeurs moyennes (figure 126a). A noter que les forages verticaux ont tous été réalisés en juin 2009 (6 mois après l'excavation). Les forages horizontaux ont été extraits entre décembre 2008 et décembre 2010 (de 15 jours à 24 mois après l'excavation). Après 1 an, les mesures de teneur en eau atteignent un palier à 40 centimètres du parement et à 80 centimètres entre 16 et 24 mois (figure 126b). Ces distances seraient les extensions de la zone partiellement saturée. Cette désaturation pourrait être due à l'effet drainant de la galerie ($h_r^{imp} \approx 50\%$), mais plus probablement au rabattement occasionné par les précédents forages de mesure de teneur en eau (restés ouverts).

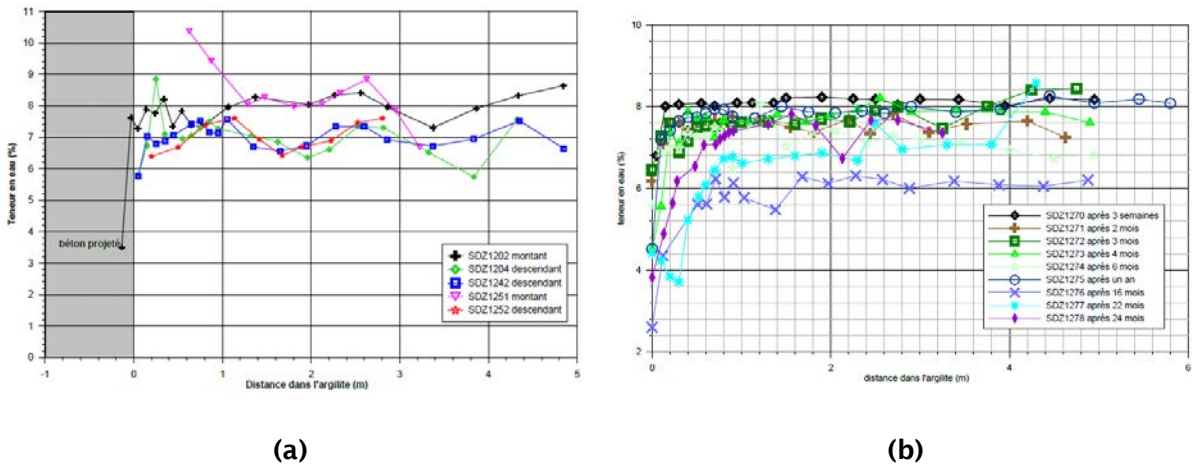


Figure 126 : Profils de saturation en paroi de SDZ (a) verticaux (6 mois après l'excavation) et (b) horizontaux (entre 15 jours et 24 mois après l'excavation) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

14.2.3 Mesures de perméabilité

Deux campagnes ont été lancées pour évaluer la perméabilité in situ (08/2009 et 09/2010). Les mesures sont réalisées au gaz (zone désaturée) ou à l'eau (massif saturé), dans les vides laissés par les forages de mesure de teneur en eau.

Trois intervalles de perméabilité sont identifiés :

- $10^{-10} \text{ m.s}^{-1} < K$ au niveau de l'EDZ,
- $10^{-12} \text{ m.s}^{-1} < K < 10^{-10} \text{ m.s}^{-1}$ correspond à une zone faiblement perturbée,
- $K < 10^{-12} \text{ m.s}^{-1}$ la perméabilité de la roche saine.

K est la conductivité hydraulique et dépend de la nature du fluide. Elle est reliée à la perméabilité intrinsèque par :

$$K = \frac{k_{\text{int}} \rho_f g}{\mu_f} \quad (164)$$

où $\rho_f [kg.m^{-3}]$ et $\mu_f [Pa.s]$ sont la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide, et $g [m.s^{-2}]$ l'accélération de la pesanteur.

Les forages obliques descendants et horizontaux présentent le même profil de perméabilité. Au-delà de la zone fracturée, la perméabilité est celle de l'argilite saine (mesures SDZ sur la figure 127b). Les mesures verticales indiquent que la zone à perméabilité perturbée correspond à peu près à celle à fractures mixtes (mesures SDZ sur la figure 127a). Sur ces deux figures, on remarque que les mesures de perméabilité n'ont

pas évolué entre août 2009 et septembre 2010. Une anisotropie d'extension de la zone à perméabilité perturbée est observée (tableau 24).

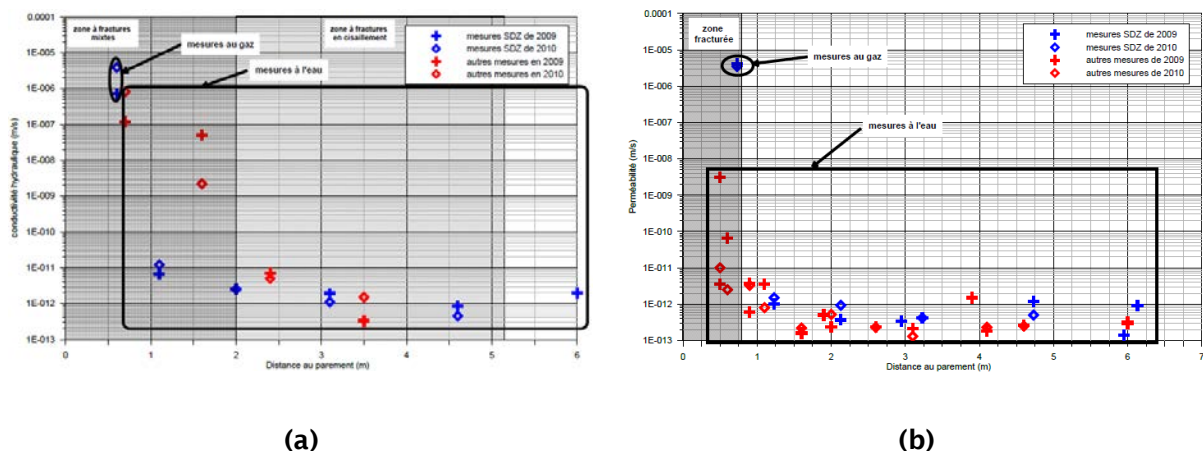


Figure 127 : Comparaison des perméabilités autour des galeries GED et SDZ : (a) verticalement et (b) horizontalement (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Tableau 24 : Etendue maximale de la zone à perméabilité perturbée, en mètres et en diamètre de galerie

Direction	Etendue à 21 mois (09/2010)
Verticale descendant	2.5 (0.5)
Oblique descendant (45°)	2 (0.4)
Latérale	2 (0.4)
En avant du front	3 (0.6)

Les perméabilités en galerie SDZ sont comparables à celles de GED (figure 127), ce qui semble indiquer que la fermeture du sas et l'arrêt de la ventilation dans SDZ n'ont pas d'influence sur les propriétés hydrauliques.

En avant du front, la perméabilité perturbée correspond à la zone fracturée (mixte et en cisaillement). Au-delà, elle tend vers sa valeur « saine » (figure 128).

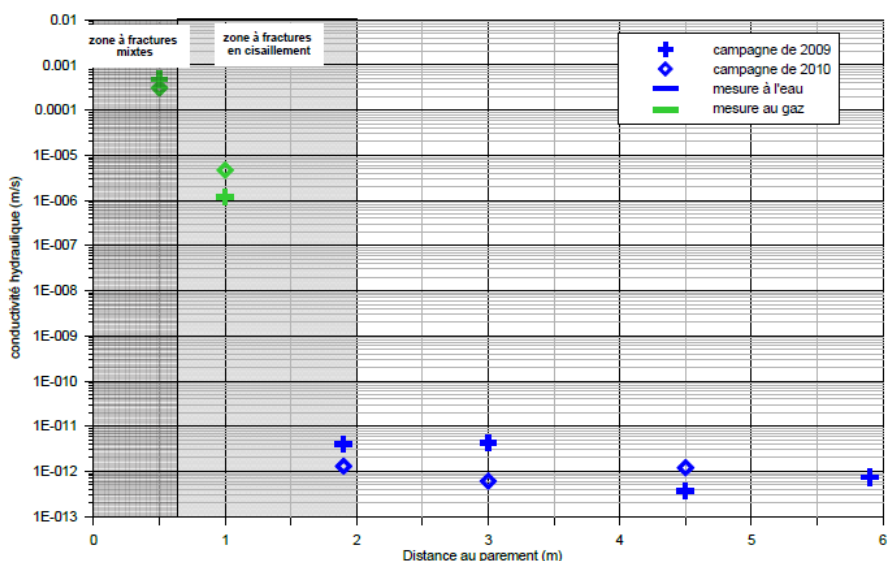


Figure 128 : Perméabilité en avant du front de la galerie (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

14.3 Mesures mécaniques

Pour suivre l'évolution mécanique de la galerie SDZ, plusieurs capteurs sont installés : de convergence, extensométriques, de coulissement et de suivi de fissuration.

14.3.1 Mesures de convergence

Deux types de capteurs sont posés : sections de mesure de convergence (SMC) au cours du creusement de la galerie SDZ, et cannes de convergence à partir de la fermeture du sas. Un déplacement positif correspond à une convergence.

Les SMC enregistrent la convergence dans 5 directions (figure 49 partie 9.3.4), tandis que les cannes ne mesurent que les convergences verticale et horizontale. Une anisotropie de convergence est mise en évidence ($U_v/U_h = 4.36$), et la convergence le long des transects obliques est intermédiaire. Pour les SMC, les courbes de convergence horizontale sont moins homogènes que celles de convergence verticale (figure 129).

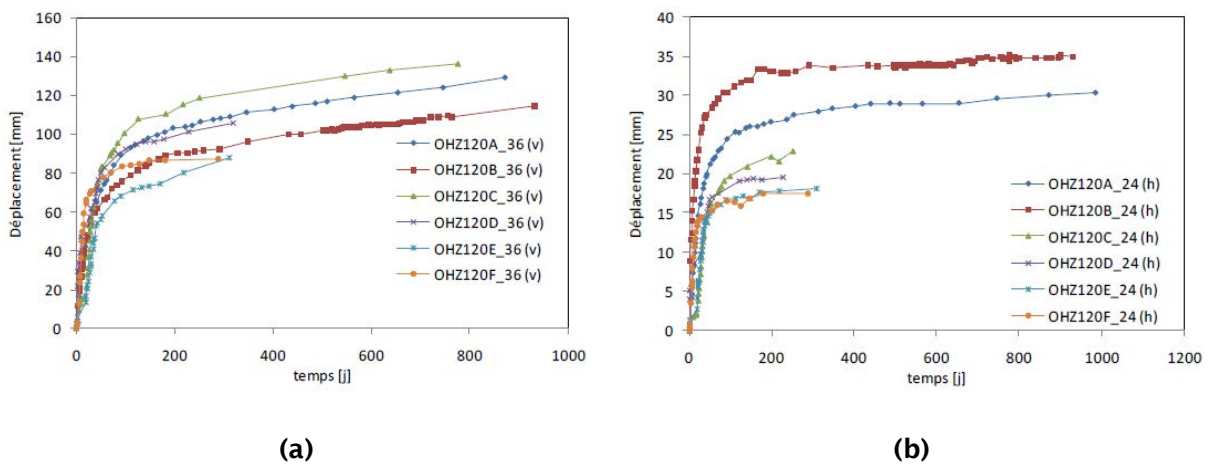


Figure 129 : Mesures (a) verticales et (b) horizontales des SMC. Les SMC OHZ120D à F sont situées dans les sections 4, 9 et 10 de la figure 41 partie 9.3.1 (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

A noter que la SMC OHZ120B est située au niveau de la carrure TED, qui semble avoir une influence sur la convergence : plus faible anisotropie et plus grandes convergences. Sur les 100 derniers jours de mesure, les vitesses de convergence horizontales et verticales sont presque toutes inférieures à 1.5 millimètres par mois. Les vitesses de convergence dans les galeries SDZ et GED sont comparables.

Suite à la fermeture du sas, les SMC en galerie SDZ sont remplacées par des cannes de convergence. Celles-ci enregistrent également une anisotropie de convergence (plus forte verticalement, figure 130). A compter du 01/2011 (25 mois après l'excavation), les vitesses de convergence sont inférieures au millimètre par mois.

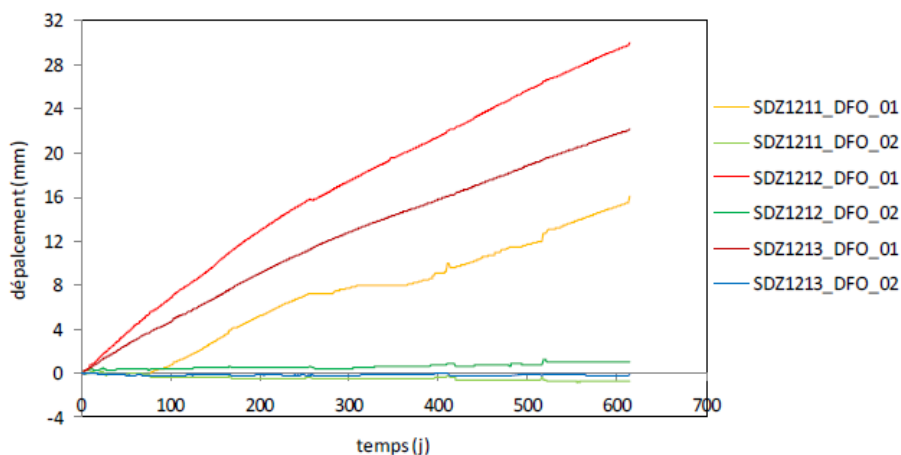


Figure 130 : Mesures horizontales (suffixe 01) et verticales (suffixe 02) des cannes de convergence en galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Aucun lien évident entre les variations d'HR et les mesures de convergence n'est observé.

14.3.2 Mesures de fissuration

Un fissuromètre consiste en un capteur de déplacement potentiométrique fixé de part et d'autre d'une fissure. Un déplacement positif correspond à une fermeture de la fissure suivie.

Globalement, la tendance des fissuromètres est à la fermeture (figure 131), et il semble y avoir une légère influence de l'état hydrique dans la galerie : une diminution de HR occasionnerait une ouverture des fissures (retrait de la roche). Cette observation est tributaire de la précision des capteurs (+/- 0.02 millimètre). L'ouverture des fissures peut aussi être liée aux processus différés de la roche (déconfinement différé).

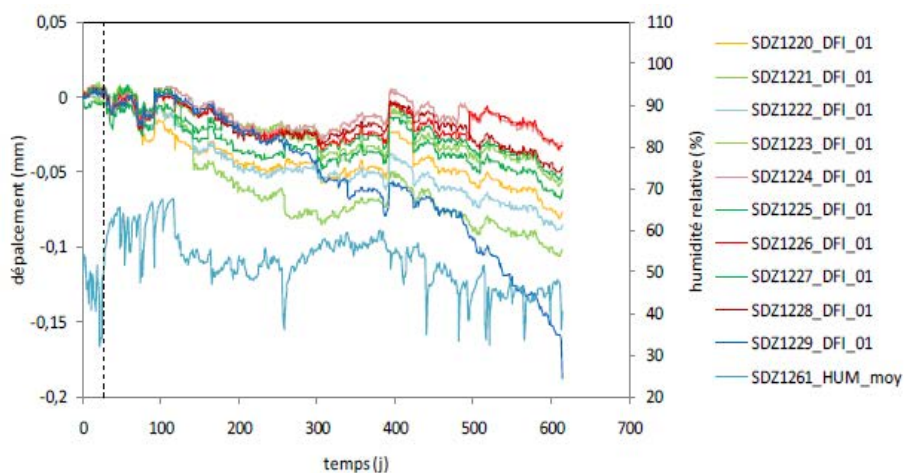


Figure 131 : Evolution des fissuromètres et de l'HR dans la galerie SDZ depuis la fermeture du sas (pointillés noirs) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

14.3.3 Mesures de coulissement

Les capteurs de coulissements sont des chevilles fixées à la serrure de certains cintres. Un déplacement positif correspond à une convergence.

Lorsque le massif impose des chargements suffisants sur les cintres, ceux-ci coulissent pour permettre le relâchement des contraintes. Ici, 5 capteurs sur les 16 enregistrent une convergence significative (figure 132). Il ne semble pas y avoir de corrélation directe avec les variations d'HR.

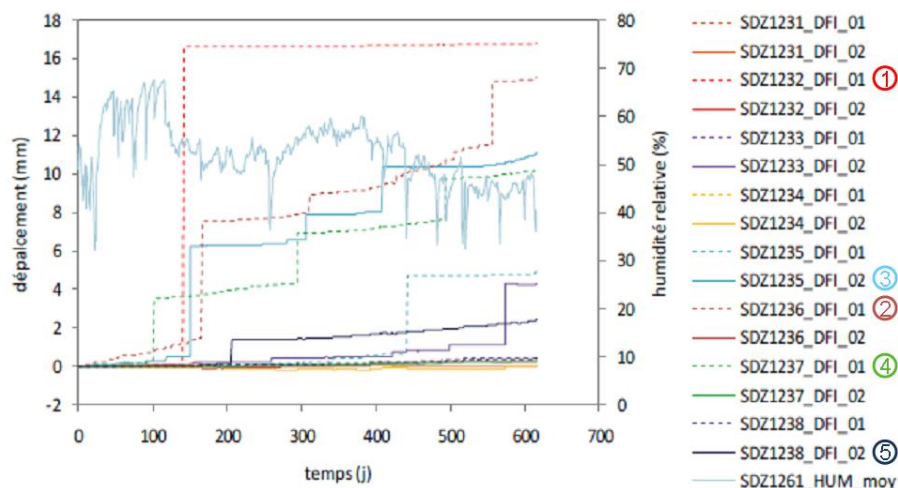


Figure 132 : Mesures de coulisement et d'HR après la fermeture du sas (déjà isolé à $t=0$). Les mesures significatives sont numérotées de 1 à 7, par ordre décroissant. Le suffixe 01 correspond aux mesures faites sur le parement Sud, et le 02 au parement Nord) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

14.3.4 Mesures extensométriques

Une section est équipée de 4 extensomètres multipoints (section 8 de la figure 41 partie 9.3.1). Ils sont composés de 7 sections pour 20 mètres de long (figure 47 partie 9.3.3). Une autre comporte 4 extensomètres monopoints, avec un ancrage à 1 mètre de la paroi de la galerie. Un déplacement positif correspond à une convergence de la galerie, soit à une extension des appareils.

Pour les extensomètres horizontaux, les mesures sont globalement cohérentes : les ancrages profonds enregistrent les plus grands déplacements (figure 133). Dans les deux cas, l'ancrage à 1 mètre enregistre une convergence de 0.1 millimètre (précision de ± 0.02 millimètre) ce qui équivaut à plus de 10% de l'extension sur 20 mètres.

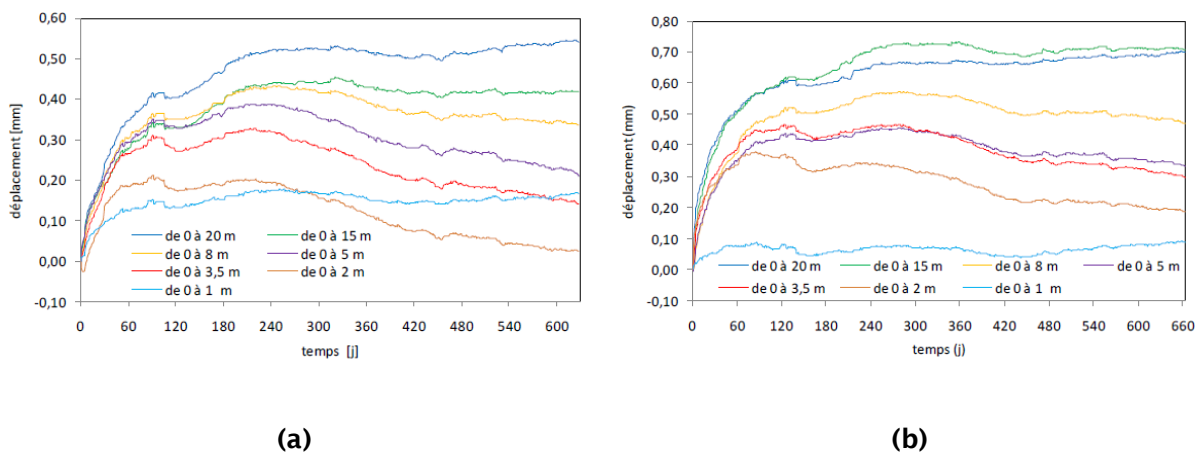


Figure 133 : Mesures des extensomètres horizontaux (a) SDZ1201 (orienté Nord) et (b) SDZ1203 (orienté Sud) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Le déplacement est plus important sur les capteurs horizontaux, et la majorité de l'extension se fait dans les 5 premiers mètres (figures 134).

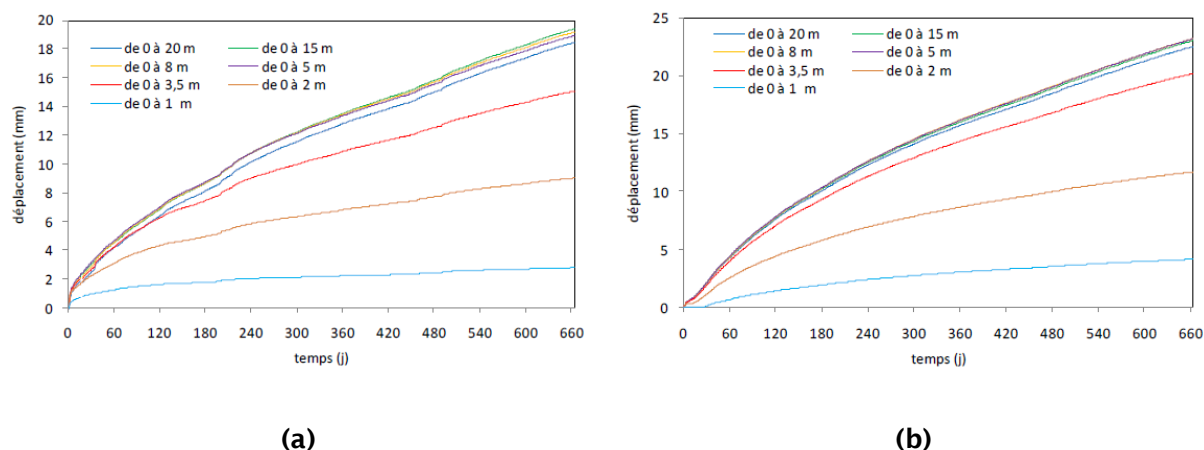


Figure 134 : Mesures des extensomètres multipoints verticaux (a) SDZ1202 (ascendant) et (b) SDZ1204 (descendant) (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

On note que les convergences sont anisotropes, et que les mesures horizontales ne sont pas stabilisées après 600 jours de mesure.

Tableau 25 : Déplacement (en millimètres) à 20 mètres du parement, 600 jours après l'excavation

Direction	Déplacement à 20 mètres
Verticale ascendant	19.5
Verticale descendant	23
Latérale (Nord)	0.54
Latérale (Sud)	0.7

Les résultats des extensomètres monopoints confirment cette anisotropie, et montrent une convergence plus forte que celle mesurée par les extensomètres multipoints (figure 135). Cette remarque souligne que les extensomètres multipoints ne peuvent évaluer précisément les déplacements dans le premier mètre (du fait du mode d'ancrage et de la conception).

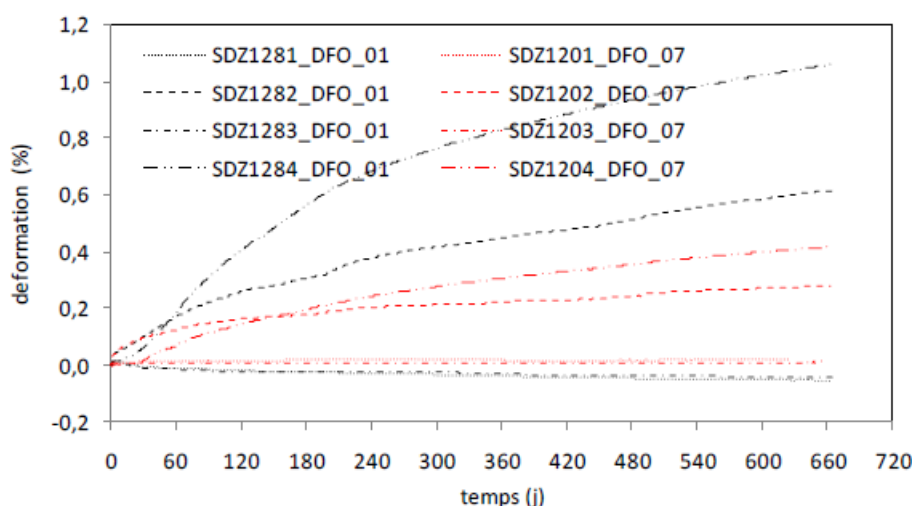


Figure 135 : Mesures des extensomètres monopoints (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Les résultats en galerie SDZ sont comparés avec les mesures extensométriques dans une section de la GED (Section de Mesures Renforcées, SMR). Au bout d'un an d'acquisition, les déplacements et les vitesses de convergence sont comparables entre les deux sections. A proximité de ces cintres, le soutènement est assuré par des cintres et un boulonnage, ainsi que par du béton projeté pour la SMR. Sur la portion d'étude de SDZ, la roche est à nue. Les mesures extensométriques étant comparables, le béton projeté ne semble

pas avoir d'influence sur la convergence de la galerie. De plus, la fermeture du sas et l'arrêt de la ventilation n'ont a priori pas d'impact non plus sur la convergence.

14.4 Conclusion sur les mesures

Depuis son excavation en décembre 2009, les capteurs ont permis de suivre les évolutions climatiques, hydrauliques et mécaniques en galerie SDZ.

Les mesures d'HR et de température dans SDZ sont corrélées à celles de la GED avant la fermeture du sas. Après l'isolation de SDZ, la température semble se stabiliser. Les mesures d'HR montrent qu'au début de la fermeture, la galerie SDZ se resature. Mais des fluctuations réapparaissent après trois mois, et sont imputées à un défaut d'étanchéité du sas. Ce phénomène est mis en évidence par des tests à la fumée.

Les mesures hydrauliques et mécaniques attestent de l'anisotropie de la roche. Les extensions des zones fracturées, désaturées et à perméabilité perturbée et les mesures de convergence sont plus grandes verticalement, en particulier sous le radier. Les forages de mesure de perméabilité et de teneur en eau sont laissés ouverts après utilisation (forages horizontaux). Ils occasionnent un rabattement local, et semblent influencer la limite de la zone désaturée (40 centimètres après un an, 80 centimètres après 24 mois). Ces forages seront rebouchés.

L'extension de la zone à perméabilité très perturbée coïncide avec celle de la zone à fractures mixtes (par cisaillement + par extension) et n'évolue pas entre 8 et 21 mois après l'excavation de la galerie SDZ. A priori, les mesures de perméabilité élevée sont essentiellement dues à l'interception d'une fracture par la chambre de mesure.

Enfin, les différentes mesures hydrauliques (pression de pore, perméabilité) et mécaniques (fissuration, extension, coulissement, convergence) ne semblent pas être influencées par l'HR dans la galerie SDZ. A noter que cette HR reste relativement proche de l'hygrométrie initiale (entre 20% et 60%), et un impact est attendu au cours de l'expérimentation SDZ (amplitude d'HR imposée plus forte). Par ailleurs les mesures extensométriques soulignent la faible part du béton projeté dans le soutènement de la galerie.

14.5 Résultats d'un autre essai de ventilation : VE (Mont Terri)

D'autres expérimentations de ventilation ont déjà été réalisées dans d'autres laboratoires souterrains (PHEBUS dans l'Argile de Boom, VE dans les argiles à Opalinus). Les argiles du Mont Terri sont du même type que celles de bure (roches argileuses indurées), et seuls les résultats obtenus pour la Ventilation Experiment sont présentés ici, et sont tirés des travaux de Mayor et al (2007) et Mayer et al (2007).

De l'air à débit, température et HR contrôlés est soufflé dans une galerie. Ces caractéristiques climatiques sont également mesurées sur l'air sortant de la galerie. Ceci permet notamment de s'assurer que la température reste constante (essai isotherme), et d'évaluer la quantité d'eau échangée avec la galerie (variations de débit et de HR). La roche est équipée de divers capteurs pour évaluer les évolutions hydriques (principalement) et mécaniques au cours du chargement. Après une phase d'initialisation à HR injectée $h_r^{in} = 84\%$ (sur une durée de 21 jours), une phase de désaturation est imposée par paliers, à $h_r^{in} = 47\%$ d'abord (2 mois), puis à $h_r^{in} = 1-3\%$ (5 mois). Une resaturation est ensuite réalisée ($h_r^{in} = 95\%$) sur 3 mois. La température est maintenue constante sur toute la durée du test (15-16°C).

Par comparaison des caractéristiques climatiques à l'entrée et à la sortie, les débits d'eau moyens délivrés en paroi de la galerie sont estimés : 2 à 4 $g.m^{-2}.h^{-1}$ d'eau éjectée par la galerie en désaturation, et environ 1 $g.m^{-2}.h^{-1}$ absorbé par la galerie en resaturation.

Les hygromètres capacitifs et les psychromètres indiquent que la zone désaturée ($h_r < 95\%$) s'étend sur moins de 40 centimètres dans la roche. Des mesures de tomographie électrique confirment cette extension. Toutefois, les piézomètres enregistrent des effets de succion (pression de pore inférieure à la pression atmosphérique) jusqu'à 2 mètres de la paroi.

Les extensomètres ne relèvent que peu de déformations : retrait de 0.9 millimètre pendant la désaturation (0.07% du diamètre), et expansion de 0.1 millimètre en resaturation (0.08% du diamètre).

Des simulations purement hydriques montrent que le modèle est sensible à la perméabilité de la roche saine, ainsi qu'à l'extension et la perméabilité de l'EDZ. Des résultats satisfaisants peuvent être obtenus en

considérant la roche comme homogène (pas d'EDZ, mais avec une perméabilité globale homogène $k_{\text{int}}^{\text{glob}}$) et une zone désaturée initiale de 8 centimètres (due à la ventilation « naturelle » avant le début du test). Au plus fort du drainage de la galerie, les résultats numériques retrouvent une extension de la zone désaturée ($S_l < 95\%$) de 40 centimètres. Par ailleurs, la $k_{\text{int}}^{\text{glob}}$ estimée a une valeur proche de celle mesurée sur les argiles à Opalinus ($k_{\text{int}}^{\text{glob}} = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2$). Ceci souligne que, dans le cas de la VE, la perméabilité de l'EDZ diffère peu de celle de la roche saine.

En conclusion, les mesures in situ et les modélisations semblent indiquer que l'impact de la ventilation reste limité sur les propriétés hydrauliques (front de désaturation à 40 centimètres) et mécaniques (faibles convergences). De plus, la perméabilité de l'EDZ semble être proche de celle de la roche saine (pour cette expérience).

15. Modélisation 2D

15.1 Simulations existantes

Pour comprendre les phénomènes observés, deux modélisations ont déjà été réalisées. Elles suivent deux approches différentes leurs buts sont également différentes. La première vise à une meilleure compréhension de l'évolution de l'HR dans la galerie SDZ, et la seconde à reproduire les profils hydriques autour de la galerie. Ces deux simulations sont appliquées aux phénomènes de transfert, et le lien avec la mécanique n'est pas pris en compte.

15.1.1 Variations d'HR dans la galerie SDZ

Les mesures in situ mettent en évidence trois cycles d'évolution d'HR dans la galerie SDZ (figure 121 partie 14.1.2) : corrélation avec celle de la GED (aucune isolation entre les galeries), resaturation après la fermeture du sas, et de nouveau corrélation avec celle de la GED (connexion entre les deux galeries malgré le sas).

En simulant ces trois phases, la modélisation pourrait aider à comprendre les processus mis en jeu. Notamment, elle permettrait d'identifier le phénomène à l'origine de la connexion GED/SDZ après fermeture : fuites au niveau de l'EDZ ou défaut d'étanchéité du sas.

Un modèle 2D-axisymétrique est proposé par l'Andra, où la chambre SDZ est vue comme un milieu de fortes porosité et transmissivité (figure 136). Les paramètres retenus pour les relations non-saturées sont donnés dans le tableau 26. La CL est donnée en appliquant l'HR en paroi de galerie.

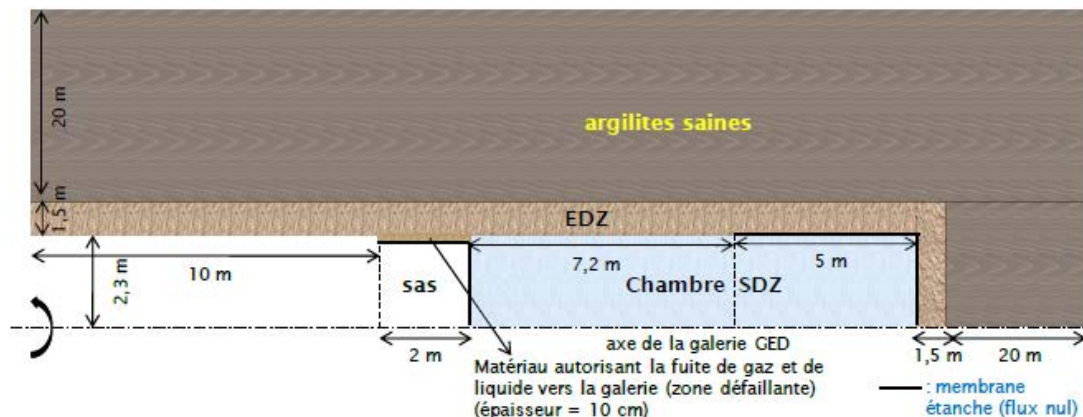


Figure 136 : Maillage 2D axisymétrique pour modéliser les variations d'HR en galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Tableau 26 : Paramètres non-saturés des différents compartiments

Propriété des matériaux	Massif sain	EDZ	Zone défailante	Chambre SDZ
Porosité (%)		18		99
Succion (VG, p_r (MPa) et n (-))		$p_r = 14.7$; $n = 1.5$		$p_r = 9.81 \times 10^{-2}$; $n = 3$
$k_{int} (m^2)$	5×10^{-20}	10^{-16}	10^{-13} ou 10^{-14}	10^{-10}
$k_l^{rel} (-)$		VGM		1
$k_g^{rel} (-)$		$k_g^{rel} = S_l^3$		1

Le calcul est réalisé via le Code_Bright, et est réparti en trois phases :

- Désaturation de la galerie avant fermeture du sas (sur 9 mois) : l'HR est imposée en paroi, et seules les argilites saines et l'EDZ sont modélisées.
- Resaturation de SDZ après fermeture du sas (sur 3 mois) : le sas est considéré comme complètement étanche, et l'HR de la galerie est soumise à la recharge du massif. L'ensemble argilites-EDZ-SDZ est modélisé.
- Perturbation de SDZ : le défaut d'étanchéité du sas est introduit en ajoutant une zone de défailance à l'interface sas-EDZ. Cette zone a une épaisseur arbitraire. Sa perméabilité est également arbitraire mais est supérieure à celle de l'EDZ d'au moins deux ordres de grandeur. Les argilites saines, l'EDZ, SDZ et cette zone de défailance sont considérés dans la modélisation.

Avec les paramètres du tableau 26, les variations d'HR réelles sont difficilement reproduites (figure 137a). L'Andra propose d'introduire une pression de référence plus faible dans la relation de van Genuchten pour l'EDZ ($p_r = 10 \text{ MPa}$). Ceci permet de tenir compte que la désaturation est a priori plus forte dans l'EDZ que dans la roche saine pour un même niveau de pression capillaire. En prenant en plus une forte perméabilité relative pour la zone défailante ($k_{int} = 10^{-13} m^2$), une bonne corrélation est obtenue avec les mesures d'HR (figure 137b).

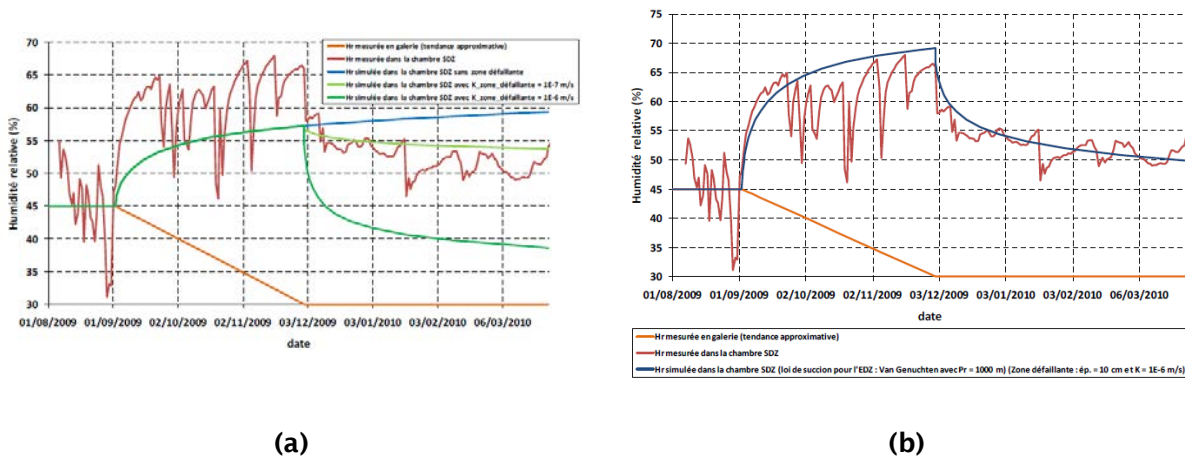
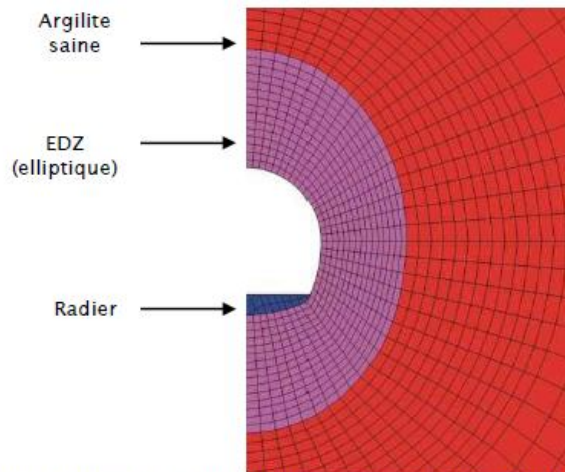


Figure 137 : Evolution temporelle de l'hygrométrie dans la galerie SDZ après fermeture du sas avec une loi de succion pour les argilites saines et l'EDZ (a) identique et (b) différente (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

La quantité d'eau débitée à travers le sas est trop importante pour transiter par l'EDZ, et les fuites constatées seraient bien dues à un défaut dans l'étanchéité du sas. De plus, les résultats numériques indiquent que les ouvertures ponctuelles du sas pour intervention dans SDZ n'ont pas d'influence sur l'HR de cette galerie.

15.1.2 Pression de pore autour de la galerie SDZ

Une deuxième simulation est lancée, en vu de reproduire les profils de pression mesurés in situ (partie 14.2.1). Un modèle 2D est introduit, mais propose une coupe perpendiculaire à l'allongement de la galerie (figure 138). Ce modèle permet de tenir compte de l'anisotropie des propriétés hydrauliques ainsi que de la présence d'un radier. L'extension de l'EDZ est également anisotrope : 0.8 mètres latéralement et 3.5 mètres verticalement.



Nb : la figure n'est pas à l'échelle (anisotropie de l'épaisseur de l'EDZ)

Figure 138 : Maillage 2D à symétrie axiale pour modéliser les profils de pression autour de la galerie SDZ (d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

Les paramètres retenus en conditions non saturées sont compilés dans le tableau 27. La CL en paroi est donnée par l'HR, la température et la vitesse de l'air soufflé. Contrairement au calcul précédent, l'HR n'est pas imposée en utilisant une condition directe (loi de Kelvin), mais dépend d'un coefficient d'échange.

Tableau 27 : Paramètres non-saturés des différents compartiments

Propriété des matériaux	Massif sain	EDZ	Radier
Porosité (%)	18		20
Succion (VG, p_r (MPa) et n (-))	$p_r = 15$; $n = 1.49$		$p_r = 2$; $n = 1.54$
k_{int} (m^2) H/V	$4 \times 10^{-20} / 1.3 \times 10^{-20}$	$4 \times 10^{-17} / 1.3 \times 10^{-17}$	10^{-10}
k_l^{rel} (-)	VGM		
k_g^{rel} (-)	Parker		

Le calcul est réalisé par l'Université de Liège (ULG), avec le code Lagamine. Les résultats sont dans les mêmes ordres de grandeur que les pressions mesurées in situ (figure 139).

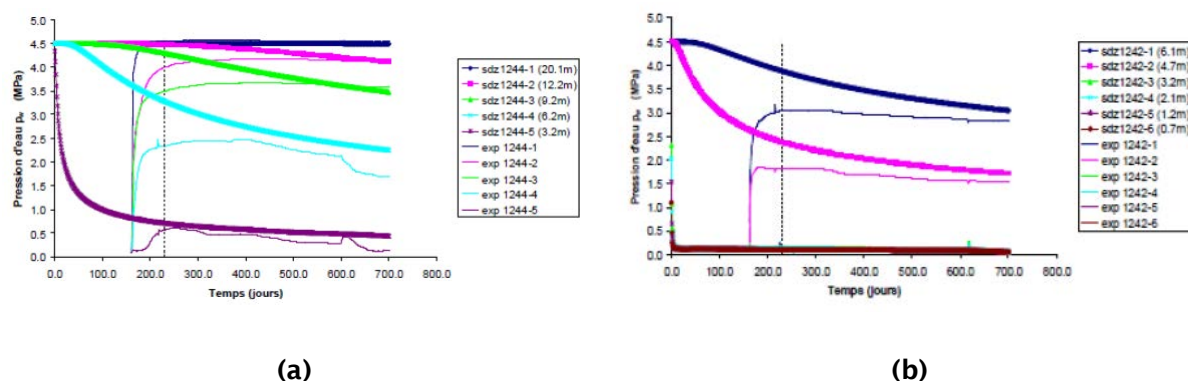


Figure 139 : Evolution temporelle des pressions de pores (a) horizontales (pressiomètre SDZ1244) et (b) verticales descendantes (pressiomètre SDZ1242, d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

La prise en compte de l'anisotropie des propriétés hydrauliques (entre autres) est indispensable pour ajuster en même temps les profils de pression dans toutes les directions : horizontalement (figure 139a), verticalement (figure 139b) et oblique (figure 140).

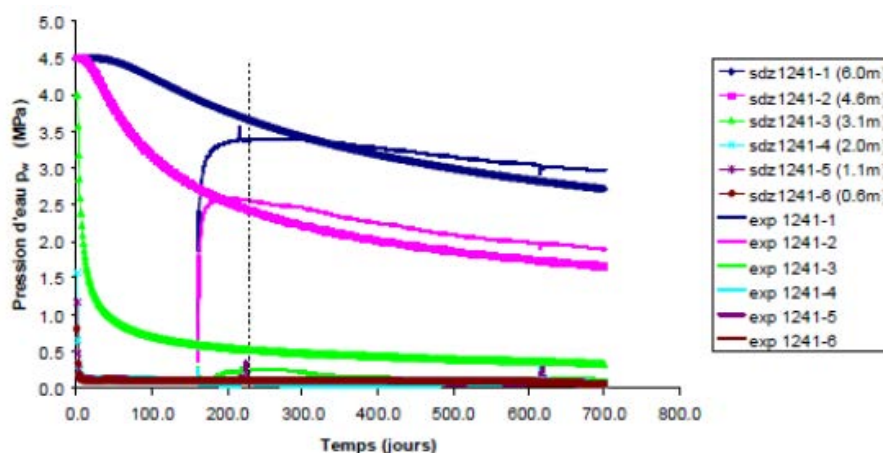


Figure 140 : Evolution temporelle des pressions de pores descendantes obliques (pressiomètre SDZ1241, d'après Cruchaudet et Noiret, 2011)

15.1.3 Conclusion sur les modélisations

Les deux simulations présentées ci-avant sont complémentaires : la première permet de tenir compte des fuites au niveau du sas, et la seconde de l'anisotropie des propriétés in situ.

De bonnes estimations des mesures sont obtenues, et mettent en évidence le défaut d'étanchéité du sas et l'anisotropie de la perméabilité intrinsèque. Ces résultats sont obtenus à partir de paramètres calés sur des essais au laboratoire, et l'influence d'un quelconque effet d'échelle ne semble pas se faire ressentir.

Pourtant, les champs de pression ne sont pas encore reproduits fidèlement. Des modélisations 3D fourniront a priori des résultats plus précis, et s'avèrent indispensables. Les modèles purement hydriques ne peuvent rendre compte des phénomènes mécaniques, et un modèle couplé HM doit être incorporé dans l'étude.

En outre, certaines modélisations de ventilation de galerie soulignent l'importance des déformations anélastiques. L'endommagement aura un impact non-négligeable sur l'évolution des saturations dans la roche (Shao et al, 2005a). Du fait de l'excavation, une zone plastique existe autour de la galerie (Barnichon et Volckaert, 2002). Une seconde plastification s'y ajoute, et est due à la désaturation de la roche lors de la ventilation (Hoxha et al, 2004) : plus la zone désaturée se développe, plus l'extension de la zone plastique est grande. Cette plastification est liée aux contraintes déviatoriques, qui peuvent être amplifiées par l'anisotropie de la structure rocheuse.

15.2 Maillage et chargement

Une modélisation bidimensionnelle de l'expérimentation SDZ est étudiée. Ce modèle est basé sur des équations couplées HM, et devrait permettre de comprendre l'influence de l'hygrométrie en galerie sur les mesures hydrauliques (saturation, pression de pore) et mécaniques (convergence, phénomènes dissipatifs).

Comme pour le modèle présenté par l'ULG, la modélisation porte sur une demi-section de galerie. Les résultats seront a priori représentatifs de la portion de SDZ la plus éloignée de ses extrémités (lieux des effets de bords), par exemple des sections 6 à 8 sur la figure 41. Le demi-plan est maillé par des éléments quadratiques QUAD8 (rectangles à 8 nœuds), et le maillage est raffiné à proximité de la galerie (figure 141).

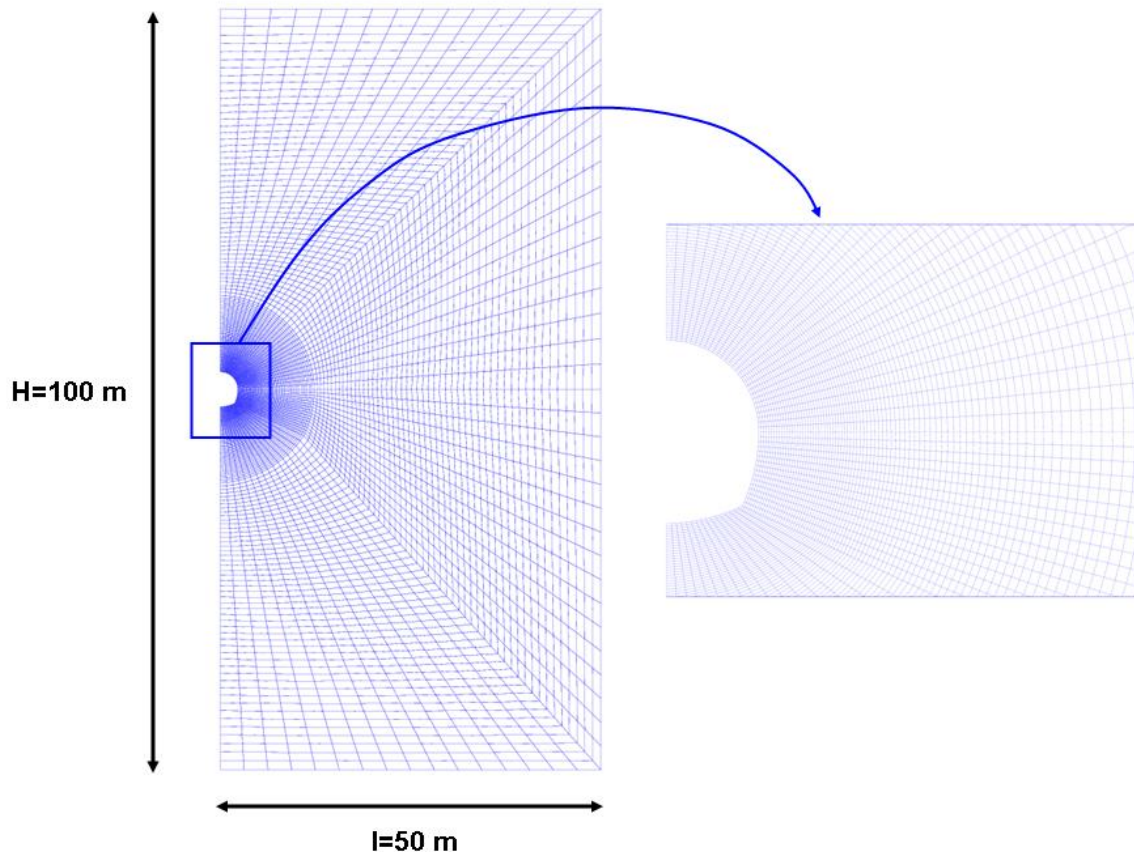


Figure 141 : Maillage adopté pour la modélisation 2D in situ

Pendant toute la durée de la modélisation, les déplacements et flux normaux sont bloqués aux limites du modèle. Seules les conditions en paroi de la galerie évoluent, et sont ajustées au phasage réel des travaux : creusement et mise en place de la galerie (tableau 28).

Tableau 28 : Phasage du chargement de la galerie SDZ

Phase	Durée		Dates début/fin		Chargement imposé en paroi de galerie
	modèle	in situ	modèle	in situ	
1 : Creusement	1 jour	54 jours	28/12/08 28/12/08	01/12/08 23/01/09	- Réduction de σ (déconfinement) - Augmentation de p_c (désaturation)
2 : Pose du radier puis attente	8 mois	7 mois	29/12/08 01/09/09	24/01/09 01/09/09	- contrainte radiale nulle - p_c constante (correspond à $h_r = 45\%$)
3 : HR imposée	14 mois	14 mois	02/09/09 28/02/11	02/09/09 28/02/11	- contrainte radiale nulle - p_c variable

Les 54 jours de creusement comportent 19 jours d'arrêt des travaux (du 18/12/08 au 05/01/09). Le creusement est beaucoup plus court dans la modélisation (modèle plan), et les contraintes sont réduites progressivement pour simuler l'avancée du front. Une méthode de type convergence-confinement est appliquée.

Au cours de la phase d'attente, les galeries GED et SDZ sont connectées (pas d'isolation de SDZ). C'est sur cette période que le système de ventilation et l'instrumentation dédiée à l'expérimentation sont mis en place. L'évolution de l'HR en galerie SDZ suit celle de la galerie GED, avec une valeur moyenne de 45%.

Le 02/09/09, le sas est verrouillé. Le chargement hydrique est basé sur les mesures d'HR in situ au cours de cette période. Pour éviter les instabilités numériques, les variations d'HR du capteur SDZ1262_HUM1 sont interpolées sur cette période (figure 142). Elles sont ensuite imposées en paroi de SDZ.

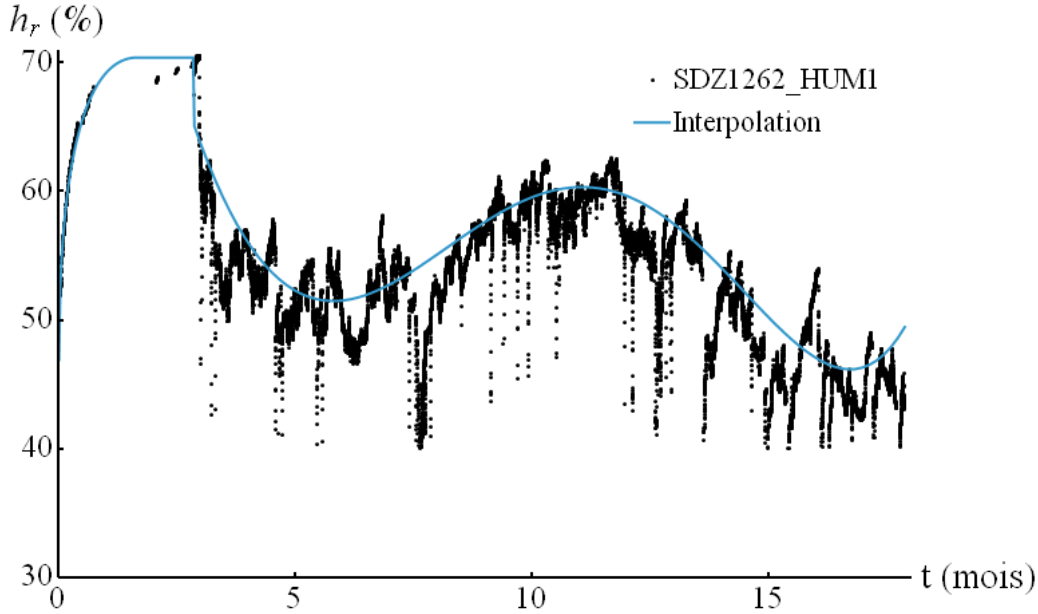


Figure 142 : Interpolation de l'HR en galerie SDZ après fermeture du sas

En ce qui concerne les conditions initiales, l'état de contrainte anisotrope naturel du site de Bure est imposé : $\sigma_v = \sigma_h = -12.7 \text{ MPa}$, $\sigma_H = 1.3\sigma_v$ et $p_l = 4.2 \text{ MPa}$ à -490 mètres.

15.3 Modèle couplé HM

Deux modèles sont étudiés, et abordent des processus différents : un modèle plastique (phénomènes dissipatifs) et un modèle élastique isotrope transverse (anisotropie).

Une composante long-terme complète le modèle plastique présenté en partie 7.4.2.2, et s'inspire du modèle de Lemaître. En conditions non-saturée, la loi d'évolution est écrite selon la contrainte effective :

$$\dot{\epsilon}^{vp} = A_L(T) \left(\frac{\sigma'_{eq} - \sigma_{eq}^0}{\sigma_{ref}} \right)^{nL} (\epsilon_{eq}^{vp})^{mL} \frac{\partial \sigma'_{eq}}{\partial \sigma'} \quad (165)$$

où $A_L(T) = A_L^0 \exp\left(\frac{B_L}{RT}\right) [s^{-1}]$ introduit une dépendance à la température T , $\sigma_{ref} = 1 MPa$ et σ_{eq}^0 sont des contraintes respectivement de référence et seuil, $A_L^0 / n_L / m_L / B_L [s^{-1}] / [-] / [-] / [J.mol^{-1}]$ des paramètres d'ajustement, et $\frac{\partial \sigma'_{eq}}{\partial \sigma'} = \frac{3}{2} \frac{s'}{\sigma'_{eq}} : \frac{\partial s'}{\partial \sigma'}$.

Cette forme suppose qu'un fluage primaire apparaît à partir d'un certain niveau du déviateur des contraintes (symbolisé par σ_{eq}^0).

Les paramètres utilisés dans le modèle viscoplastique sont calés sur des essais de compression triaxiale et de fluage. Le jeu utilisé est donné dans les tableaux 29 et 30.

Tableau 29 : Paramètres élastoplastiques utilisés dans la modélisation

Paramètre	α_0 (-)	α_∞ (-)	R_0 (MPa)	H (MPa)	ω_M (-)	γ_p^0 (-)	I_1^0 (MPa)	ψ_0 (-)	ψ_∞ (-)	E_0 (GPa)	ν_0 (-)	b (-)
Estimation	0.08	0.003	28	1200	0.8	0.0015	170	-0.2	0.2	5.2	0.2	0.6

Tableau 30 : Paramètres viscoplastiques utilisés dans la modélisation

Paramètre	A_L^0 ($10^{-19} s^{-1}$)	B_L ($kJ.mol^{-1}$)	σ_{eq}^0 (MPa)	n_L (-)	m_L (-)
Estimation	5	70	1.7	3	5

La perméabilité isotope est écrite en fonction de la porosité, ce qui permet de prendre implicitement l'endommagement en compte :

$$k_{int}(\phi) = k_0 \left[1 + 1,25 \times 10^{10} (\phi - \phi_0)^3 \right] \quad (166)$$

où $k_0 = 10^{-20} m^2$ et $\phi_0 = 0.18$ sont considérés comme la perméabilité intrinsèque et la porosité initiales.

Pour le modèle élastique isotrope transverse, les paramètres sont obtenus à partir d'essais triaxiaux, et de résultats de pulse (tableau 31). Une légère anisotropie du coefficient de Biot est également introduite.. Les exposants 1-2 se réfèrent au plan d'isotropie, et l'exposant 3 désigne la direction perpendiculaire à S_0 . Les valeurs des paramètres sont issues de calage d'essais au laboratoire autres que ceux de la thèse. Les valeurs anisotropes n'encadrent alors pas nécessairement celles du modèle isotrope.

Tableau 31 : Paramètres élastiques isotropes-transverses utilisés dans la modélisation

Paramètre	E_0^1 (GPa)	E_0^3 (GPa)	ν_0^{12} (-)	ν_0^{13} (-)	G_0^{13} (GPa)	b_1 (-)	b_3 (-)
Estimation	6.0	4.8	0.2	0.25	2.0	0.767	0.787

Les perméabilités dans les directions principales sont affectées par la variation de porosité :

$$\begin{cases} k_{int}^1(\phi) = k_0^1 \left[1 + 1,25 \times 10^{10} (\phi - \phi_0)^3 \right] \\ k_{int}^3(\phi) = k_0^3 \left[1 + 1,25 \times 10^{10} (\phi - \phi_0)^3 \right] \end{cases} \quad (167)$$

où $k_0^1 = 5 \times 10^{-20} m^2$ et $k_0^3 = 10^{-20} m^2$.

Pour ce qui est des paramètres de transfert, aucune dépendance vis-à-vis de l'état de saturation n'a été prise en compte. Des paramètres constants sont adoptés et sont les valeurs retenues par l'Andra jusqu'à présent : $n = 1.49$, $p_r = 15 \text{ MPa}$, $m = 1 - 1/n \approx 0.33$ et $S_{lr} = 0$.

15.4 Résultats numériques

A partir du maillage et des modèles présentés dans les parties 15.2 et 15.3, la phase de mise en place (i.e. creusement, pose du radier puis attente sur 26 mois) de l'expérimentation SDZ est simulée. Les résultats hydrauliques et mécaniques obtenus sont présentés. Dans les figures qui suivent, les données expérimentales apparaissent en traits pleins et les résultats numériques en pointillés.

15.4.1 Résultats hydrauliques

Les profils de pression interstitielle sont donnés en figures 143 à 145. Les points de mesure numérique correspondent à des nœuds du maillage et ne coïncident pas exactement avec les positions des capteurs in situ.

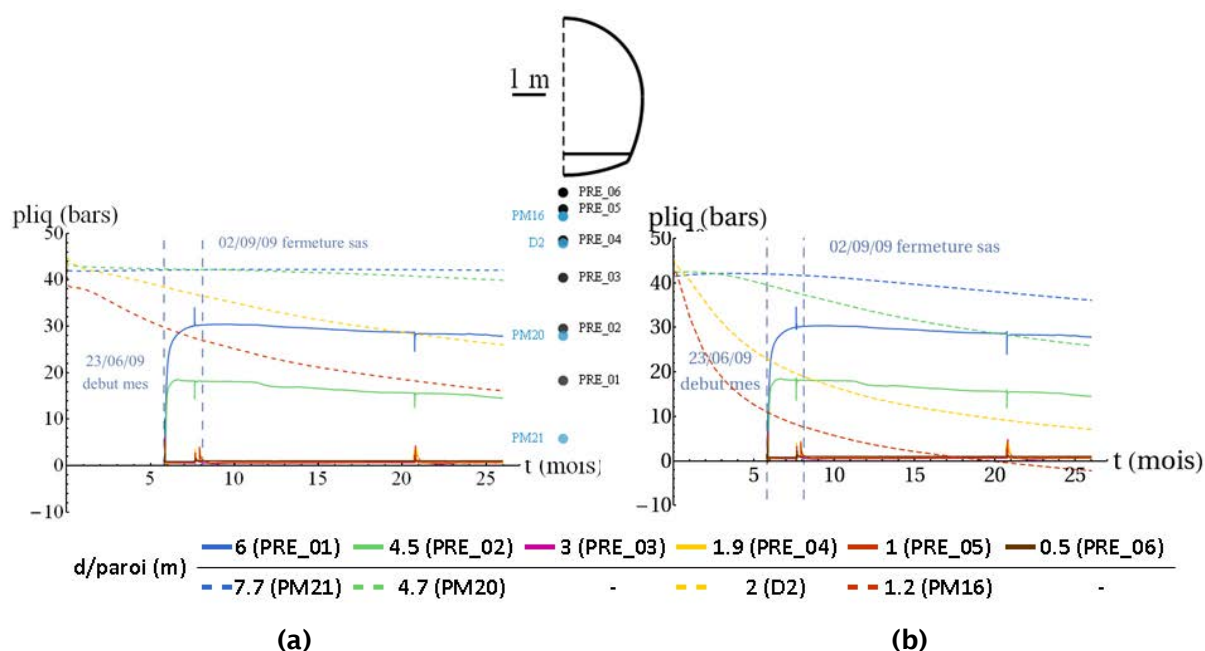


Figure 143 : Comparaison des mesures de pression interstitielle du capteur SDZ1242 (-90°) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses

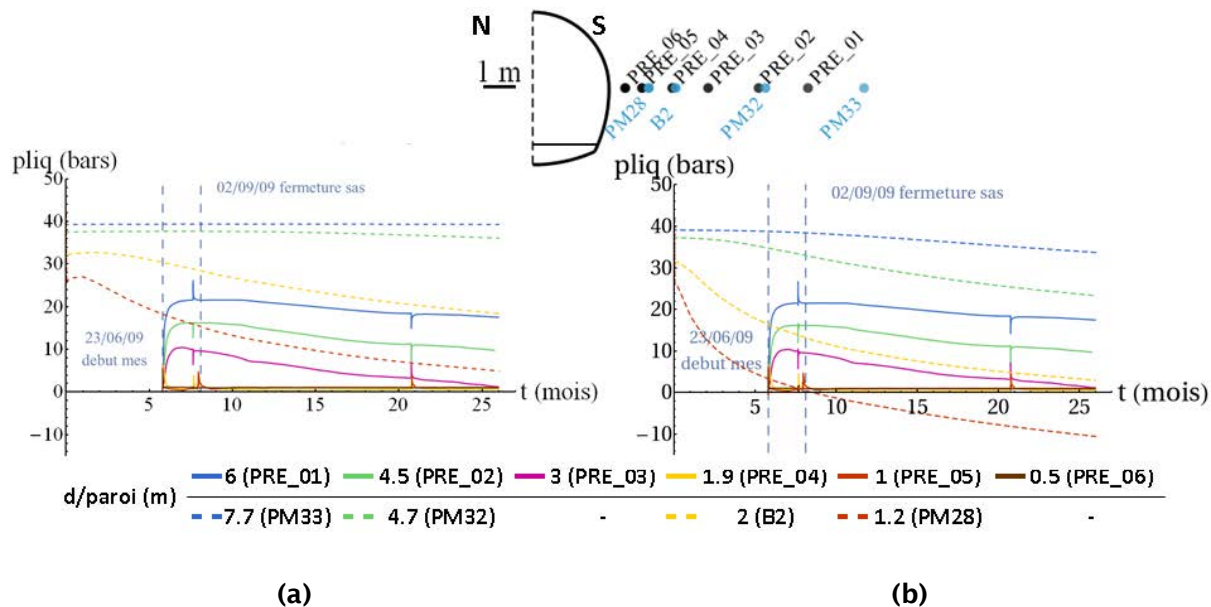


Figure 144 : Comparaison des mesures de pression interstitielle du capteur SDZ1243 (0° Sud) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses

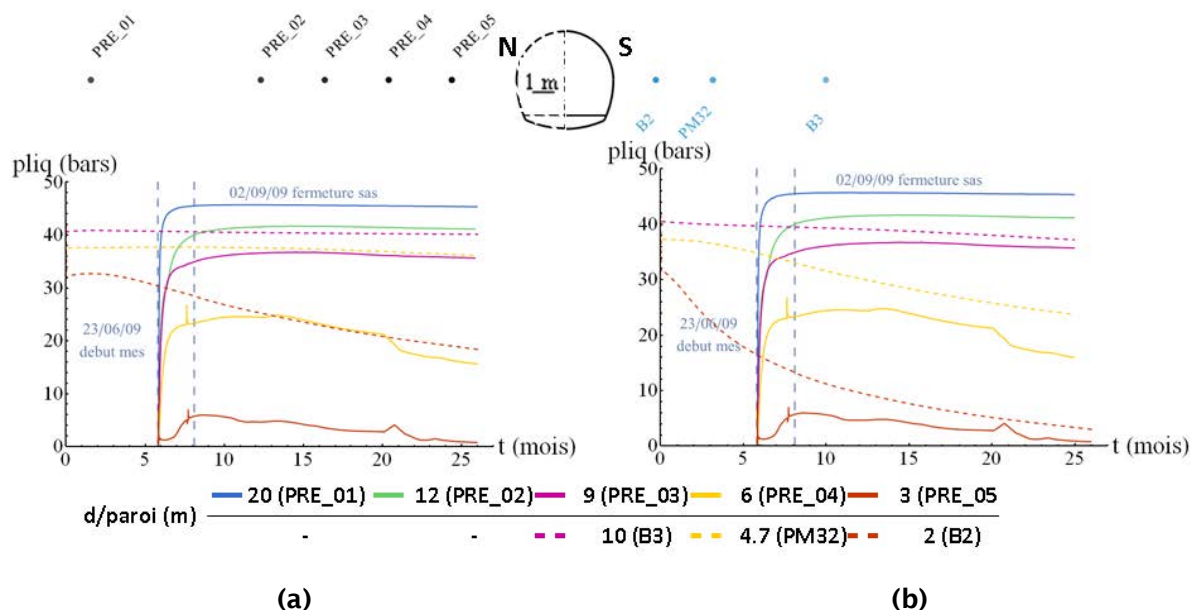


Figure 145 : Comparaison des mesures de pression interstitielle du capteur SDZ1244 (0° Nord) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses. Le modèle étant symétrique par rapport à l'axe vertical, les résultats des simulations en parements Nord et Sud sont identiques.

De manière générale, le modèle viscoplastique (MVP) prédit de plus grandes pressions interstitielles que le modèle isotrope-transverse (MIT). Comme montré dans la partie suivante, le MVP prédit une plus grande convergence que le MIT. Ces plus grandes déformations s'accompagnent d'une dilatation de l'espace poreux (augmentation de la porosité) et engendrent une plus forte diminution de la pression liquide. Le contraire est constaté ici, et pourrait être dû en partie à une contractance plastique forte des argilites (avant de passer en dilatace). Des forts effets capillaires appliqués en paroi pourraient aussi expliquer cette diminution plus marquée. Le MIT présente un espace poreux plus confiné où des effets capillaires intenses ont lieu, conduisant à une pression liquide négative proche de la paroi (figures 143b et 144b). Cette capillarité provoque un drainage du massif. Enfin, la plus forte perméabilité horizontale du MIT ($k_0^1 = 5 \times 10^{-20} m^2$) participe également au drainage du massif.

Le MIT reproduit assez bien les profils de pression interstitielle du capteur SDZ1244 (0° Nord, figure 145b). Les résultats numériques sont évalués à un rayon légèrement plus faible que les mesures in situ (exemple point de mesure 32 à 4.7 m comparé au capteur PRE_04 à 6 m), et surestiment tout de même les données. Néanmoins, la majorité des forages de mesure de teneur en eau ont été réalisés dans le parement Nord et sont a priori la cause d'un rabattement local. La modélisation n'est pas affectée par cette baisse de pression liquide, et donne nécessairement des résultats supérieurs aux mesures.

Les deux modèles prédisent des chutes de pression moins fortes sous le radier, où le béton exerce une contre-pression sur la roche et limite la convergence (et donc la dilatation des pores). En revanche, aucun ne semble affecté par les variations d'HR après la fermeture du sas.

L'évolution des profils de saturation est également prédite (figure 146).

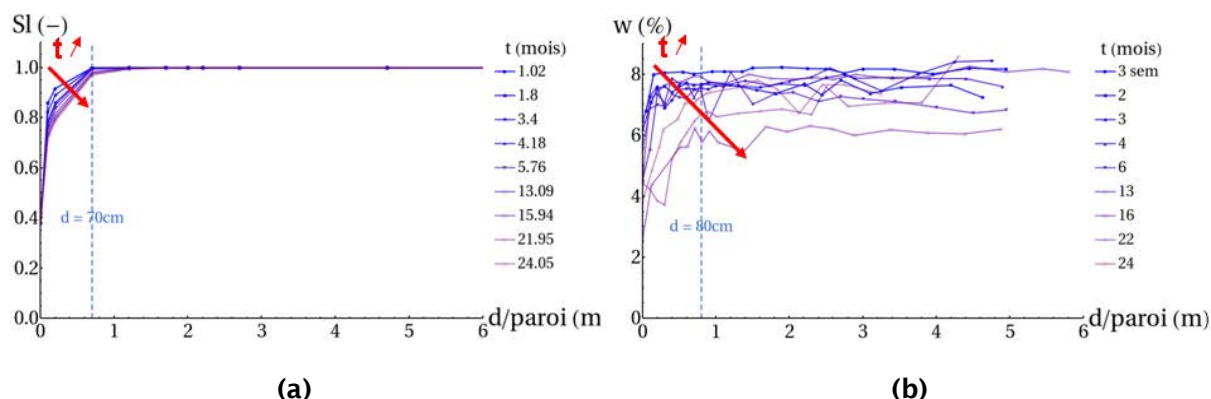


Figure 146 : Evolution de l'état hydrique latéralement à la paroi, (a) saturation calculée par le MIT et (b) mesures de teneur en eau in situ. Les saturations prédites par les deux modèles sont très proches, et seul le résultat isotrope-transverse est présenté ici (qui prévoit une désaturation légèrement plus forte)

Compte tenu des précisions de la simulation (seulement 4 points de mesure sur les 70 premiers centimètres) et des données expérimentales (précision de la mesure, différentes carottes donc variabilité de la composition minéralogique,...), une comparaison quantitative serait inappropriée. D'un point de vue qualitatif, les deux modèles reproduisent la légère avancée du front de désaturation. L'extension de la zone désaturée atteint 70 cm au bout de 24 mois, et est en accord avec les 80 cm constatés expérimentalement.

15.4.2 Résultats mécaniques

Les convergences dues à l'excavation sont enregistrées par des SMC, notamment la section OHZ120E (figure 147).

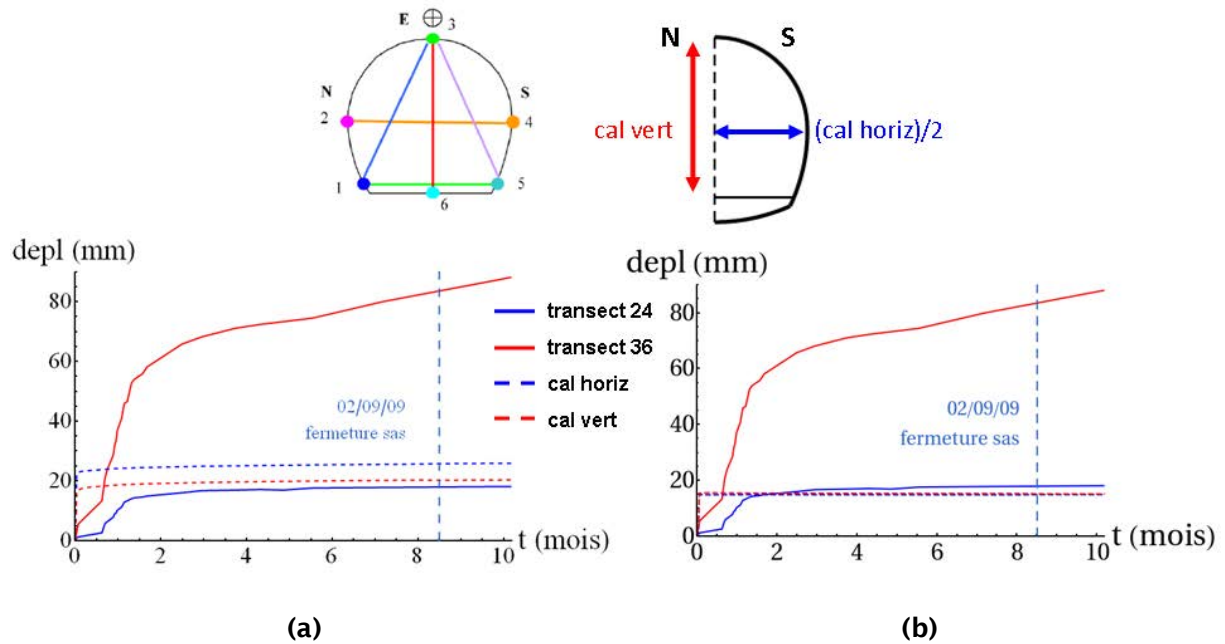


Figure 147 : Convergences horizontales et verticales dans la section OHZ120E, (a) MVP et (b) MIT

Pour les deux modèles, la majorité (MVP) voire la totalité (MIT) des déplacements se fait instantanément au creusement. Quasi-toute la convergence horizontale in situ est accomplie au cours du creusement (qui est plus lent que celui imposé numériquement). Les convergences calculées sont du même ordre de grandeur que celle mesurée horizontalement in situ, en particulier la composante différée du MVP. La convergence verticale réelle est cependant largement supérieure aux estimations, avec une part différée forte (environ 30% de la convergence totale) qui n'est toujours pas dissipée à l'arrêt des mesures. Cette anisotropie de convergence (environ 5) est certainement due à une fracturation suite au déconfinement du massif, amplifiée dans la direction verticale par la schistosité horizontale. La fracturation de la roche (EDZ) est à l'origine des mesures de pression à p_{atm} (d'où connexion de la chambre de mesure avec la galerie). L'EDZ est moins étendue horizontalement (moins de 2 m) que verticalement (entre 3 m et 4.5 m). Les modèles présentés ici ne peuvent prédire ce comportement.

Les convergences du MVP sont plus fortes que celles du MIT, et sont dues aux plasticités instantanée et différée. De plus, les résultats du MVP sont anisotropes, tandis que ceux du MIT sont isotropes : l'anisotropie des modules de Young ($E_O^H = 1.25E_O^V$) compense l'impact de l'anisotropie de l'état de contrainte ($\sigma_H = 1.3\sigma_V$) sur les convergences.

Comme pour les convergences, les modèles ne peuvent reproduire les mesures extensométriques verticales (figures 148 et 149).

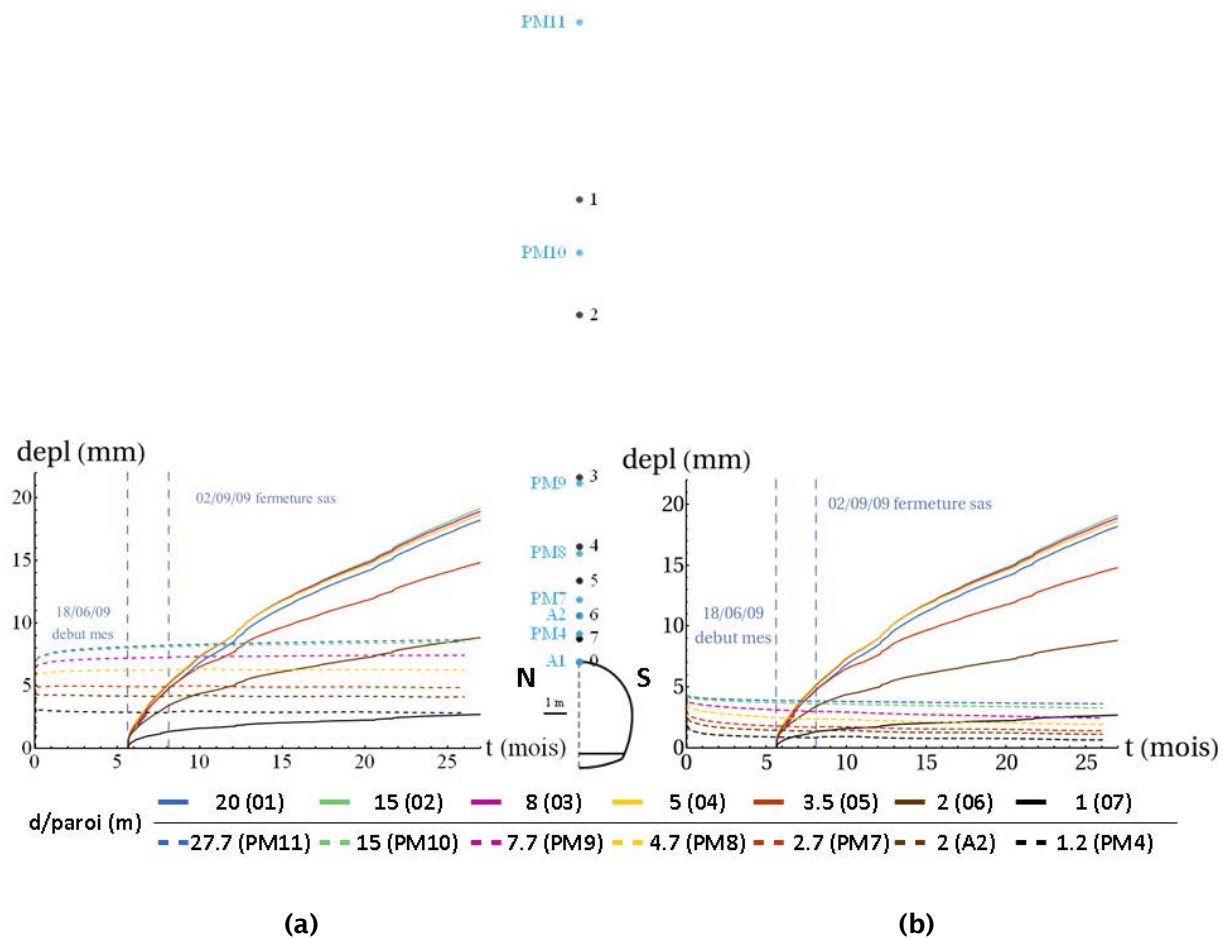


Figure 148 : Comparaison des mesures extensométriques du capteur SDZ1202 (90°) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses

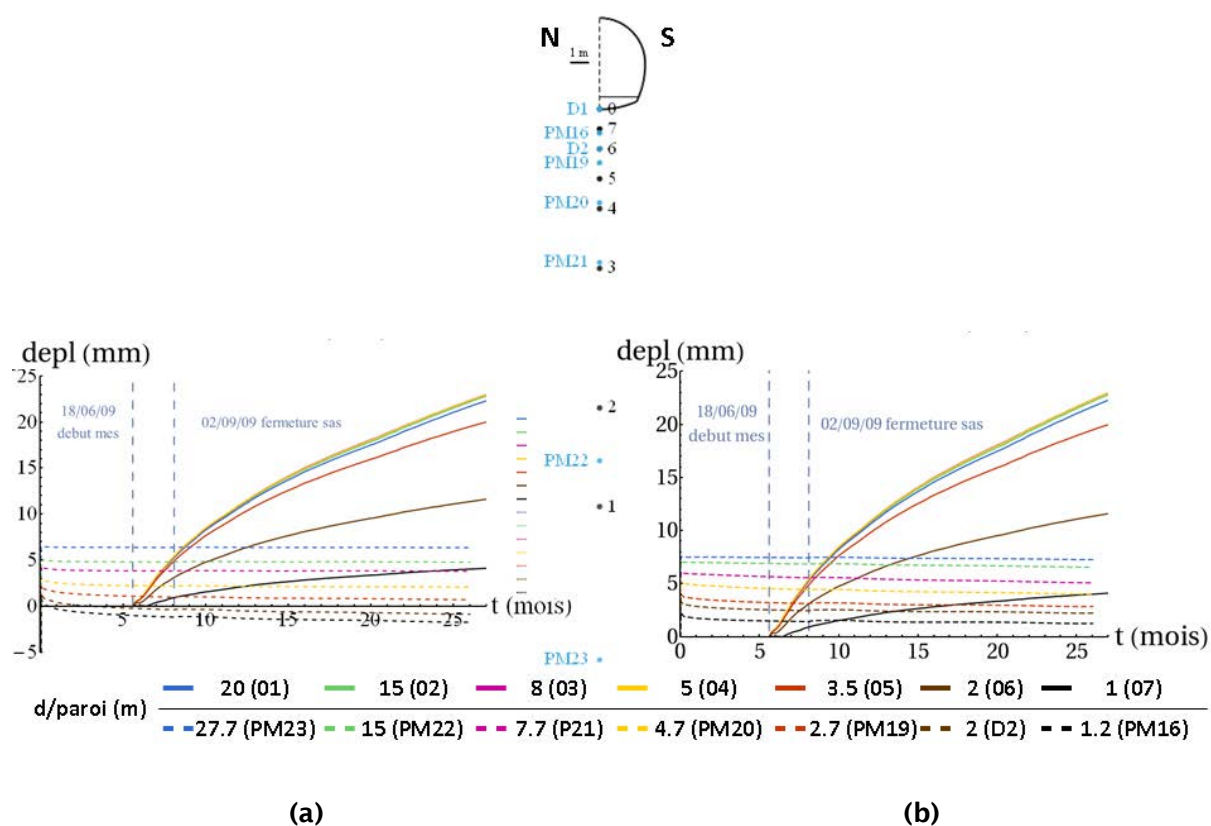


Figure 149 : Comparaison des mesures extensométriques du capteur SDZ1204 (-90°) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses

Les mesures horizontales sont également largement surestimées (figure 150).

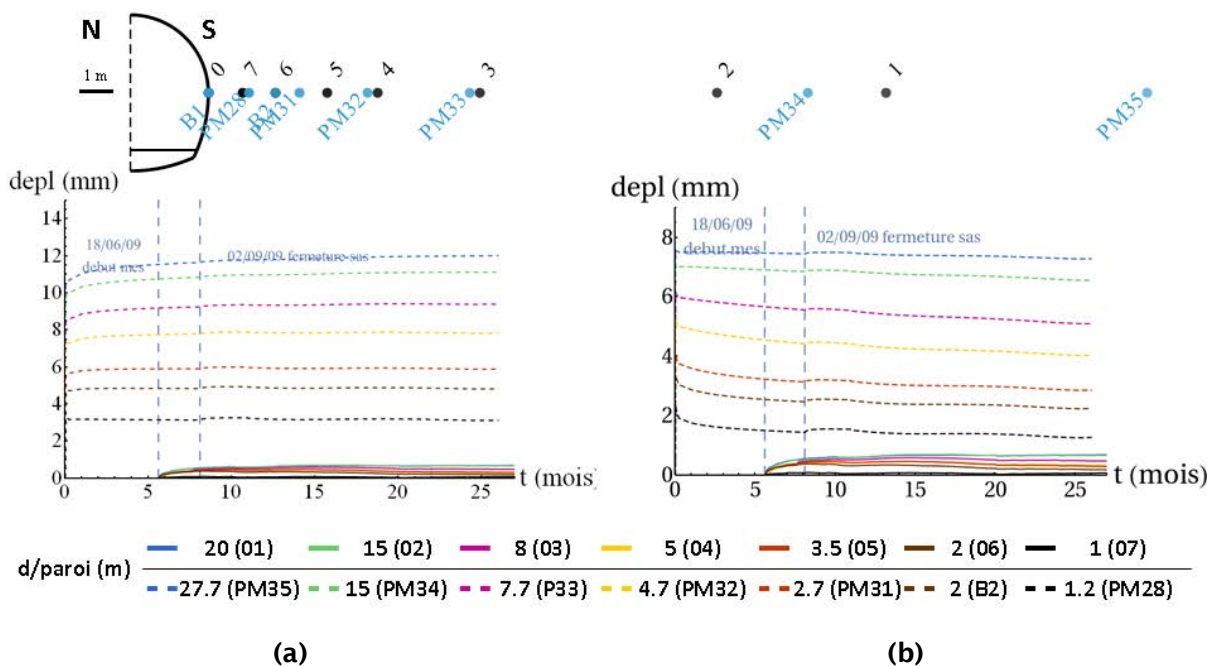


Figure 150 : Comparaison des mesures extensométriques du capteur SDZ1203 (0° Sud) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses

La mise en place des extensomètres s'est faite après l'excavation, qui provoque la majorité des déformations calculées. Les déplacements dus à l'excavation sont retirés des résultats numériques pour faire apparaître les effets différés et/ou de la ventilation (figure 151).

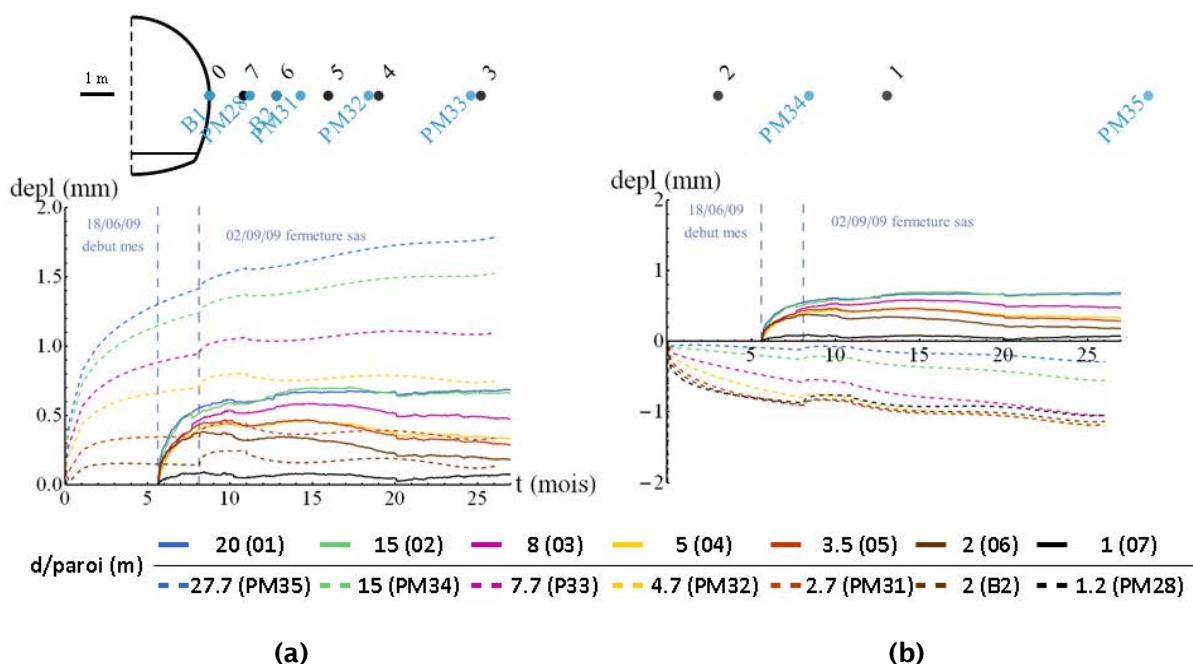


Figure 151 : Comparaison des mesures extensométriques du capteur SDZ1203 (0° Sud) avec les modélisations (a) viscoplastiques et (b) isotropes-transverses, effets différés et de la ventilation

L'effet de la ventilation après la fermeture du sas est visible sur les mesures de déplacement, et est d'autant plus fort que le point d'ancrage est proche du parement. Mais cet effet est occulté par le comportement différé du MVP qui amplifie les déplacements. Une assez bonne corrélation est obtenue avec les données dans les premiers mètres. Ceci indique que le comportement différé agit essentiellement à proximité de la galerie. Pour le MIT, ce sont les effets capillaires qui réduisent les effets de la ventilation. La roche en champ proche subit une forte dépression (jusqu'à -10 bars, voir figure 144b), et occasionne un retrait en paroi. Ce retrait compense l'effet du déconfinement à proximité de la galerie. Le modèle prédit alors une convergence plus forte loin de la galerie qu'en paroi (où se situe la tête de l'ancrage), ce qui amène des déplacements négatifs (raccourcissement de l'extensomètre).

Le modèle semble souligner que 2 processus conditionnent la réponse HM après le creusement de la galerie : un phénomène mécanique dissipatif en champ proche qui engendre de fortes convergences, et un phénomène capillaire qui est plus marqué loin de la galerie.

16. Résumé du chapitre 4

Le modèle validé au laboratoire est appliqué aux chargements de la galerie SDZ. Les observations géologiques in situ soulignent la présence de mécanismes dissipatifs (qui n'ont que peu d'influence sur les essais au laboratoire). Deux modèles sont alors utilisés : élastique isotrope-transverse et viscoplastique isotrope.

La majorité de la convergence de la galerie se produit à l'excavation, avec une légère influence des effets différés (à peu près reproduits par le modèle viscoplastique dans la direction horizontale). Les deux modèles sous-estiment largement la convergence verticale, amplifiée in situ par une fracturation de la roche (Excavation Damaged Zone). Cette fracturation n'est pas prise en compte dans le modèle, qui ne peut alors en rendre compte. Le modèle viscoplastique prédit des convergences horizontales du même ordre de grandeur que ceux des mesures extensométriques à proximité de la galerie, mais les surestime au-delà. Ceci laisse penser que les processus dissipatifs interviennent essentiellement en champ proche. A l'inverse, le modèle élastique prédit un raccourcissement des extensomètres. Ce résultat est lié aux forts effets capillaires en paroi (retrait) qui entrent en compétition avec le déconfinement (convergence). La tête d'ancrage se déplace alors moins que son pied, d'où un raccourcissement.

Le modèle élastique est plus soumis aux effets capillaires (jusqu'à atteindre des pressions négatives en paroi), et accuse de plus grandes chutes de pression interstitielle que le modèle viscoplastique. Les prédictions élastiques sont assez bien corrélées avec les mesures horizontales, mais celles verticales sont largement surestimées (effet de la fracturation in situ). Enfin, les deux modèles donnent des front de désaturation similaire, avec une progression dans la roche qui atteint environ 70 centimètres deux ans après le début des travaux. Ce résultat est comparable aux mesures in situ (80 centimètres).

CONCLUSIONS GENERALES

Bilan : apports de la thèse

L'objectif de la thèse était d'apporter des éléments nouveaux dans la compréhension du comportement hydromécanique des argilites du Callovo-Oxfordien. A cet effet, des essais de pulse et de séchage ont été réalisés en appui de l'expérimentation SDZ de ventilation *in situ*.

Un modèle physique a été construit par interprétation numérique des essais au laboratoire. Grâce aux données expérimentales disponibles, le modèle a pu être enrichi par la prise en compte du couplage HM et des propriétés anisotropes. Pour l'essai de pulse, les modélisations 2D et 3D n'améliorent pas nécessairement la précision des courbes de pression obtenues. Elles mettent cependant en évidence des phénomènes qui ne sont pas unidimensionnels, en particulier pour le cas 3D anisotrope. Pour l'estimation des paramètres, les résultats 2D confirment les tendances 1D. Les modélisations 3D permettent de rendre compte de l'isotropie transverse de certains paramètres. Des modèles purement hydrique, sous réserve d'hypothèses adaptées, sont suffisants pour reproduire les courbes de pression, mais ne peuvent reproduire le léger gonflement de l'échantillon due à l'avancée du front de pression. Les variations de masse des essais de séchage peuvent également être simulées par des modèles purement hydriques, avec toutefois un risque d'obtenir des paramètres erronés. Pour limiter ce biais, différents types de données doivent être fournis : un modèle qui reproduit simultanément des données variées est plus objectif. Une loi de comportement couplée HM est nécessaire pour simuler les déformations axiales et/ou latérales de l'échantillon. En considérant un échantillon isotrope, un modèle 2D peut restituer les variations de masse mais une seule des deux déformations mesurées (axiales dans notre étude). Un modèle isotrope transverse (modélisation 3D) donne des résultats assez bien corrélés avec les mesures expérimentales (masses, déformations axiales et latérales). Enfin, au vu des résultats du modèle, la plasticité semble avoir peu d'influence sur la réponse HM, et le seuil plastique ne semble même pas être atteint dans les conditions des essais de séchage étudiés.

Une fois le modèle retenu, des observations sont faites sur les estimations des paramètres. En conditions saturées (pulse test), une anisotropie de la perméabilité intrinsèque et du module de Young sont mises en évidence. Les rapports d'anisotropie (respectivement 1.5 et 2) sont en accord avec les résultats de la littérature. Les essais de séchage soulignent eux aussi l'anisotropie mécanique (de 1.2 à 1.4), qui tend à augmenter en conditions plus sèches (faible pression capillaire). Ce phénomène a déjà été observé expérimentalement. L'anisotropie des modules de Young a tendance à amplifier les contraintes de cisaillement négatives (≈ 0.1 MPa) lors du retrait différentiel, et pourrait favoriser la fissuration induite (mauvaise résistance à la traction des argilites du Cox). Le modèle de transfert est basé sur les relations de Van Genuchten-Mualem, qui proposent des paramètres constants sur toute la gamme de saturation. L'interprétation des essais de séchage pour le GL-Gaz indique que ces paramètres évoluent avec la saturation : lors de l'imbibition ou du séchage, la structure du réseau poreux est modifiée (forts effets capillaires) et se répercute sur les paramètres du modèle. Toutefois, une étude peut être menée avec des paramètres constants sur l'imbibition puis le séchage complet, et appuie la présence d'une hystérésis capillaire (saturation plus forte en séchage pour une même pression capillaire). Pour les essais d'accompagnement de la thèse (g7-lae-1), le calage sur déformations ajoute en plus une estimation sur le coefficient de Biot. En tirant des valeurs moyennes sur les paramètres de ces essais, deux groupes d'échantillons se démarquent : ils ont à peu près les mêmes paramètres moyens, à l'exception du coefficient m (qui intervient dans l'expression de la perméabilité). Cette différence ne semble pas liée aux paramètres physiques à disposition, ni au sens du trajet de chargement (séchage/imbibition). Le m estimé du second groupe reproduit bien les perméabilités relatives mesurées sur les argilites du Cox par ailleurs. Bien que les paramètres ne soient pas constants en fonction de la pression capillaire imposée (des tendances linéaires ou parabolique sont identifiées), aucun effet d'hystérésis capillaire ne se fait clairement sentir.

Une part importante du travail de thèse a été consacrée à la formulation numérique des essais, et en particulier à la procédure d'estimation. Une approche inverse a été retenue (où une fonctionnelle coût exprime l'erreur mesures-calculs et est minimisée) puisqu'elle semblait apporter plus d'objectivité dans les résultats obtenus. Néanmoins, du fait de leur caractère mal posé, les méthodes inverses peuvent parfois conduire à des minimas locaux et/ou des valeurs peu physiques. Pour optimiser la convergence, plusieurs techniques ont été envisagées : bornes imposées aux paramètres, inversion sur un nombre de paramètres relativement faibles (4 au maximum) et sensibles, diversification des données et affectation de poids aux mesures (informations statistiques). A partir des données disponibles dans les bases de l'Andra, de l'information a priori (IAP) aurait également pu être incorporée. Les inversions ne paraissent pas avoir bloqué à des minimas locaux, et l'utilisation d'IAP ne semblait donc pas primordiale. En plus de restreindre

l'intervalle d'étude, les bornes imposées aux paramètres sont un bon moyen d'ajouter des contraintes à l'optimisation. Par exemple, la borne supérieure du coefficient d'anisotropie mécanique $\alpha_{EO} = E_O^{perp} / E_O^{par}$ est fixée à 1 pour respecter les observations expérimentales (matériau moins raide perpendiculairement à S_0). Une étude a posteriori sur la convergence de l'algorithme montre :

- sa robustesse : parmi les nombreux calculs lancés, aucun n'a divergé (bien que des blocages aux bornes ou à des minimas locaux aient eu lieu),
- sa stabilité vis-à-vis de la perturbation des données : la formulation par moindres carrés assure une faible perturbation des estimations (généralement moins de 1%) lorsqu'une perturbation homogène est injectée dans les mesures expérimentales (jusqu'à 10%),
- son instabilité par rapport au point initial : pour assurer la convergence absolue (dans la limite des bornes imposées), le point de départ de l'algorithme doit être assez proche du minimum.

Ce dernier point est vraisemblablement lié à la complexité des géomatériaux (couplages et fortes non-linéarités des équations dans notre cas), qui accentuent l'aspect mal-posé du problème inverse. La méthode d'inversion utilisée (de type gradient) est extrêmement sensible à la tangente à la fonctionnelle au point considéré. Deux points initiaux peuvent avoir des tangentes très différentes, et donner des directions d'évolution à l'algorithme opposées. Tout calcul inverse de ce travail est précédé d'une phase de recherche directe pour obtenir un point de départ proche de l'optimum. Les représentations graphiques des fonctionnelles affichent des surfaces « continues », en ce sens que des oscillations des surfaces de faible longueur d'onde ne sont pas visibles. Ce type de surface est propice aux algorithmes d'inversion directs, et le choix s'est porté sur une méthode du simplex. Une telle méthode procède à la recherche de l'optimum uniquement à partir des valeurs de la fonctionnelle (d'où sa qualification de directe) et n'est plus influencée par la tangente au point considéré. Cependant, le simplex est efficace pour délimiter rapidement une zone englobant le minimum, mais n'y converge ensuite que lentement. Une procédure mixte est proposée, où le simplex cerne d'abord un domaine proche de l'optimum, et un algorithme de type gradient assure une convergence rapide. Il en résulte un gain de temps considérable lorsque la phase de recherche initiale est menée par le simplex plutôt que manuellement.

Une fois le modèle validé sur les essais au laboratoire, la réponse de la galerie SDZ aux sollicitations *in situ* peut être simulée. Les observations géologiques en paroi et en forage, ainsi que les mesures de convergence révèlent des phénomènes mécaniques dissipatifs. Pour en tenir compte, un modèle viscoplastique est comparé au modèle élastique isotrope transverse. La quasi-totalité de la convergence prédite par les modèles se produit au moment de l'excavation, celle du modèle viscoplastique étant plus forte. Les prévisions des modèles sont comparables aux convergences horizontales, avec notamment la convergence différée du modèle viscoplastique qui est comparable à celle enregistrée expérimentalement. Les convergences du modèle isotrope transverse sont isotropes, car l'anisotropie des modules de Young compense l'état de contrainte naturel déviatorique. En revanche, le module isotrope du modèle viscoplastique combiné à l'état de contrainte *in situ* génèrent des convergences horizontales plus fortes. L'inverse est constaté dans les galeries (convergence verticale 5 fois plus grande que celle horizontale) et est due à la fracturation de la roche plus développée au-dessus et en-dessous de la section plutôt que latéralement. Cette orientation préférentielle des fractures trouve son origine dans l'état de contrainte anisotrope et la schistosité horizontale des argilites du Cox (plans de faiblesse). Pour les mesures extensométriques, le modèle viscoplastique donne des résultats du même ordre de grandeur que les mesures dans les premiers mètres. Le modèle isotrope transverse prévoit un raccourcissement des extensomètres : du fait des forts effets capillaires en paroi, la tête de l'ancrage subit un retrait qui contrebalance la convergence, et converge moins que l'autre extrémité du dispositif. Puisque le modèle viscoplastique donne des convergences fortes, les pores sont plus dilatés et une grande chute de pression interstitielle en résulte. Pour le modèle isotrope transverse, ces chutes sont encore plus intenses et sont a priori l'effet de la capillarité (condition appliquée en paroi). Plusieurs capteurs de pression proches de la galerie sont à pression atmosphérique, signe d'une connexion hydraulique avec le tunnel. Cette constatation va dans le sens d'une forte fracturation à proximité de la galerie. Les deux modèles suivent à peu près la même tendance à la désaturation. A 24 mois après l'excavation de la galerie SDZ, le front de désaturation dans la roche se trouve à environ 80 cm (contre 70 cm prévus par le modèle). Les résultats des deux modèles semblent indiquer que les effets dissipatifs se manifestent essentiellement à proximité de la galerie, tandis que les phénomènes capillaires contrôlent le comportement de la roche éloignée de la galerie.

Perspectives : compléments au travail de thèse

Pour pouvoir reproduire le comportement *in situ*, il semble primordial de prendre en compte un endommagement anisotrope de la roche (forts déplacements à proximité de la galerie, convergence

verticale forte, capteurs proches à pression atmosphérique). Le critère devra tenir compte de l'effet unilatéral du comportement des argilites du Cox (résistance à la traction plus faible en valeur absolue que la résistance à la compression). Ce sont bien les déformations de tractions qui semblent à l'origine de la fracturation : déconfinement qui génère des fractures en traction, et cisaillement amplifié par l'anisotropie des propriétés mécaniques qui occasionne une fracturation. Les modèles de plasticité ou d'endommagement anisotropes sont à l'heure actuelle plutôt coûteux en temps de calcul voire instables, et un modèle à seuil isotrope pourrait être testé dans un premier temps.

L'endommagement pourrait également être intégré dans l'interprétation des essais de séchage. Si la fissuration modifiera le comportement mécanique, elle pourra aussi avoir une influence notable sur les cinétiques des variations de masse et apporter un degré de liberté supplémentaire dans le calage. D'après la littérature, un modèle d'endommagement isotrope semble suffisant pour la modélisation de la fissuration d'échantillons testés en laboratoire.

D'un point de vue numérique, des méthodes de modélisation particulières doivent être développées. Pour tenir compte des discontinués dans un modèle aux éléments finis, deux stratégies existent à l'heure actuelle : maillage adaptatif (« adapted mesh ») et non-adaptatif (« non-adapted mesh »). Pour le premier, un modèle d'endommagement diffus est considéré et peut reproduire la phase post-pic du comportement mécanique (dégradation des propriétés mécaniques). Cependant, des phénomènes de localisation apparaissent et dépendent d'une longueur interne difficile à évaluer. Ces processus doivent être traités au moyen de méthodes de régularisation, qui nécessitent du temps de calcul supplémentaire. La deuxième approche modélise l'endommagement par la propagation de fissures localisées. Les fissures sont représentées par des nœuds ayant des degrés de liberté supplémentaires, et ne nécessitent pas de remailler autour du vide créé (d'où le nom de « non-adapted »). Par ailleurs, les sauts de déplacement de part et d'autre de ces fissures permettent de dissiper de l'énergie et s'affranchissent des problèmes de localisation. Ajouter de l'endommagement aux modélisations a un coût (temps de calcul), et la procédure d'estimation inverse sera plus longue. Pour compenser cette perte, une méthode de différenciation directe pourrait remplacer la méthode des différences finies dans le calcul des sensibilités aux paramètres à identifier. Cette méthode propose d'utiliser la même matrice de raideur pour le calcul direct et ses dérivées, et apporte un gain de temps non-négligeable sur le calcul.

Pour mieux comprendre la réponse de la roche *in situ*, une modélisation 3D devrait être étudiée. Un tel modèle devient indispensable pour tenir compte des effets de bords en amont et en aval de la galerie. Le développement d'un modèle 3D a été démarré pendant la thèse. La première étape est la génération d'un maillage, où toute la difficulté consiste à proposer des mailles suffisamment petites proches de la galerie sans pour autant avoir trop de nœuds. Pour un modèle couplé HM en 3D, il y a 5 inconnues par nœuds (déformations généralisées du Code_Aster) et le nombre d'éléments de la matrice de raideur atteint vite le demi-million. La puissance de calcul doit pouvoir supporter l'inversion de telles matrices, pour chaque pas de temps. Les modèles 3D recentrent également la discussion sur la condition aux limites (CL) à imposer en paroi de la galerie. En effet, une approche simplifiée (mais réaliste dans ces cas de figure) est adoptée pour les essais présentés ici : la condition en paroi est une pression capillaire stable (issue de la loi de Kelvin). Une CL plus précise pourrait être envisagée, par exemple en ajoutant des coefficients d'échange ou en donnant une description hydrodynamique complète à l'écoulement de l'air.

Références bibliographiques

A

- [1] Abdelmalak RI (2007) A new design procedure for foundation slabs on shrink-swell soils. Dissertation, Texas A&M University
- [2] Aitchinson GD (1985) Relationships of moisture stress and effective stress functions in unsaturated soils. In: Golden Jubilee of the International Society for Soil Mechanics and Foundation Engineering: Commemorative Volume. Barton, ACT: Institution of Engineers, Australia:20-25
- [3] Alhnan MA, Kidia E and Basit AW (2011) Spray-drying enteric polymers from aqueous solutions: a novel, economic, and environmentally friendly approach to produce pH-responsive microparticles. European Journal of Pharmaceutics and Biopharmaceutics. doi:10.1016/j.ejpb.2011.03.015
- [4] Alonso EE, Gens A and Josa A (1990) A constitutive model for partially saturated soils. Géotechnique 40(3):405-430
- [5] Amadei B and Savage WZ (1989) Anisotropic nature of jointed rock mass strength. Journal of Engineering Mechanics 115(3):525-542
- [6] Andra (2005) Evolution phénoménologique du stockage géologique, dossier 2005 Argile:523p
- [7] Andrieux S, Bamberger Y and Marigo JJ (1986) In modèle de matériau microfissuré pour les bétons et les roches. Journal de Mécanique Théorique et Appliquée 5(3):471-513
- [8] Armand G, Nussbaum C, Cruchaudet M and Rebours H (2009) Characterisation of the Excavated Damaged Zone (EDZ) in the Meuse Haute-Marne underground research laboratory, In Proceedings of the International Conference on Rock Joints and Jointed Rock Masses, January 4-9 ,2009 , TUCSON, USA
- [9] Arson C (2009) Etude théorique et numérique de l'endommagement thermo-hydro-mécanique des milieux poreux non-saturés. Dissertation, Ecole Nationale des Ponts-et-Chaussées:410p

B

- [10] Barnichon JD and Volckaert G (2002) Observations and predictions of hydromechanical coupling effects in the Boom clay, Mol Underground Research Laboratory, Belgium. Hydrogeology Journal 11(1):193-202
- [11] Beavers GS and Joseph DD (1967) Boundary conditions at a naturally permeable wall. Journal of Fluid Mechanics 30(1):197-207
- [12] Bemer E, Longuemare P and Vincké O (2004) Poroelastic parameters of Meuse/Haute Marne argillites: effect of loading and saturation states. Applied Clay Science 26(1-4):359-366
- [13] Beuth L, Wieckowski Z and Vermeer PA (2010) Solution of quasi-static large strain problems by the material point method. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics

35(13):1451-1465

- [14] Beydoun H, Lehmann F (2006) Expériences de drainage et estimation de paramètres en milieu poreux non saturé. *Comptes Rendus Géosciences* 338(6):180-187
- [15] Birch F (1960) The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars. *Journal of Geophysical Research* 65(4):1083-1102
- [16] Birch F (1961) The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, part 2. *Journal of Geophysical Research* 66(7):2199-2224
- [17] Bishop AW (1959) The principle of effective stress. *Tecnisk Ukeblad* 106(39):859-863
- [18] Bishop AW and Donald IB (1961) The experimental study of partly saturated soil in the triaxial apparatus. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering: Volume 1*, Paris:13-21
- [19] Bornert M, Valès F, Gharbi H, Nguyen Minh D (2010) Multiscale full-field strain measurements for micromechanical investigations of the hydromechanical behavior of clayey rocks. *Strain* 46(1):33-46
- [20] Bossart P, Meier PM, Moeri A, Trick T and Mayor JC (2002) Geological and hydraulic characterisation of the excavation disturbed zone in the Opalinus Clay of the Mont Terri Rock Laboratory. *Engineering Geology* 66(1-2):19-38
- [21] Brace WF, Walsh JB and Frangos WT (1968) Permeability of granite under high pressure. *Journal of Geophysical Research* 73(6):2225-2236
- [22] Brooks RH and Corey AT (1964) Hydraulic properties of porous media. *Hydrology Papers*, Colorado State University 3:27p
- [23] Brutsaert W (1967) Some methods of calculating unsaturated permeability. *Transactions, American Society of Agricultural Engineering* 10:400-404
- [24] Burdine NT (1953) Relative permeability calculations from pore size distribution data. *Petroleum Transactions AIME* 198:71-77



- [25] Cariou S (2010) Couplage hydromécanique et transfert dans l'argilite de Meuse-Haute Marne : approches expérimentale et multi-échelle. *Dissertation, Ecole Nationale des Ponts-et-Chaussées* :346p
- [26] Cariou S, Skoczylas F and Dormieux L (2011) Argillite drying: experimental data and hydric transfert models. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*. Submitted for publication
- [27] Cariou S, Duan Z, Davy C, Skoczylas F and Dormieux L (2012) Poromechanics of partially saturated CO_x argillite. *Applied Clay Science* 56:36-47
- [28] Carrera J, Alcolea A, Medina A, Hidalgo J and Slooten LJ (2005) Inverse problem in hydrogeology. *Hydrogeology Journal* 13(1) :206-222

- [29] Chateau X and Dormieux L (1998) A micromechanical approach to the behaviour of a non-saturated porous medium. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* 326(9):533-538
- [30] Chateau X, Dormieux L and Xu Y (2003) Approche micromécanique du comportement d'un milieu mésosfissuré non saturé. *Mécanique & Industries* 4(4):435-442
- [31] Chen J, Hopmans JW and Grismer ME (1999) Parameter estimation of two-fluid capillary pressure-saturation and permeability functions. *Advances in Water Resources* 22(5) :479-493
- [32] Chen Y, Zhou C, Jing L (2009) Modeling coupled THM processes of geological porous media with multiphase flow: theory and validation against laboratory and field scale experiments. *Computers and Geotechnics* 36(8):1308-1329
- [33] Chen L, Shao JF and Huang HW (2010) Coupled elastoplastic damage modelling of anisotropic rocks. *Computers and Geotechnics* 37(1-2):187-194
- [34] Chiarelli AS, Shao JF and Hoteit N (2003) Modeling of elastoplastic damage behaviour of a claystone. *International Journal of Plasticity* 19(1):23-45
- [35] Code_Aster (2010) Document R4.01.02 – Elasticité anisotrope. <http://www.code-aster.org>:15p
- [36] Code_Aster (2009) Document R7.01.10 – Modélisations THM : généralités et algorithmes. <http://www.code-aster.org>:31p
- [37] Code_Aster (2011) Document R7.01.11 – Modèles de comportement THM. <http://www.code-aster.org>:53p
- [38] Conil N, Djeran-Maigre I, Cabrillac R and Su K (2004) Poroplastic damage model for claystones. *Applied Clay Science* 26(1-4):473-487
- [39] Cooley RL (1985) A comparison of several methods of solving nonlinear-regression groundwater-flow problems. *Water Resources Research* 21(10):1525-1538
- [40] Coussy O (2004) *Poromechanics*. John Wiley & Sons, Chichester:315p
- [41] Cruchaudet M (2008) Spécifications de l'expérimentation SDZ – Andra internal report ref. D.SP.ALS.08.0020:97p
- [42] Cruchaudet M and Noiret A (2011) Expérimentation SDZ, Bilan des mesures au 28 février 2011 – Andra internal report ref D.RP.AMFS.11.0050:78p

D

- [43] Dai Z, Semper J, Wolfsberg A, Levitt D. Identification of relative conductivity models for water flow and solute transport in unsaturated bentonite. *Physics and Chemistry of the Earth* 2008;33(1):S177-S185
- [44] Daian JF (1986) Processus de condensation de transfert d'eau dans un matériau méso et macroporeux : Etude du mortier de ciment. Dissertation, Institut National Polytechnique de Grenoble:319p

- [45] Delay J, Trouiller A, Lavanchy JM (2006) Propriétés hydrodynamiques du Callovo-Oxfordien dans l'Est du bassin de Paris : comparaison des résultats obtenus selon différentes approches. *Comptes Rendus Géosciences* 338(12-13):892-907
- [46] Derek Martin C, Lanyon GM, Blümling P and Mayor JC (2003) The excavation disturbed zone around a test tunnel in the Opalinus clay. In: European Commission CLUSTER Conference:121-125
- [47] de Sa C, Benboudjema F, Thiery M and Sicard J (2008) Analysis of microcracking induced by differential drying shrinkage. *Cement and Concrete Composites* 30(10):947-956
- [48] de Vries DA (1987) The theory of heat and moisture transfer in porous media revisited. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 30(7):1343-1350
- [49] Donath FA (1964) Strength variation and deformation behavior in anisotropic rock. In: Judd WR, editor. *State of stress in the earth's crust*, New-York:281-297
- [50] Dormieux L and Kondo D (2004) Approche micromécanique du couplage perméabilité-endommagement. *Comptes Rendus Mécanique* 332(2):135-140
- [51] Dormieux L, Sanahuja J and Maghous S (2006) Influence of capillary effects on strength of non-saturated porous media. *Comptes Rendus Mécanique* 334(1):19-24
- [52] Dormieux L, Cariou S et Skoczylas F - Equation d'état de la phase argileuse en présence d'effets osmotiques et capillaires. *Délivrable D1*
- [53] Duveau G, Shao JF, and Henry JP (1998) Assessment of some failure criteria for strongly anisotropic geomaterials. *Mechanics of Cohesive-frictional Materials* 3(1):1-26

E

- [54] Erriguible A, Bernada P, Couture F and Roques MA (2005) Modeling of heat and mass transfer at the boundary between a porous medium and its surroundings. *Drying Technology* 23(3):455-472
- [55] Eslami J (2010) Caractérisation expérimentale du comportement hydromécanique des argilites de Meuse/Haute-Marne. Dissertation, Institut National Polytechnique de Lorraine:438p
- [56] Eslami J, Grgic D and Hoxha D (2010) Estimation of the damage of a porous limestone from continuous (P- and S-) wave velocity measurements under uniaxial loading and different hydrous conditions. *Geophysical Journal International* 183(3):1362-1375
- [57] Escoffier S (2002) Caractérisation expérimentale du comportement hydromécanique des argilites de Meuse/Haute-Marne. Dissertation, Institut National Polytechnique de Lorraine:183p
- [58] Escoffier S, Homand F, Giraud A, Hoteit N and Su K (2005) Under stress permeability determination of the Meuse/Haute-Marne mudstone. *Engineering Geology* 81(3):329-340
- [59] Esteban L, Géraud Y and Bouchez JL (2007) Pore network connectivity anisotropy in Jurassic argillite specimens from eastern Paris Basin (France). *Physics and Chemistry of the Earth* 32(1-7):161-169

F

- [60] Fredlund DG and Xing A (1994) Equations for the soil-water characteristic curve. *Canadian Geotechnical Journal* 31(3):521-532
- [61] Frémond M and Nedjar B (1996) Damage, Gradient of damage and principle of virtual power. *International Journal of Solids and Structures* 33(8):1083-1103

G

- [62] Gao Z, Zhao J and Yao Y (2010) A generalized anisotropic failure criterion for geomaterials. *International Journal of Solids and Structures* 47(22-23):3166-3185
- [63] Gardner WG (1958) Some steady-state solutions of unsaturated moisture flow equations with application to evaporation from water table. *Soil Science* 85:228-232
- [64] Gatmiri B and Arson C (2008) θ -STOCK, a powerful tool of thermohydromechanical behaviour and damage modeling of unsaturated porous media. *Computer and Geotechnics* 35(6):890-915
- [65] Gérard P, Léonard A, Masekanya JP, Charlier R and Collin F (2009) Study of the soil-atmosphere moisture exchanges through convective drying tests in non-isothermal conditions. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 34(12):1297-1320
- [66] Gill PE, Murray W and Wright MH (1981) *Practical Optimization*. Academic Press Limited, London
- [67] Giot R (2004) *Interprétation des mesures de contraintes par relaxation dans les déformations argileuses profondes*. Dissertation, Institut National Polytechnique de Lorraine:225p
- [68] Giot R, Giraud A and Homand F (2006) Three-dimensional finite element modeling of stress relaxation tests in anisotropic clayey medium: direct problem and back analysis. *Geotechnical and Geological Engineering* 24(4):919-947
- [69] Giot R, Giraud A, Auvray C, Homand F and Guillon T (2011) Fully coupled poromechanical back analysis of the pulse test by inverse method. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 35(3):329-359
- [70] Giraud A (2001) *Modélisation des couplages THM dans les milieux poreux saturés et partiellement saturés*. Mémoire de HDR, Institut National Polytechnique de Lorraine:179p
- [71] Giraud A, Giot R, Homand F and Koriche A (2007) Permeability identification of a weakly permeable partially saturated porous rock. *Transport in Porous Media* 69(2):259-280
- [72] Giraud A, Giot R and Homand F (2009) Poromechanical modelling and inverse approach of drying tests on weakly permeable porous rocks. *Transport in Porous Media* 76(1):45-66
- [73] GL Gaz (2009) *Rapport de mi-parcours pour le Groupement de Laboratoires Transfert de Gaz - Andra internal report ref. C.RP.ASCM.09.0002:242p*

- [74] Gonzaga GG, Leite MH and Corthésy R (2008) Determination of anisotropic deformability parameters from a single standard rock specimen. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 45(8):1420-1438
- [75] Gu Q, Conte JP, Elgamal A and Yang Z (2009) Finite element response sensitivity analysis of multi-yield-surface J2 plasticity model by direct differentiation method. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 198(30-32):2272-2285



- [76] Halm D and Dragon A (1998) An anisotropic model of damage and frictional sliding for brittle materials. *European Journal of Mechanics-A/Solids* 17(3):439-460
- [77] Hayakawa K, Murakami S and Liu Y (1998) An irreversible thermodynamics theory for elastic-plastic-damage materials. *European Journal of Mechanics-A/Solids* 17(1):13-32
- [78] Hoek E and Brown ET (1980) Empirical strength criterion for rock masses. *Journal of the Geotechnical Engineering Division* 106(9):1013-1035
- [79] Homand F, Giraud A, Escoffier S, Koriche A and Hoxha D (2004) Permeability determination of a deep argillite in saturated and partially saturated conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47(14-16):3517-3531
- [80] Hornung U and Messing W (1982) Identification of soil parameters for an infiltration problem. *Finite Elements in Water Resources* 4:18-24
- [81] Hoxha D, Giraud A, Blaisonneau A, Homand F, Chavant C. Poroplastic modelling of the excavation and ventilation of a deep cavity, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 2004;28(4):339-364
- [82] Hoxha D, Giraud A, Homand F, Auvray C. Saturated and unsaturated behaviour modelling of Meuse-Haute-Marne argillite, *International Journal of Plasticity* 2007;23(5):733-766
- [83] Hsieh PA, Tracy JV, Neuzil CE, Bredehoeft JD and Silliman SE (1981) A transient laboratory method for determining the hydraulic properties of tight rocks - I. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts* 18:245-252
- [84] Hu H, Belouettar S, Potier-Ferry M, Daya EM and Makradi A (2010) Multi-scale nonlinear modelling of sandwich structures using the Arlequin method. *Composite Structures* 92(2):515-522



- [85] Ibrahim N (2008) Caractérisation des propriétés mécaniques des géomatériaux par technique de micro-indentation. Dissertation, Université des Sciences et Technologies de Lille:134p
- [86] Ippisch O, Vogel HJ and Bastian P (2006) Validity limits for the van Genuchten-Mualem model and implications for parameter estimation and numerical simulation. *Advances in Water Resources* 29(12):1780-1789

- [87] Irmay S (1954) On the hydraulic conductivity of saturated soils. Transactions - American Geophysical Union 35:463-468

J

- [88] Jaeger JC (1960) Shear failure of anisotropic rocks. Geological Magazine 97(1):65-72
- [89] Jia Y, Song XC, Duveau G, Su K and Shao JF (2007) Elastoplastic damage modelling of argillite in partially saturated condition and application. Physics and Chemistry of the Earth 32(8-14):656-666
- [90] Jia Y, Bian HB, Duveau G, Su K and Shao JF (2008) Hydromechanical modeling of shaft excavation in Meuse/Haute-Marne laboratory. Physics and Chemistry of the Earth 33(1):S422-S435
- [91] Jia Y, Bian HB, Su K, Kondo D and Shao JF (2010) Elastoplastic damage modelling of desaturation and resaturation in argillites. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics 34(2):187-220

K

- [92] Kachanov M (1994) Elastic solids with many cracks and related problems. Advances in Applied Mechanics 30:259-445
- [93] Kajberg J and Wikman B (2007) Viscoplastic parameter estimation by high strain-rate experiments and inverse modeling – Speckle measurements and high-speed photography. International Journal of Solids and Structures 44(1):145-164
- [94] Kool JB and Parker JC (1988) Analysis of the inverse problem for transient unsaturated flow. Water Resources Research; 24(6):817-830
- [95] Kosugi K (1996) Lognormal distribution model for unsaturated soil hydraulic properties. Water Resources Research 32(9):2697-2703
- [96] Kowalski SJ (2002) Modelling of fracture phenomena in dried materials. Chemical Engineering Journal 86(1-2):145-151
- [97] Kowalski SJ (2010) Control of mechanical processes in drying - Theory and Experiment. Chemical Engineering Science 65(2):890-899
- [98] Kowalski SJ and Pawlowski A (2010) Intermittent drying of initially saturated porous media. Chemical Engineering Science 66(9):1893-1905
- [99] Kwon S and Cho WJ (2008) The influence of an excavation damaged zone on the thermal-mechanical and hydro-mechanical behaviors of an underground excavation. Engineering Geology 101(3-4):110-123

L

- [100] Lagier F, Jourdain X, de Sa C, Benboudjema F and Colliat JB (2011) Numerical strategies for prediction of drying cracks in heterogeneous materials: Comparison upon experimental results. *Engineering Structures* 33(3):920-931
- [101] Lamara M and Derriche Z (2008) Prediction of unsaturated hydraulic properties of dune sand on drying and wetting paths. *Electronic Journal of Geotechnical Engineering* 13(Bund B)
- [102] Lecampion B (2002) Sur l'identification des paramètres des lois de comportement des roches argileuses. Dissertation, Ecole Polytechnique:190p
- [103] Lecampion B, Constantinescu A and Nguyen Minh D (2002) Parameter identification for lined tunnels in a viscoplastic medium. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 26(12):1191-1211
- [104] Lee YK and Pietruszczak S (2008) Application of critical plane approach to the prediction of strength anisotropy in transversely isotropic rock masses. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 45(4):513-523
- [105] Lemaitre J et Chaboche JL (2004) *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, Paris:544p
- [106] Levasseur S, Charlier R, Frieg B and 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 and Mining Sciences* 47(3):414-425
- [107] Levy T and Sanchez-Palencia E (1975) On boundary conditions for fluid flow in porous media. *International Journal of Engineering Science* 13(11):923-940
- [108] Liao JJ, Yang MT and Hsieh HY (1997) Direct tensile behavior of a transversely isotropic rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 34(5):837-849
- [109] Lombrana JI, Rodriguez R and Ruiz U (2010) Microwave-drying of sliced mushroom. Analysis of temperature control and pressure. *Innovative Food Science and Emerging Technologies* 11(4):652-660
- [110] Loret B and Khalili N (2002) An effective stress elastic-plastic model for unsaturated porous media. *Mechanics of Materials* 34(2):97-116



- [111] Magnenet V, Giraud A and Auvray C (2011) About the effect of relative humidity on the indentation response of Meuse/Haute-Marne argillite. *Acta Geotechnica* (6)3:155-166
- [112] Mainguy M (1999) Modèles de diffusion non-linéaires en milieux poreux - Applications à la dissolution et au séchage des matériaux cimentaires. Dissertation, Ecole Nationale des Ponts-et-Chaussées
- [113] Mainguy M, Coussy O and Baroghel-Bouny V (2001) Role of air pressure in drying of weakly permeable materials. *Journal of Engineering Mechanics* 127(6):582-592
- [114] Masmoudi W and Prat M (1991) Heat and mass transfer between a porous medium and a parallel external flow - Application to drying of capillary porous materials. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 34(8):1975-1989

- [115] Matthews GP, Ridgway CJ and Spearing MC (1995) Void space modeling of mercury intrusion hysteresis in sandstone, paper coating, and other porous media. *Journal of Colloid and Interface Science* 171(1):8-27
- [116] Mayer G, Klubertanz G and Croisé J (2007) Modelling of an in situ ventilation experiment in the Opalinus Clay. *Physics and Chemistry of the Earth* 32(8-14):629-638
- [117] Mayor JC, Velasco M and Garcia Sineriz JL (2007) Ventilation experiment in the Mont Terri underground laboratory. *Physics and Chemistry of the Earth* 32(8-14):616-628
- [118] Mazars J (1986) A description of micro- and macroscale damage of concrete structures. *Engineering Fracture Mechanics* 25(5-6):729-737
- [119] Millington RJ (1959) Gas diffusion in porous media. *Science* 130(3362):100-102
- [120] Moes N and Belytschko T (2002) Extended finite element method for cohesive crack growth. *Engineering fracture mechanics* 69(7):813-833
- [121] Montes HG, Duplay J, Martinez L, Escoffier S and Rousset D (2004) Structural modifications of Callovo-Oxfordian argillite under hydration/dehydration conditions. *Applied Clay Science* 25(3-4):187-194
- [122] Mualem Y (1976) A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media. *Water Resources Research* 12(3):513-522
- [123] Murakami S (1988) Mechanical modelling of material damage. *Journal of Applied Mechanics* 55(2):280-286
- [124] Murakami S and Kamiya K (1997) Constitutive and damage evolution equations of elastic-brittle materials based on irreversible thermodynamics. *International Journal of Mechanical Sciences* 39(4):473-486



- [125] Nelder JA and Mead R (1965) A simplex method for function minimization. *The Computer Journal* 7(4):308-313
- [126] Nguyen VH, Nedjar B and Torrenti JM (2007) Chemo-mechanical coupling behaviour of leached concrete - Part II: Modelling. *Nuclear Engineering and Design* 237(20-21):2090-2097
- [127] Niandou H, Shao JF, Henry JP and Fourmaintraux D (1997) Laboratory investigation of the mechanical behaviour of Tournemire shale. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 34(1):3-16
- [128] Noiret A (2009) Compte-rendu de réunion sur la modélisation numérique hydromécanique pour la conception de l'expérimentation SDZ – Andra internal report ref DS.MFS.CR.09.0060:8p
- [129] Nunes AL (2002) A new method for determination of transverse isotropic orientation and the associated elastic parameters for intact rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 39(2):257-273

P

- [130] Pasteau A (2009) Prédimensionnement hydraulique et hydrique de l'expérimentation SDZ, Programme de simulations du projet HAVL, Unité de programme Transitoire hydraulique – Andra internal report ref C.NT.AEAP.09.0004:22p
- [131] Pel L, Brocken H and Kopinga K (1996) Determination of moisture diffusivity in porous media using moisture concentration profiles. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39(6):1273-1280
- [132] Pensée V, Kondo D and Dormieux D (2002) Micromechanical analysis of anisotropic damage in brittle materials. *Journal of Engineering Mechanics* 128(8):889-897
- [133] Perzyna P (1971) Thermodynamic theory of viscoplasticity. *Advances in Applied Mechanics* 11(C):313-354
- [134] Pham QT (2006) Effets de la désaturation et de la resaturation sur l'argilite dans les ouvrages souterrains. Dissertation, Ecole Polytechnique:202p
- [135] Pham QT, Valès F, Malinsky L, Nguyen Minh D and Gharbi H (2007) Effects of desaturation-resaturation on mudstone. *Physics and Chemistry of the Earth* 32(8-14):646-655
- [136] Pichler B and Dormieux L (2010a) Cracking risk of partially saturated porous media-Part I: Microporoelasticity model. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 34(2):135-157
- [137] Pichler B and Dormieux L (2010b) Cracking risk of partially saturated porous media-Part II: Application to drying shrinkage. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 34(2):159-186
- [138] Pietruszczak S and Mroz Z (2001) On failure criteria for anisotropic cohesive-frictional materials. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 25(5):509-524
- [139] Podio AL, Gregory AR and Gray KE (1968) Dynamic properties of dry and water-saturated green river shale under stress. *SPE Journal* 8(4):389-404
- [140] Popp T, Salzer K and Minkley W (2008) Influence of bedding planes to EDZ-evolution and the coupled HM properties of Opalinus Clay. *Physics and Chemistry of the Earth* 33(S1):374-387

R

- [141] Rémond R, Passard J and Perré P (2007) The effect of temperature and moisture content on the mechanical behaviour of wood: a comprehensive model applied to drying and bending. *European Journal of Mechanics – A/Solids* 26(3):558-572
- [142] Ramambasoa N (2001) Etude du comportement hydromécanique des argillites. Application au site de Tournemire. Dissertation, Ecole Polytechnique:182p
- [143] Rice JR (1971) Inelastic constitutive relation for solids: an internal variable theory and its application to metal plasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 19(6):433-455

- [144] Robinet JC (2008) Minéralogie, porosité et diffusion des solutés dans l'argilite du Callovo-Oxfordien de Bure (Meuse/Haute-Marne, France) de l'échelle centimétrique à micrométrique. Dissertation, Université de Poitiers:226p

S

- [145] Sarout J, Molez L, Guéguen Y and Hoteit N (2007) Shale dynamic properties and anisotropy under triaxial loading: Experimental and theoretical investigations. *Physics and Chemistry of the Earth* 32(8-14):896-906
- [146] Shao JF, Ata N and Ozanam O (2005a) Study of desaturation and resaturation in brittle rock with anisotropic damage. *Engineering Geology* 81(3):341-352
- [147] Shao JF, Zhou H and Chau KT (2005b) Coupling between anisotropic damage and permeability variation in brittle rocks. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 29(12):1231-1247
- [148] Shao JF, Jia Y, Kondo D and Chiarelli AS (2006) A coupled elastoplastic model for semi-brittle materials and extension to unsaturated conditions. *Mechanics of Materials* 38(3):218-232
- [149] Steeman HJ, T'Joel C, van Belleghem M, Janssens A and de Paepe M (2009) Evaluation of the different definitions of the convective mass transfer coefficient for water evaporation into air. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52(15-16):3757-3766
- [150] Su SL (1997) Modeling of multi-phase moisture transfer and induced stress in drying clay bricks. *Applied Clay Science* 12(3):189-207

T

- [151] Talandier J (2005) La production et le transfert de gaz dans un stockage et dans la couche du Callovo-Oxfordien : lien avec le transitoire hydraulique - Andra internal report ref C.NT.ASCM.03.0042
- [152] Tang CS, Shi B, Liu C, Suo WB, Gao L (2011) Experimental characterization of shrinkage and desiccation cracking in thin clay layer. *Applied Clay Science* 52(1-2):69-77
- [153] Tien YM, Kuo MC and Juang CH (2006) An experimental investigation of the failure mechanism of simulated transversely isotropic rocks. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 43(8):1163-1181
- [154] Toorman AF, Wierenga PJ and Hills RG (1992) Parameter estimation of hydraulic properties from one-step outflow data. *Water Resources Research* 28(11):3021-3028
- [155] Tsang CF, Bernier F and Davies C (2005) Geohydromechanical processes in the Excavation Damaged Zone in crystalline rock, rock salt, and indurated and plastic clays - in the context of radioactive waste disposal. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 42(1):109-125

V

- [156] Valès F (2008) Modes de déformation et d'endommagement de roches argileuses profondes sous sollicitations HM. Dissertation, Ecole Polytechnique:378p
- [157] Vanapalli SK, Catana CM and Lobbezoo JP (2005) A simple technique to estimate the coefficient of unsaturated coarse-grained soils using conventional soil properties. In: Proceeding of International Conference in Problematic Soils:103-114
- [158] van der Heijden GHA, Huinink HP, Pel L and Kopinga K (2009) Non-isothermal drying of fired-clay brick, an NMR study. Chemical Engineering Science 64(12):3010-3018
- [159] van Genuchten MT (1980) A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. Soil Science Society of America Journal 44(5):892-898
- [160] Vecchia AV and Cooley RL (1987) Simultaneous confidence and prediction intervals for non-linear regression models with application to a groundwater flow model. Water Resources Research 23(7):1237-1250

W

- [161] Weiss R and Smith L (1998) Efficient and responsible use of prior information in inverse methods. Ground Water 36(1):151-163
- [162] Whitaker S (1998) Coupled transport in multiphase systems: a theory of drying. Advances in Heat Transfer 31:1-104
- [163] Wileveau Y and 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(1):S343-S349

Y

- [164] Yang D, Billiotte J and Su K (2010) Characterization of the hydromechanical behaviour of argillaceous rocks with effective gas permeability under deviatoric stress. Engineering Geology 114(3-4):116-122
- [165] Yun G and Shang S (2011) A self-optimizing inverse analysis method for estimation of cyclic elasto-plasticity model parameters. International Journal of Plasticity 27(4):576-595
- [166] Yurtdas I, Burlion N, Shao JF and Li A (2011) Evolution of the mechanical behaviour of a high performance self-compacting concrete under drying. Cement and Concrete Composites 33(3):380-388

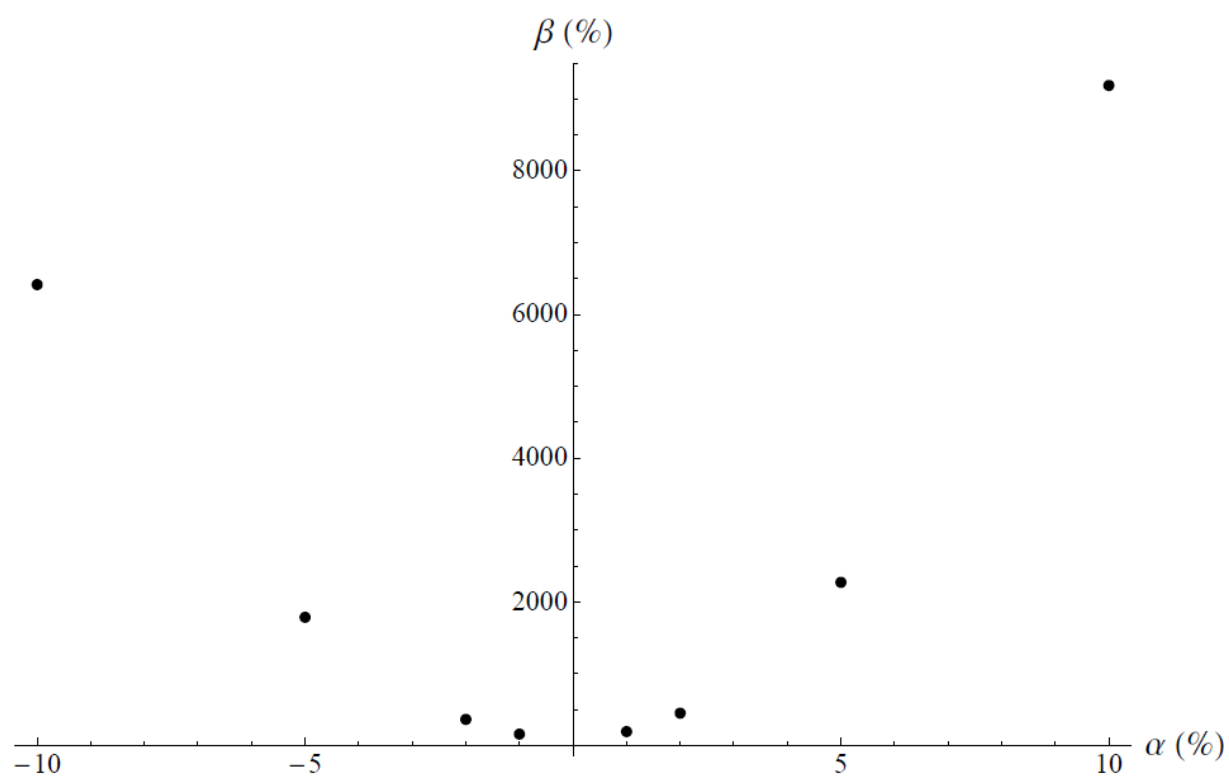
Z

- [167] Zhang C and Rothfuchs T (2004) Experimental study of the hydro-mechanical behaviour of the Callovo-Oxfordian argillite. *Applied Clay Science* 26(1-4):325-336
- [168] Zhang C, Rothfuchs T, Su K and Hoteit N (2007) Experimental study of the thermo-hydro-mechanical behaviour of indurated clays. *Physics and Chemistry of the Earth* 32(8-14):957-965
- [169] Zhou M, Li Y, Xiang Z, Swoboda G and Cen Z (2007) A modified extended bayesian method for parameter estimation. *Tsinghua Science and Technology* 12(5):546-553

ANNEXES

Annexe 1 : Erreur sur les variations de masse relatives : impacts d'erreurs croissantes dans les paramètres (essai GL-Gaz)

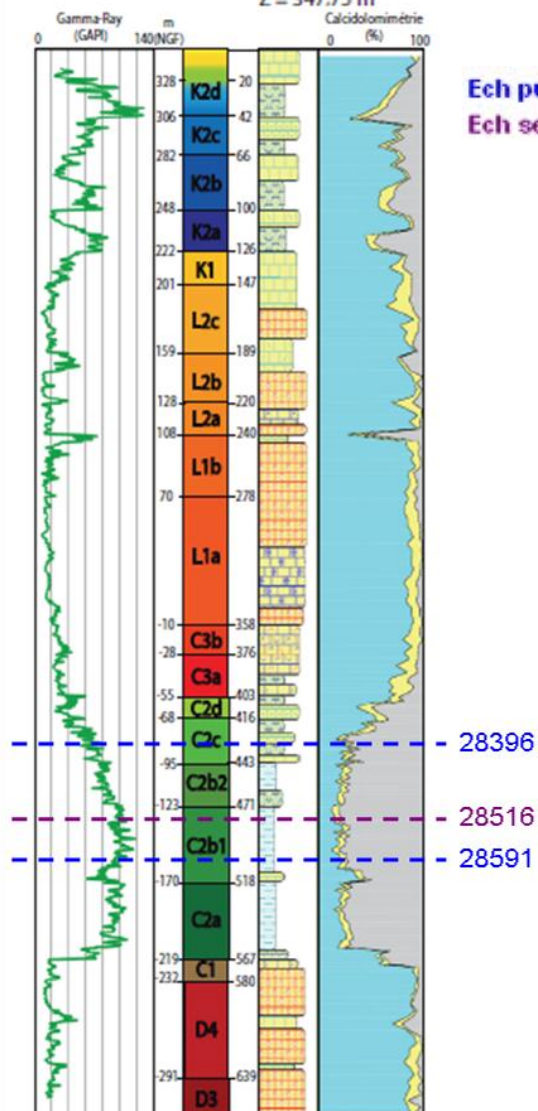
Pour les estimations sur 2 paramètres $\mathbf{c} = (n, p_r)$, les paramètres à l'optimum $\mathbf{c}^* = (n^*, p_r^*)$ et la fonctionnelle qui en résulte $\chi^{opt} = \chi(\mathbf{c}^*)$ sont pris comme références. Une erreur α est introduite dans les paramètres $\mathbf{c}^{er} = ((1+\alpha)n^*, (1+\alpha)p_r^*)$, et on regarde son impact sur la fonctionnelle : $\beta = \left| 1 - \frac{\chi(\mathbf{c}^{er})}{\chi^{opt}} \right|$. Les calculs présentés ci-dessous ont été réalisés sur le palier 3 (h_r : 94% $\rightarrow$ 98%) de l'échantillon 27929 (essais de séchage pour le GL-Gaz).



Annexe 2 : Positionnement des différents échantillons dans des logs géologiques

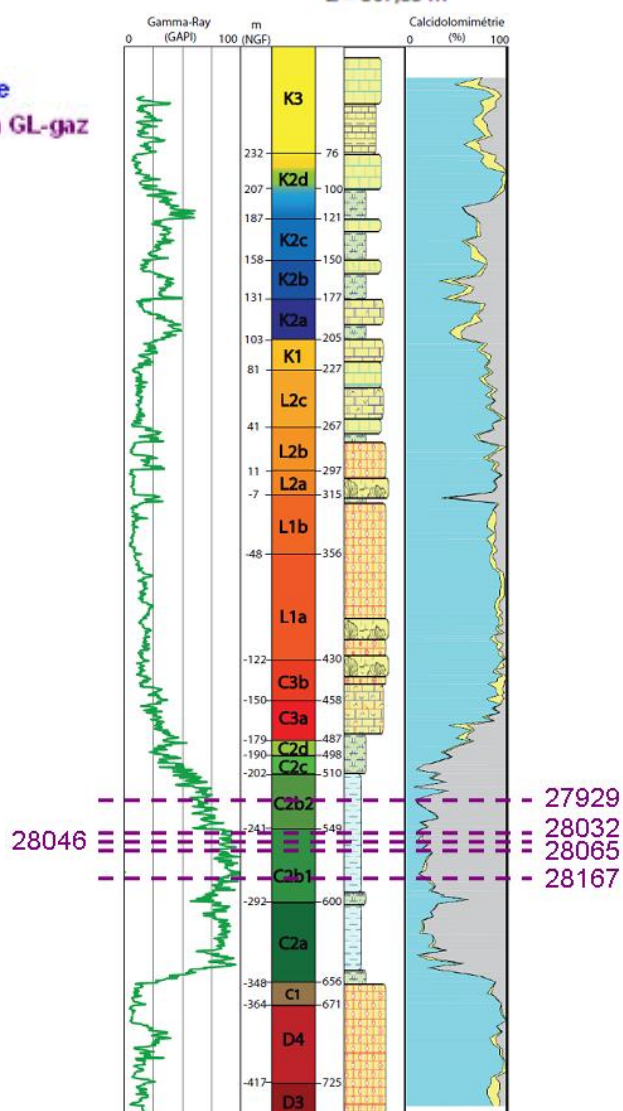
EST413

X = 829 902,18 m
Y = 1 099 435,28 m
Z = 347,75 m



EST423

X = 824 755,22 m
Y = 1 104 312,07 m
Z = 307,85 m



SDZ1202

Ech sech g7-lae-1

Ech poro

Coordonnées bouche

X en m 823262.65

Y en m 1091664.43

Z (NGF) en m -121.62

Profondeur, m 487.82

Argilite silto-carbonatée

Str	Fts	Depth	N°K	Gen	Lithologie	Description	Hp105°C	Hp150°C	Echantillons	Données structurales
		10.0		G02	Argilite calcaire silteuse gris foncé, quelques bioclastes (ammonites, rostrés, bivalves)					
		10.5	K9	G03						
		11.0		G04						
		11.5	K10	G05						
		12.0		G06						
		12.5	K11	G07						
		13.0		G08						
		13.5	K12							
		14.0								
		14.5	K13							
		15.0								

lim 1

lim 2

EST405

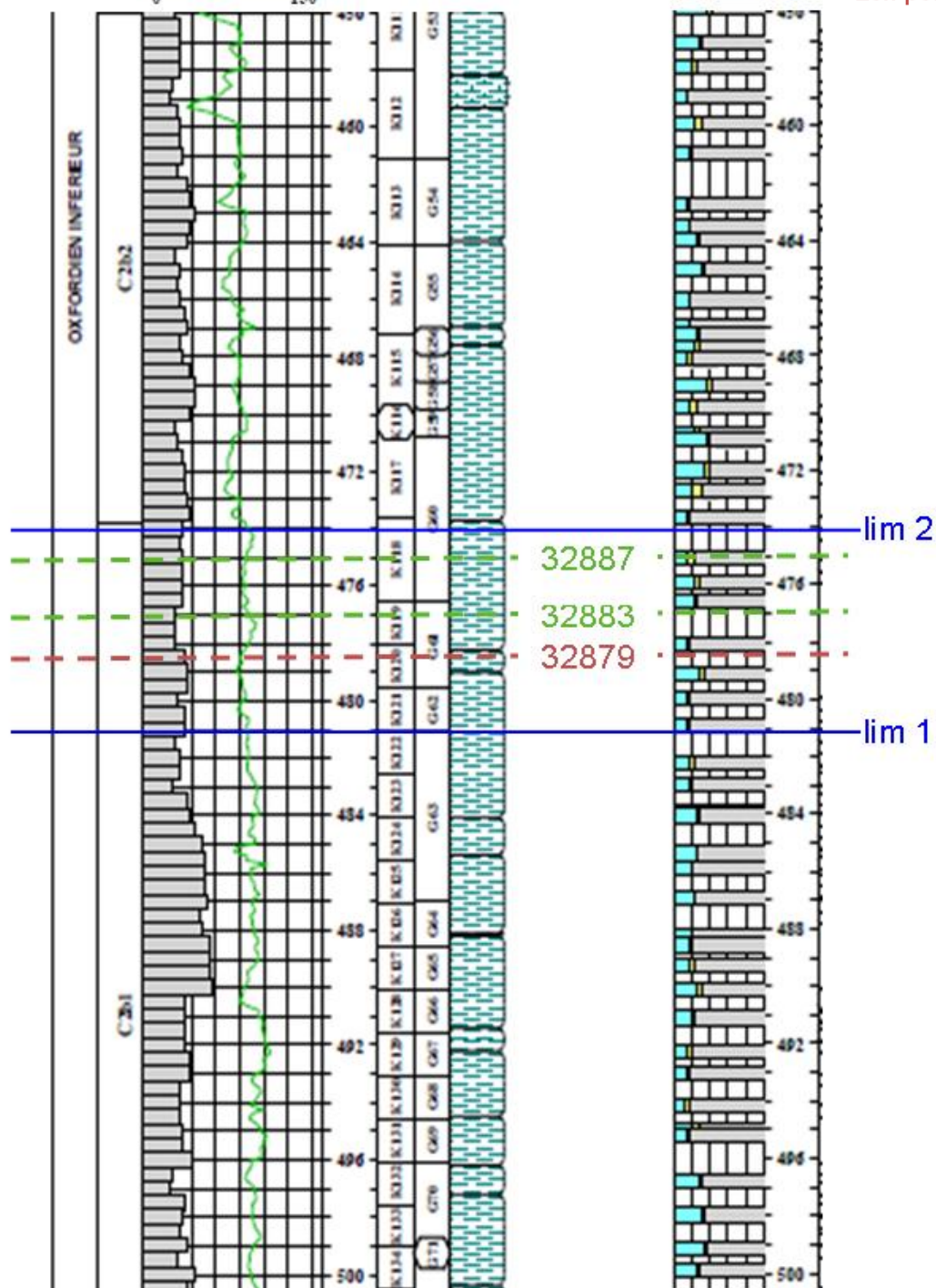
X : 823 151,80
Y : 1 091 639,10
Z sol : 366,011 m

Str. Fts Avancement (m/h) Depth n°K Gén Lithologie

Gamma Ray

Argilite carbonatée
Argilite

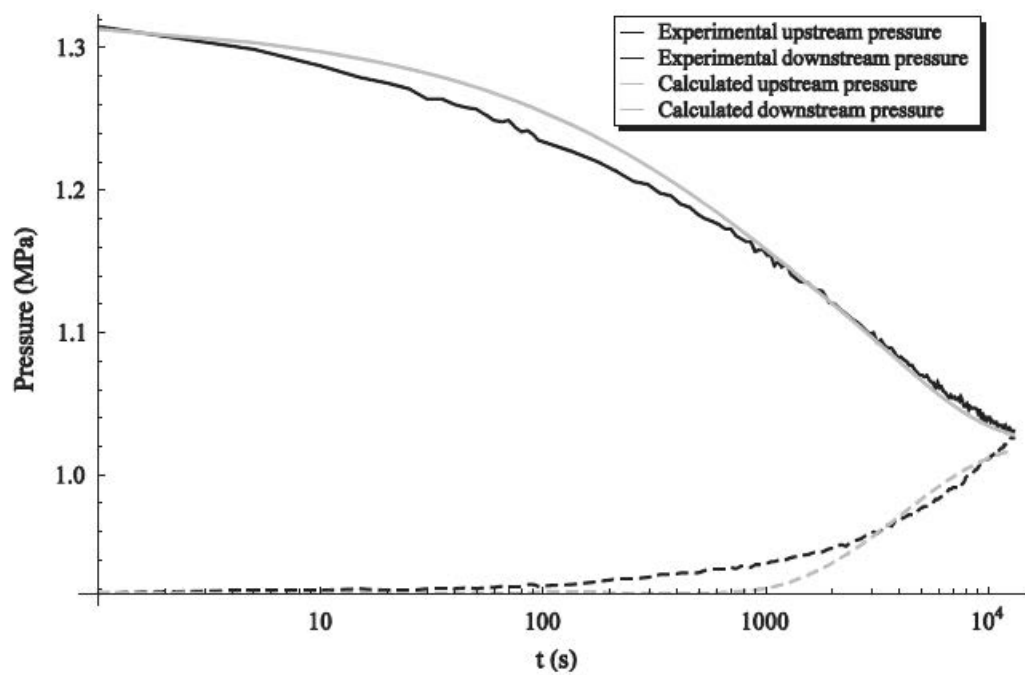
CaCO₃/Dolo/In : Ech sech g7-lae-1
Ech poro



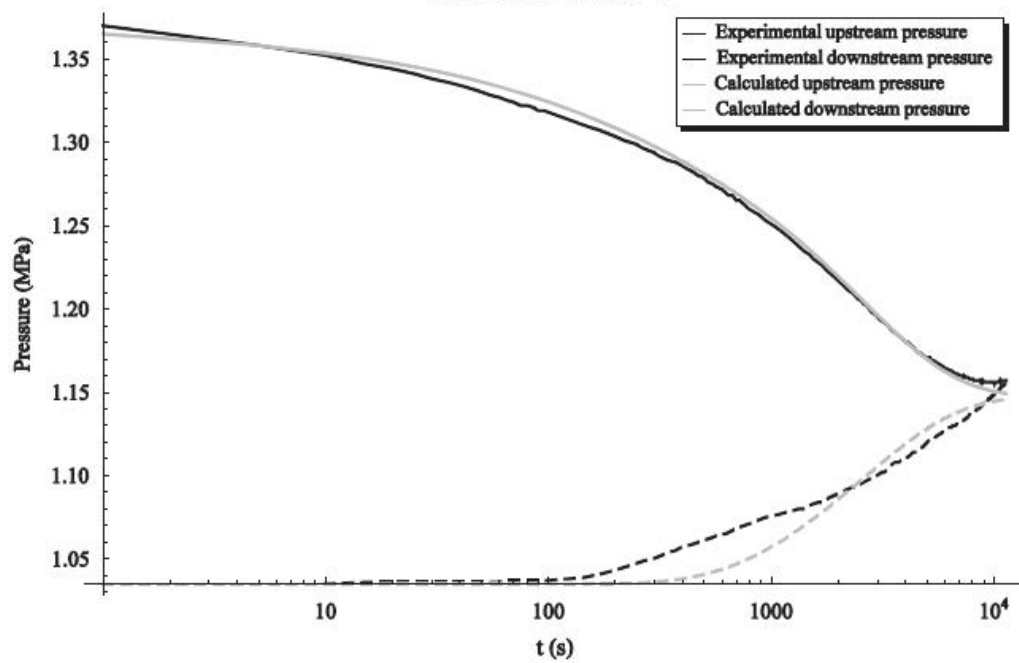
Annexe 3 : Courbes de pression des réservoirs amont et aval obtenues pour le pulse test de 4 échantillons

D'après Giot et al (2011)

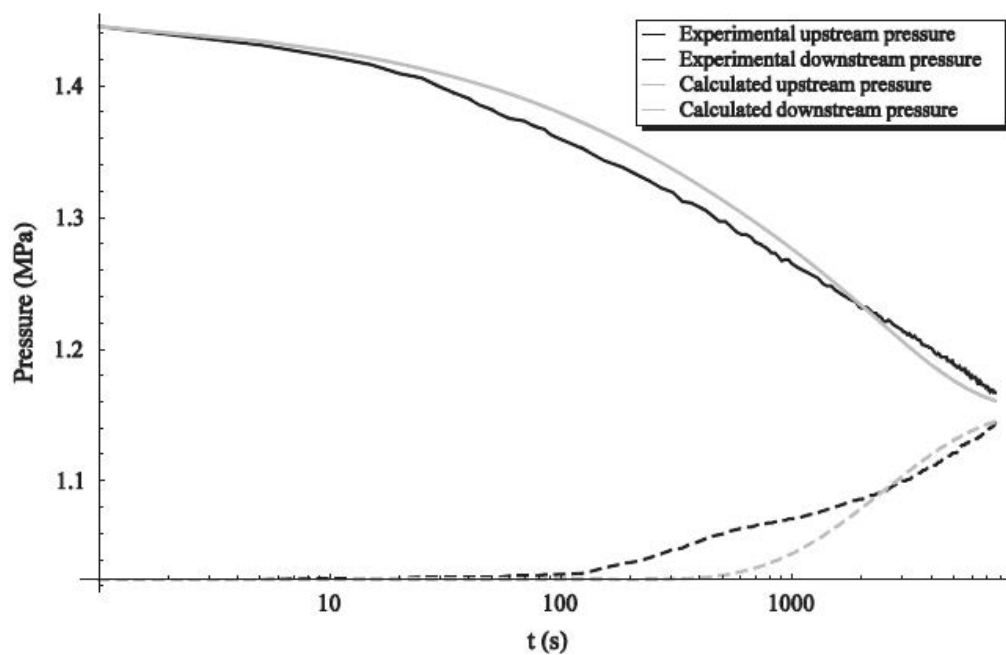
Pulse test 1-28396-6



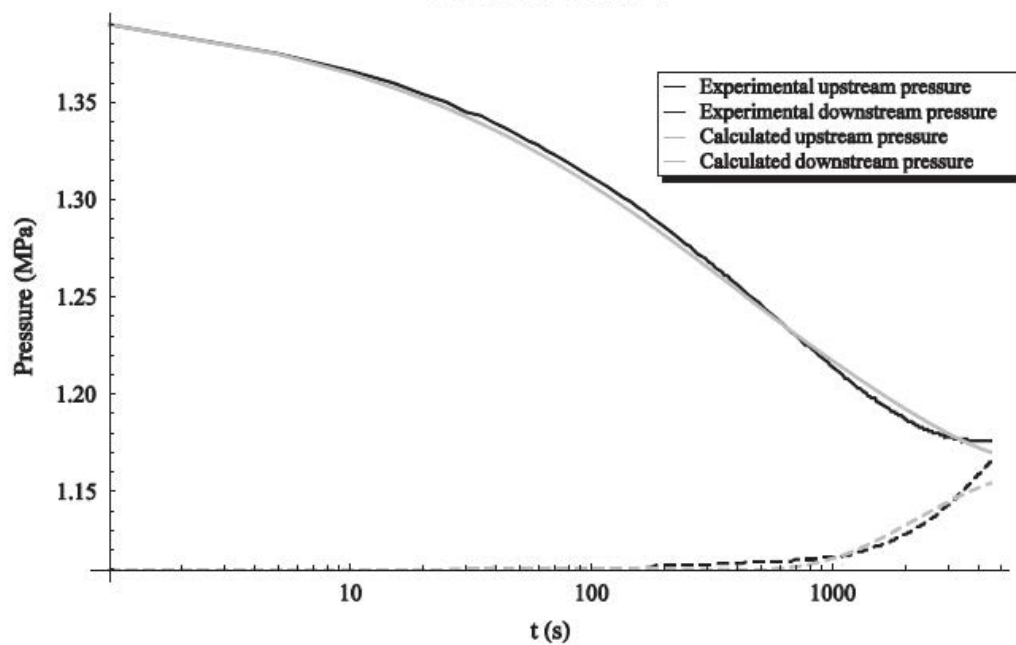
Pulse test 1-28396-7



Pulse test 2-28591-6

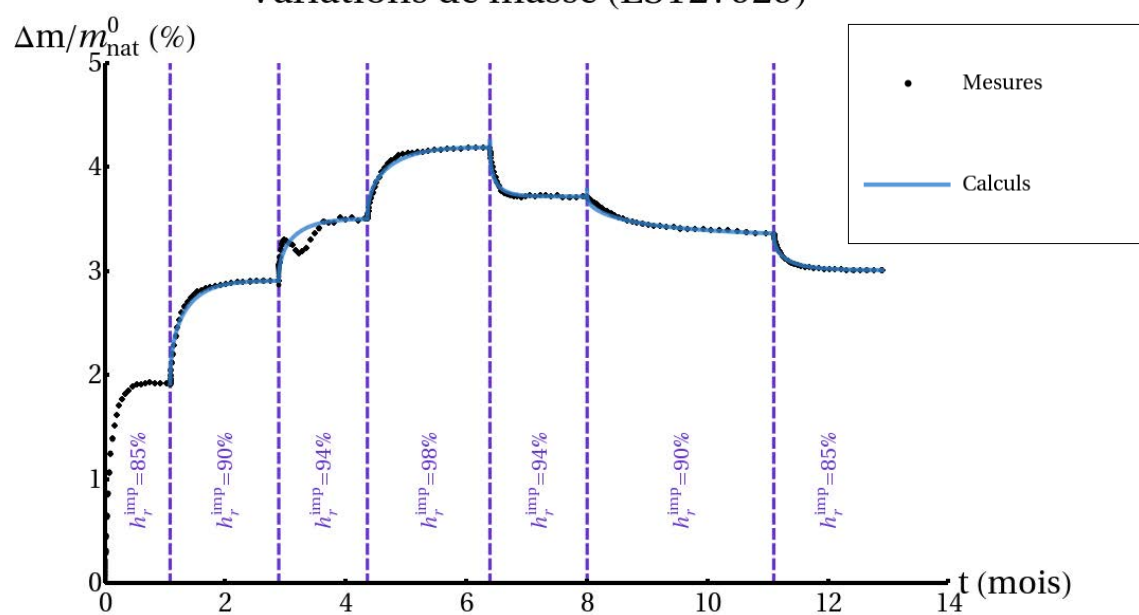


Pulse test 2-28591-7

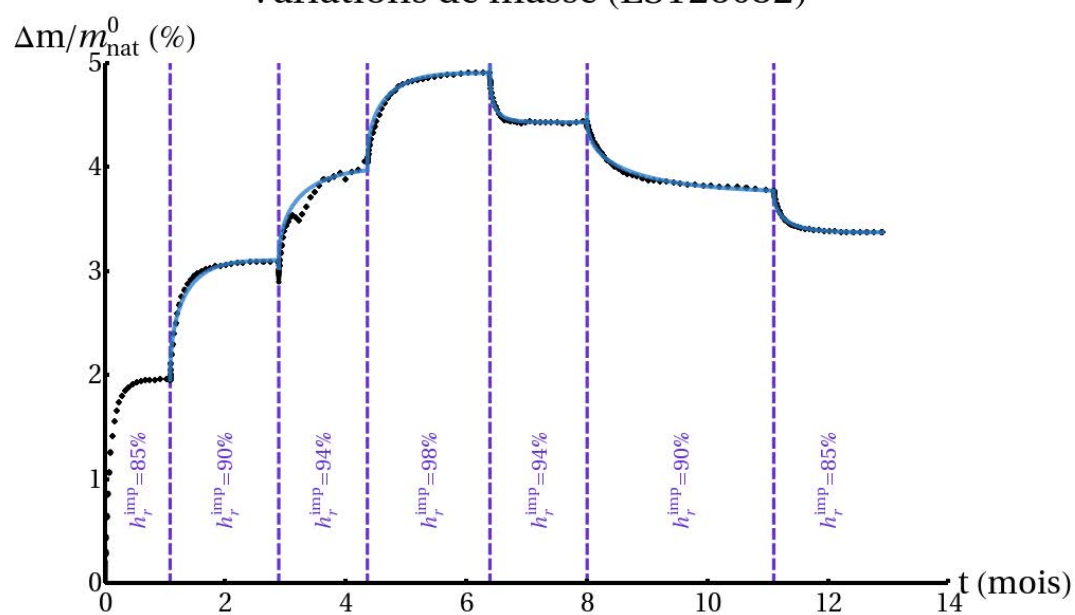


Annexe 4 : Résultats directs et inverses pour le GL-Gaz : modélisation de la variation de masse relative palier par palier

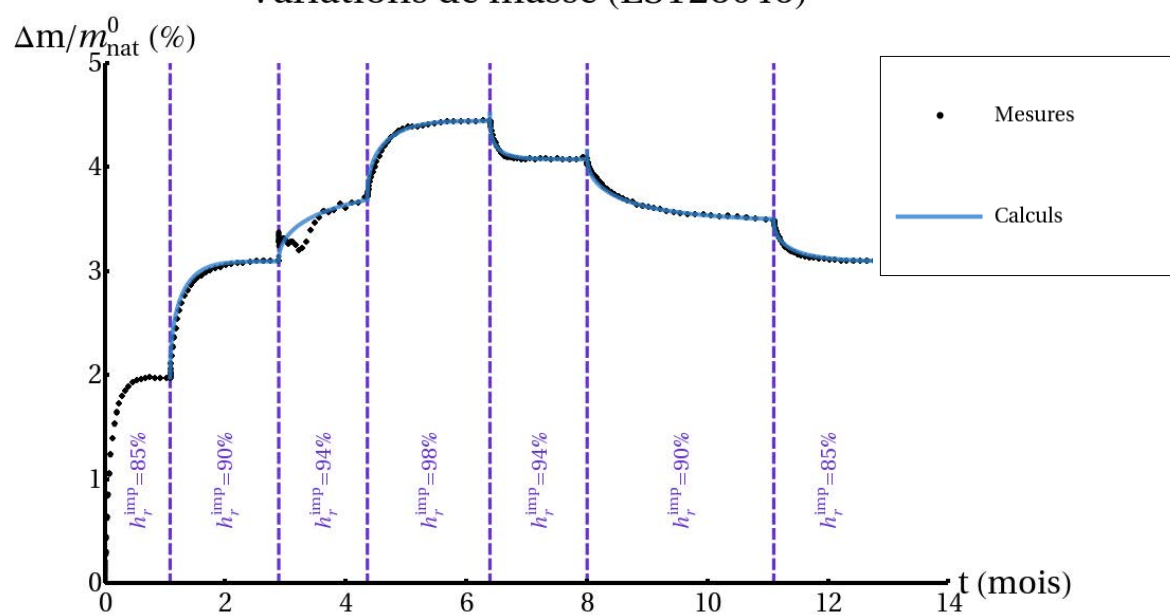
Variations de masse (EST27929)



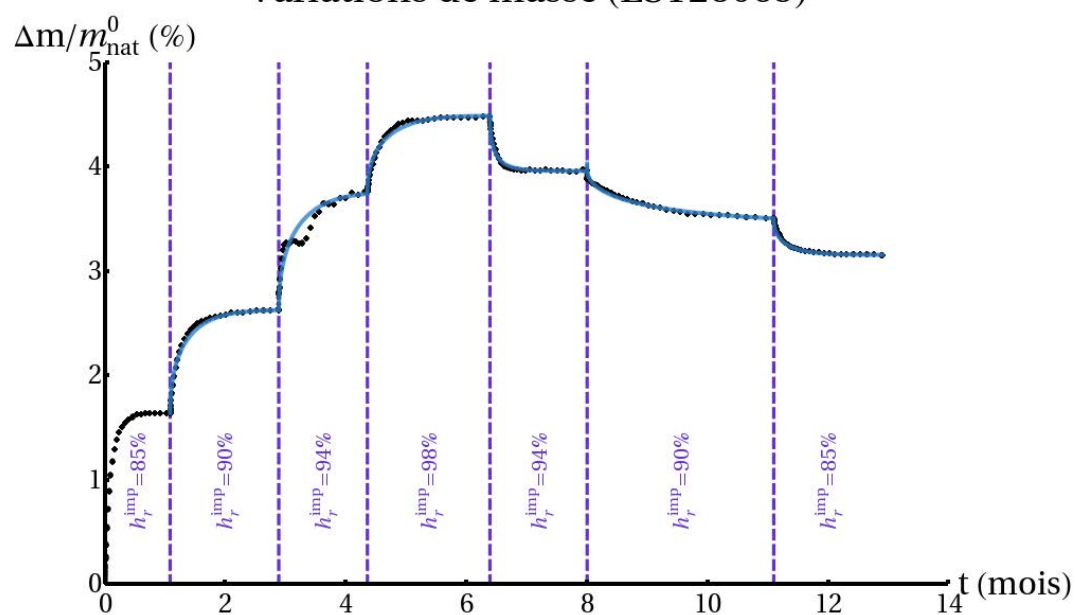
Variations de masse (EST28032)



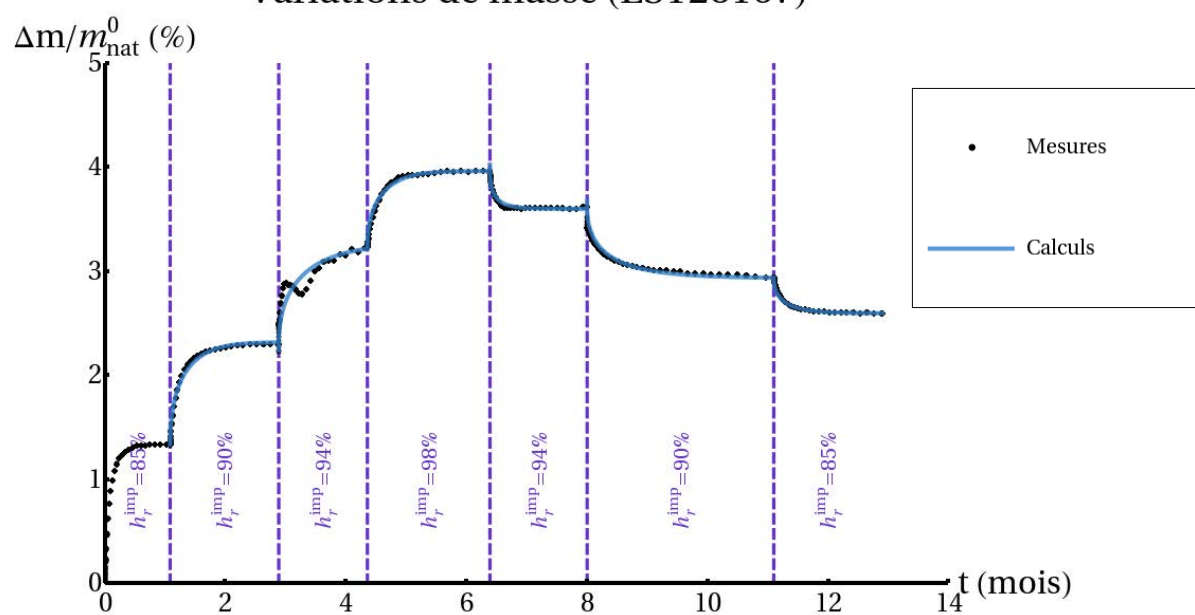
Variations de masse (EST28046)



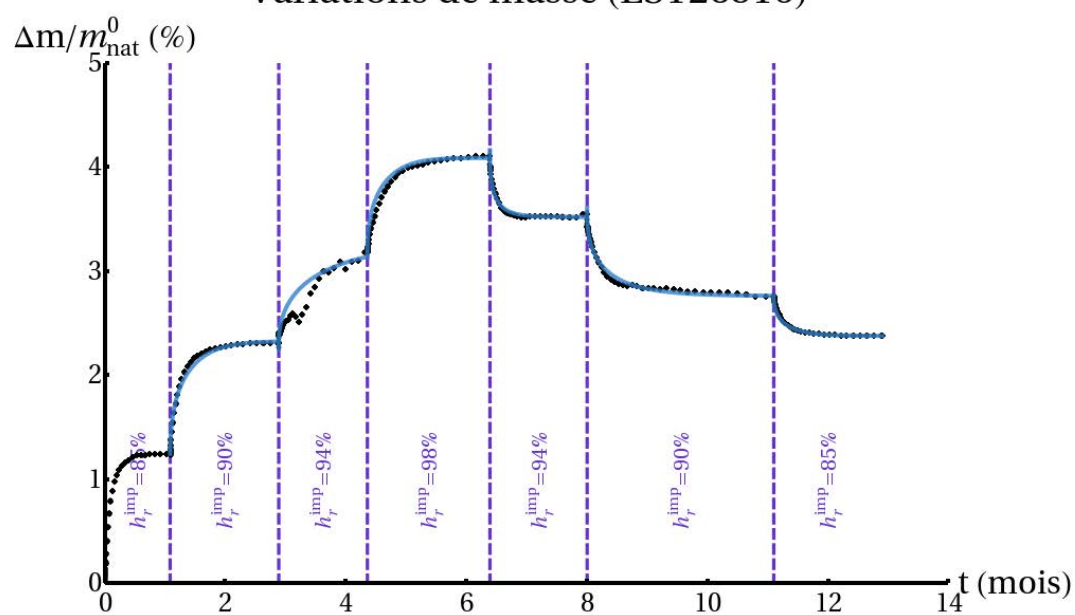
Variations de masse (EST28065)



Variations de masse (EST28167)



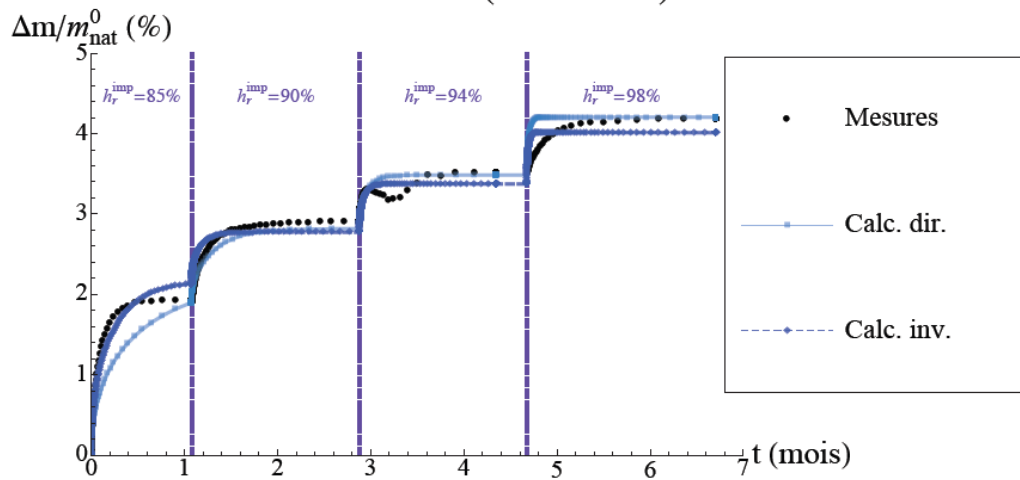
Variations de masse (EST28516)



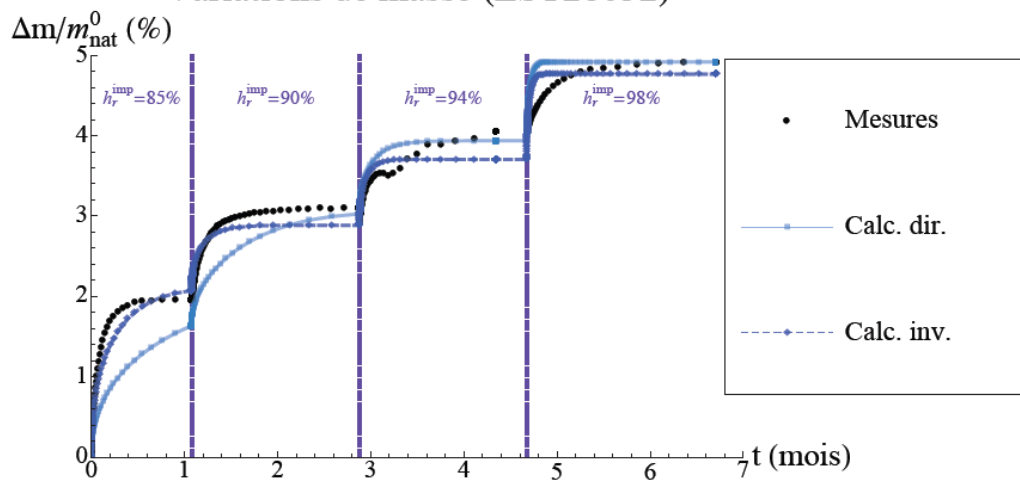
Annexe 5 : Résultats directs et inverses pour le GL-Gaz : modélisation de la variation de masse relative sur les cycles imbibitions et drainages complets

Imbibitions

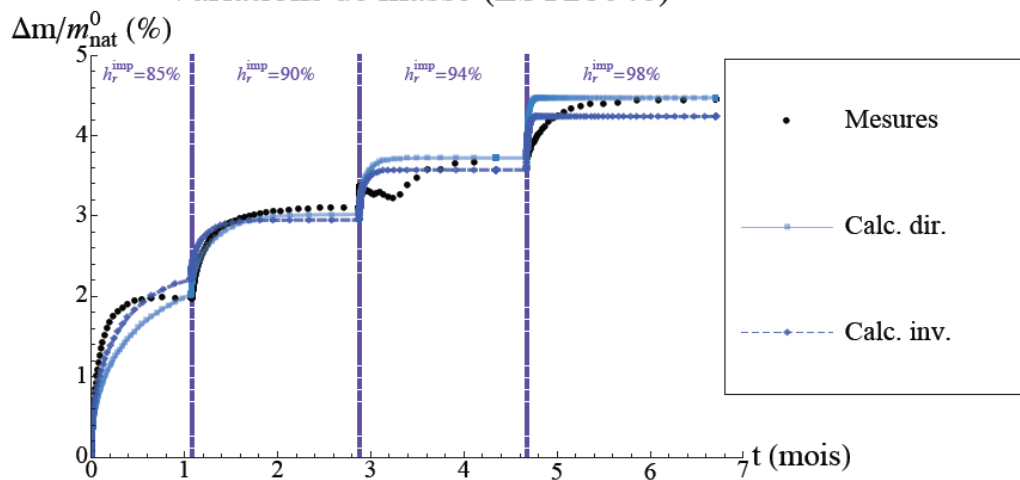
Variations de masse (EST27929)



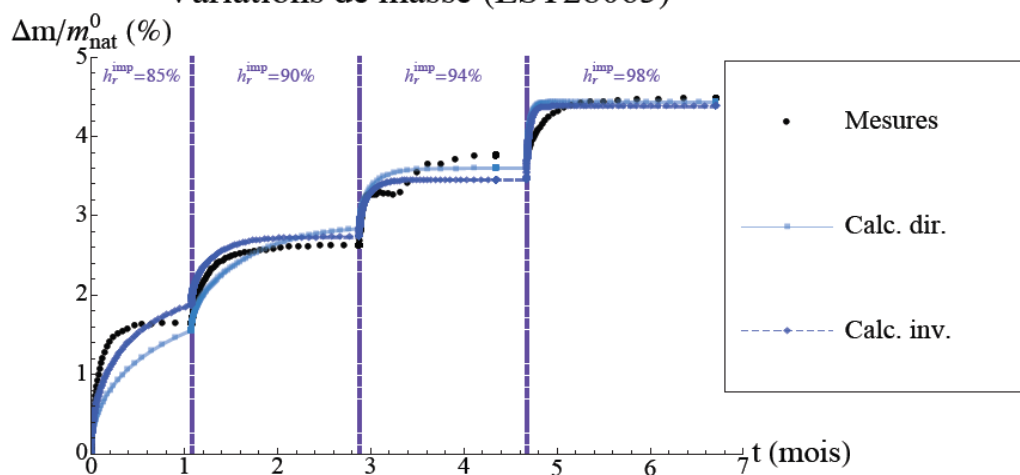
Variations de masse (EST28032)



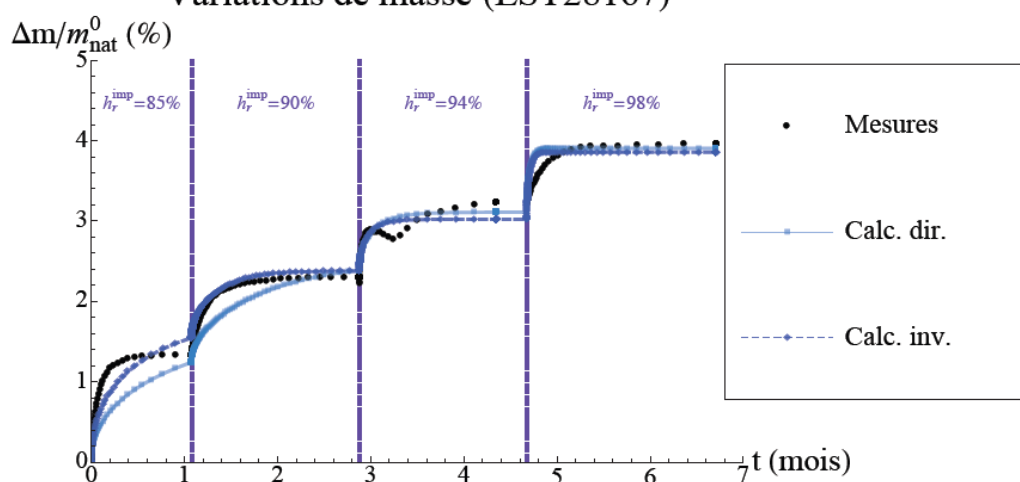
Variations de masse (EST28046)



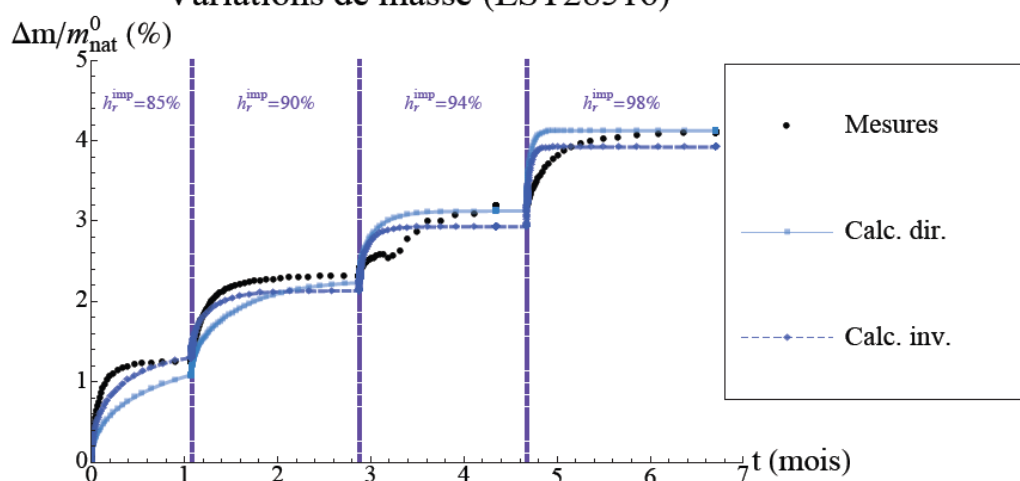
Variations de masse (EST28065)



Variations de masse (EST28167)

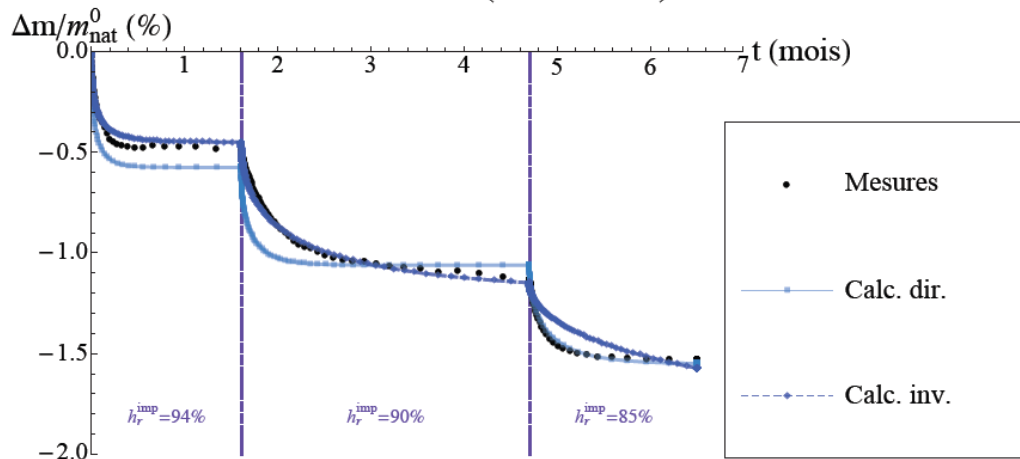


Variations de masse (EST28516)

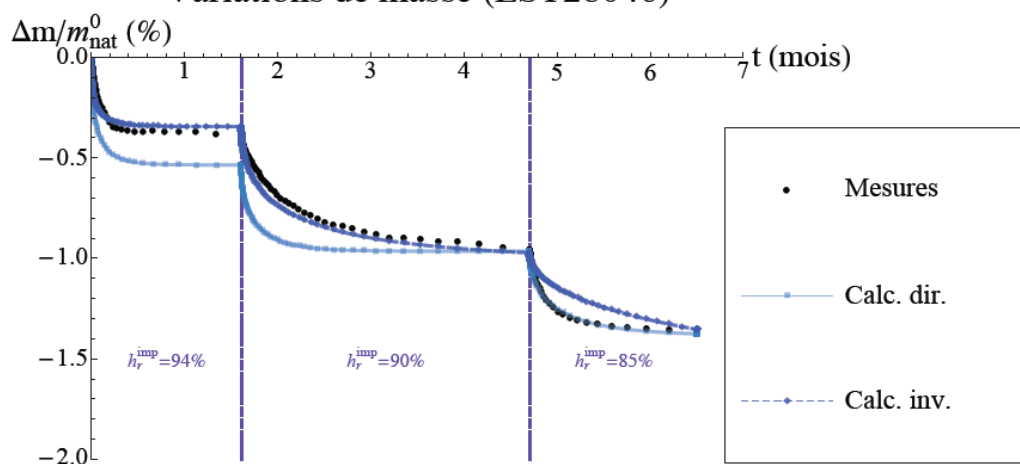


Drainages

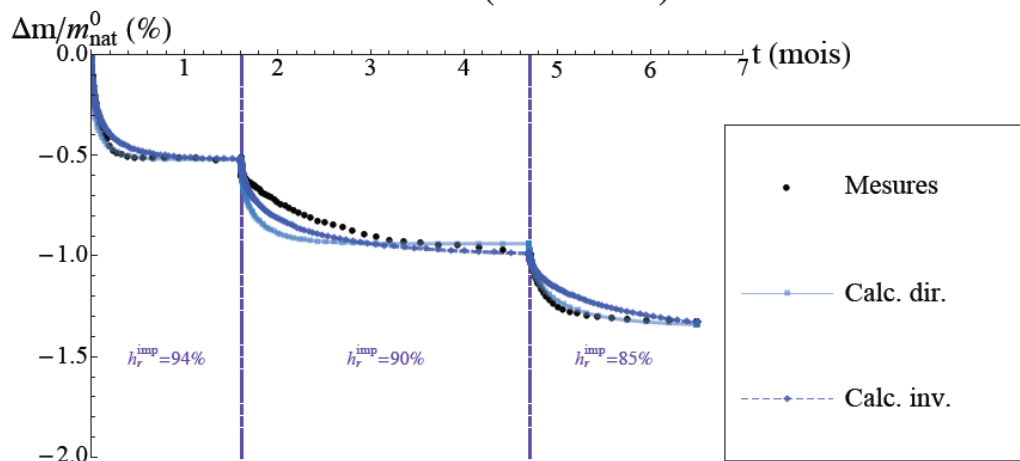
Variations de masse (EST28032)



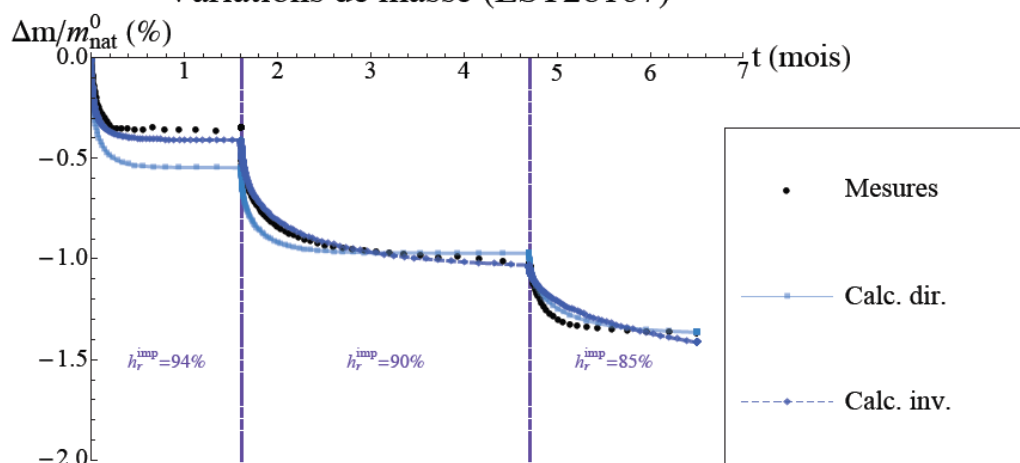
Variations de masse (EST28046)



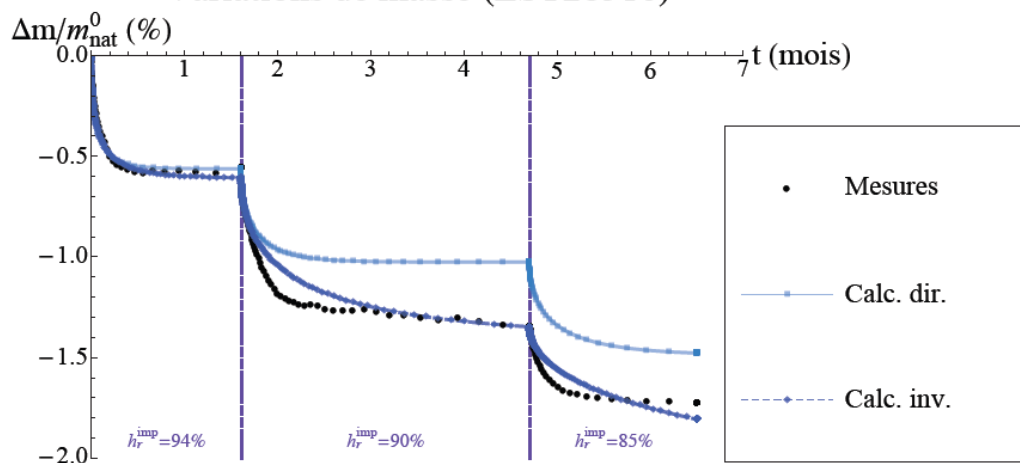
Variations de masse (EST28065)



Variations de masse (EST28167)

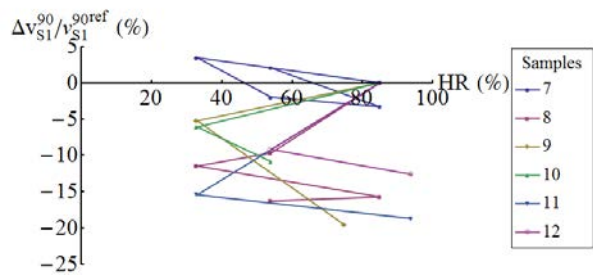
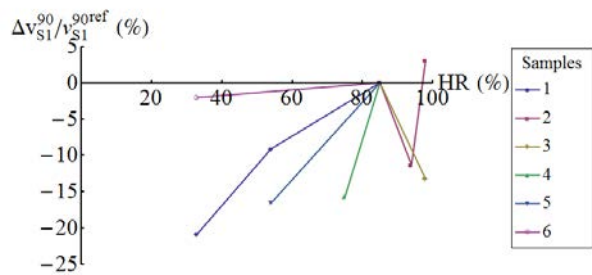
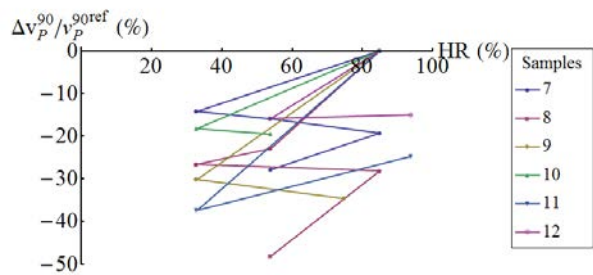
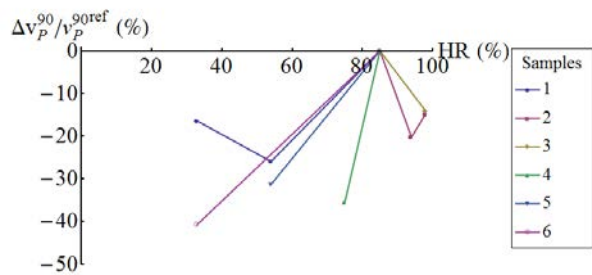
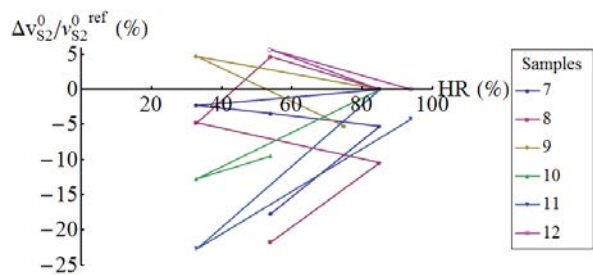
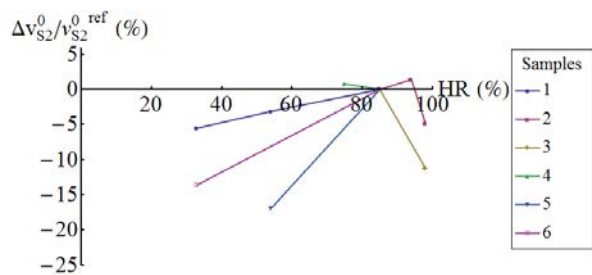
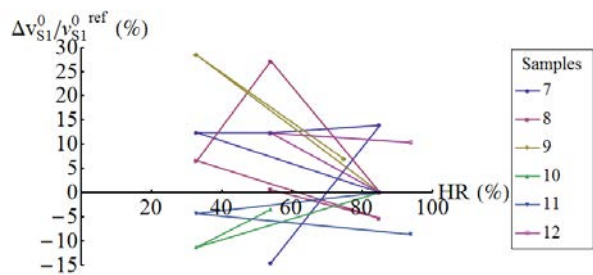
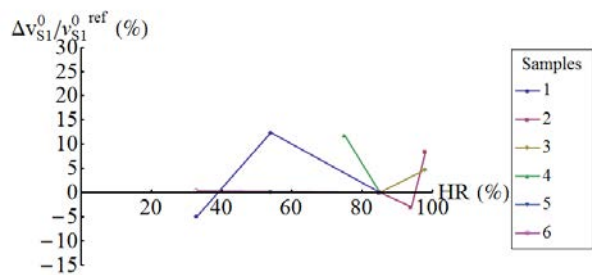
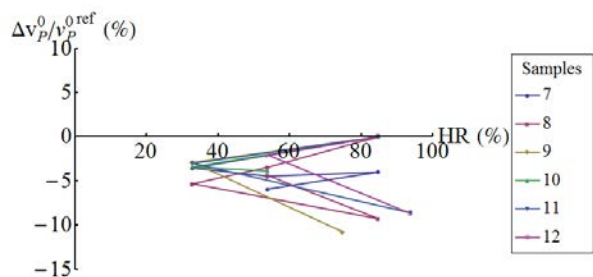
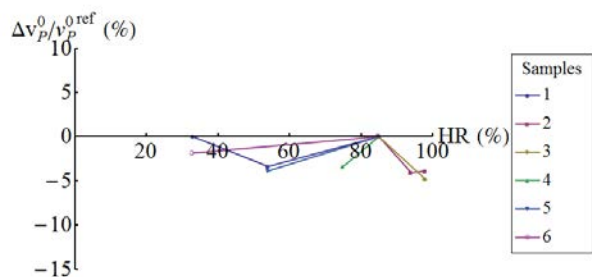


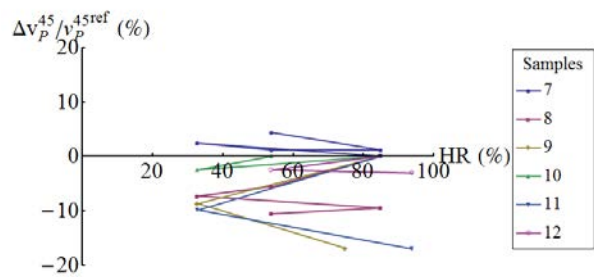
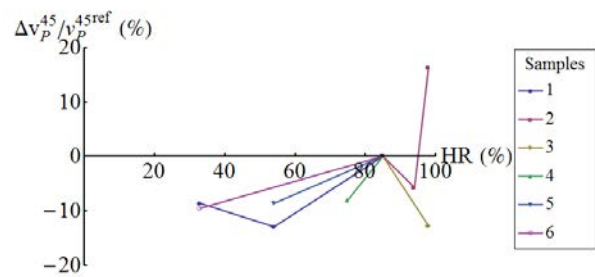
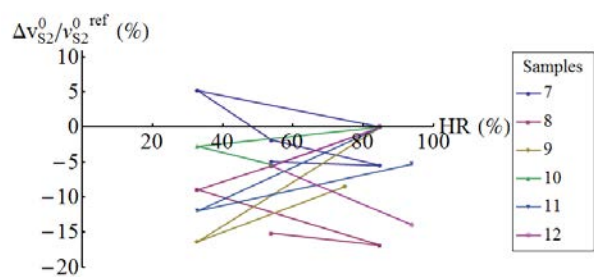
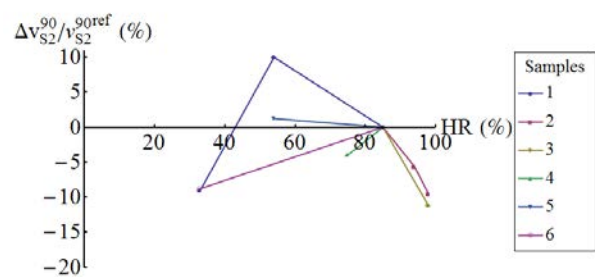
Variations de masse (EST28516)



Annexe 6 : Evolutions relatives des vitesses acoustiques aux différents paliers de l'essai de séchage

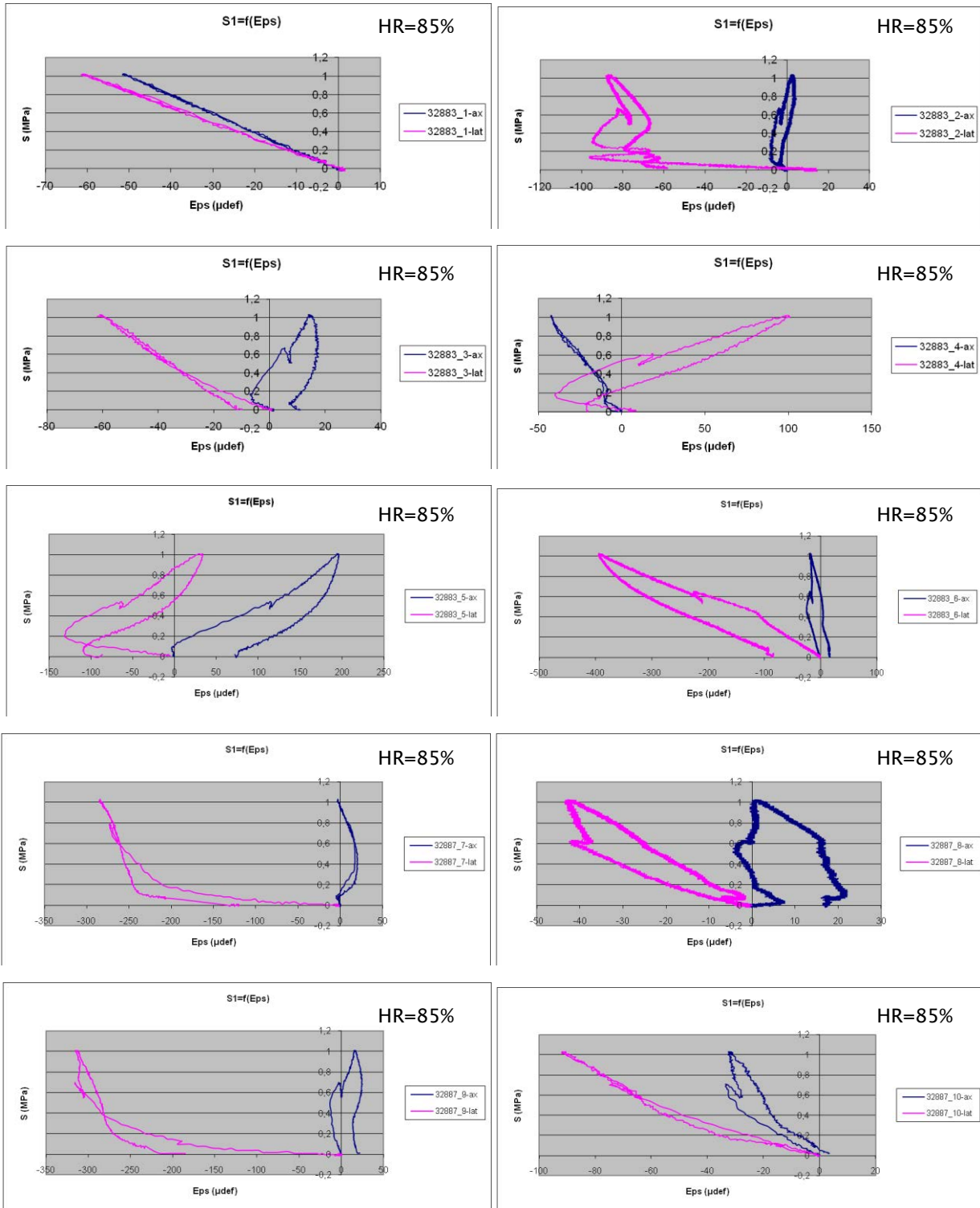
Pour tous les échantillons, le point initial est situé à HR=85%.

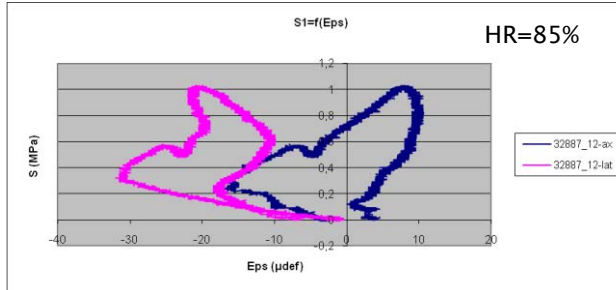
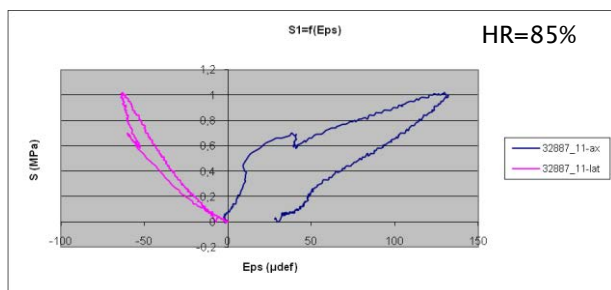




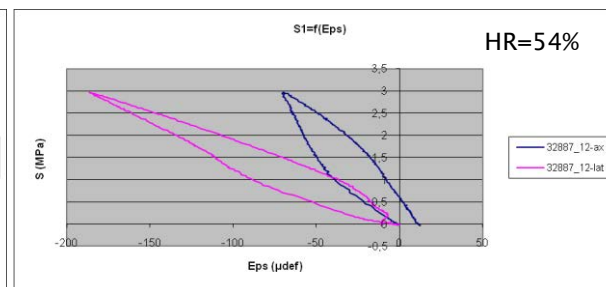
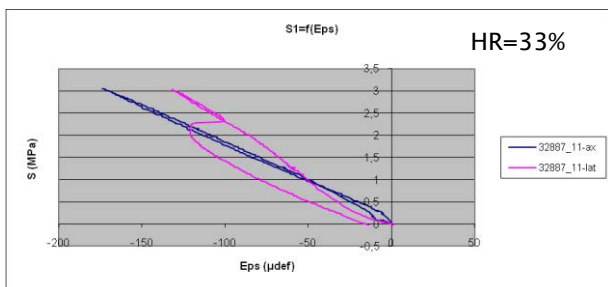
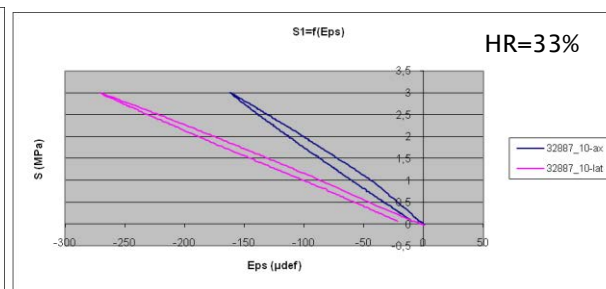
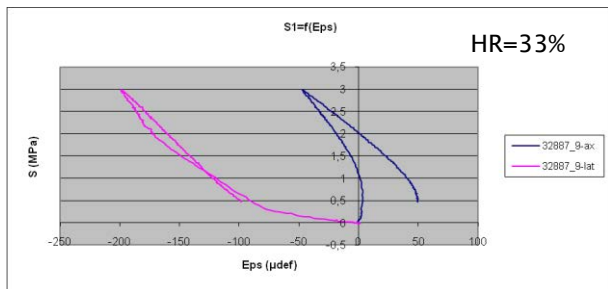
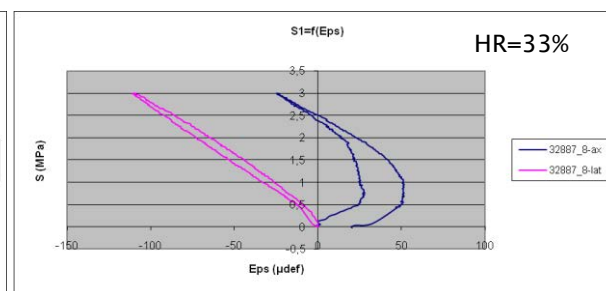
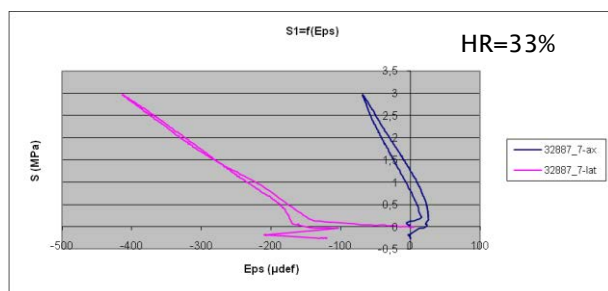
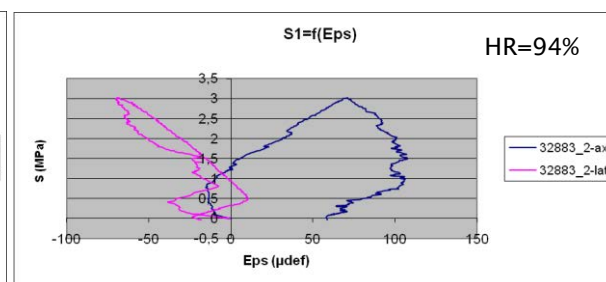
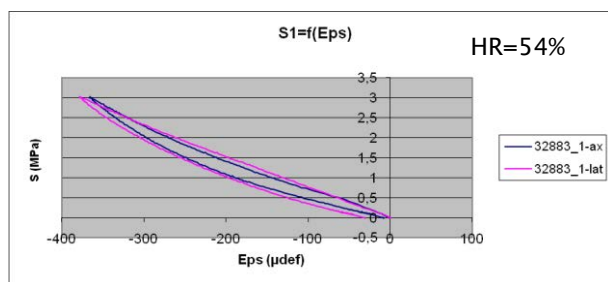
Annexe 7 : Courbes de compressions isotropes (aux paliers intermédiaires de l'essai de séchage)

Fin du palier d'initialisation

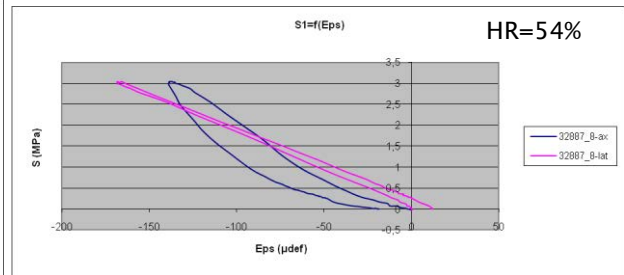
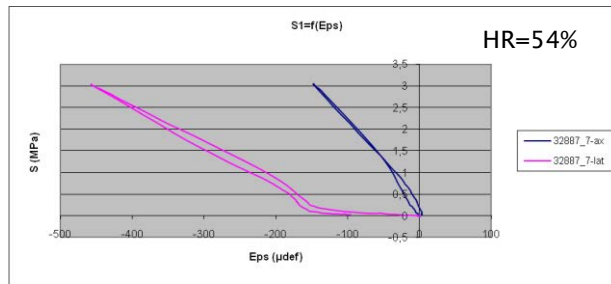




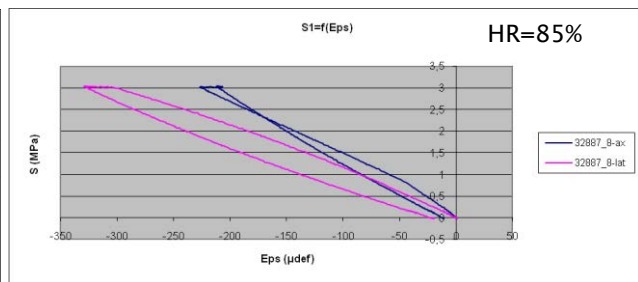
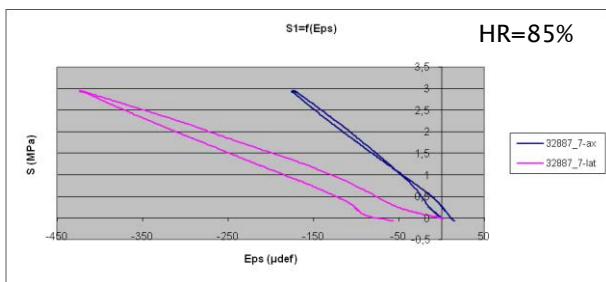
Fin du premier palier



Fin du deuxième palier

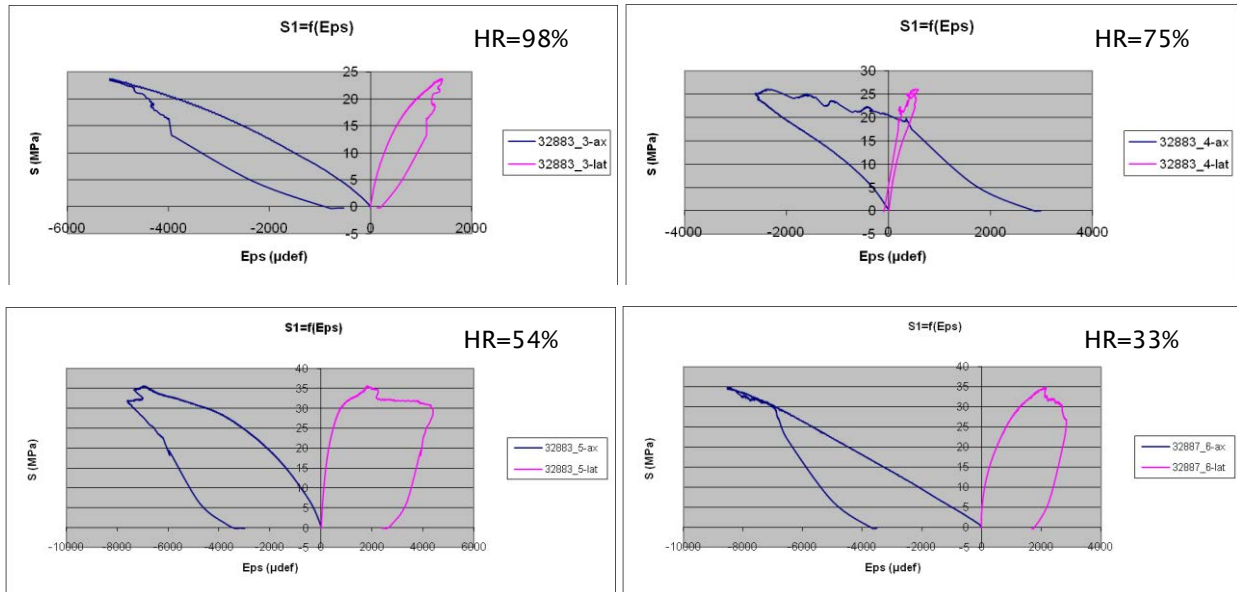


Fin du troisième palier

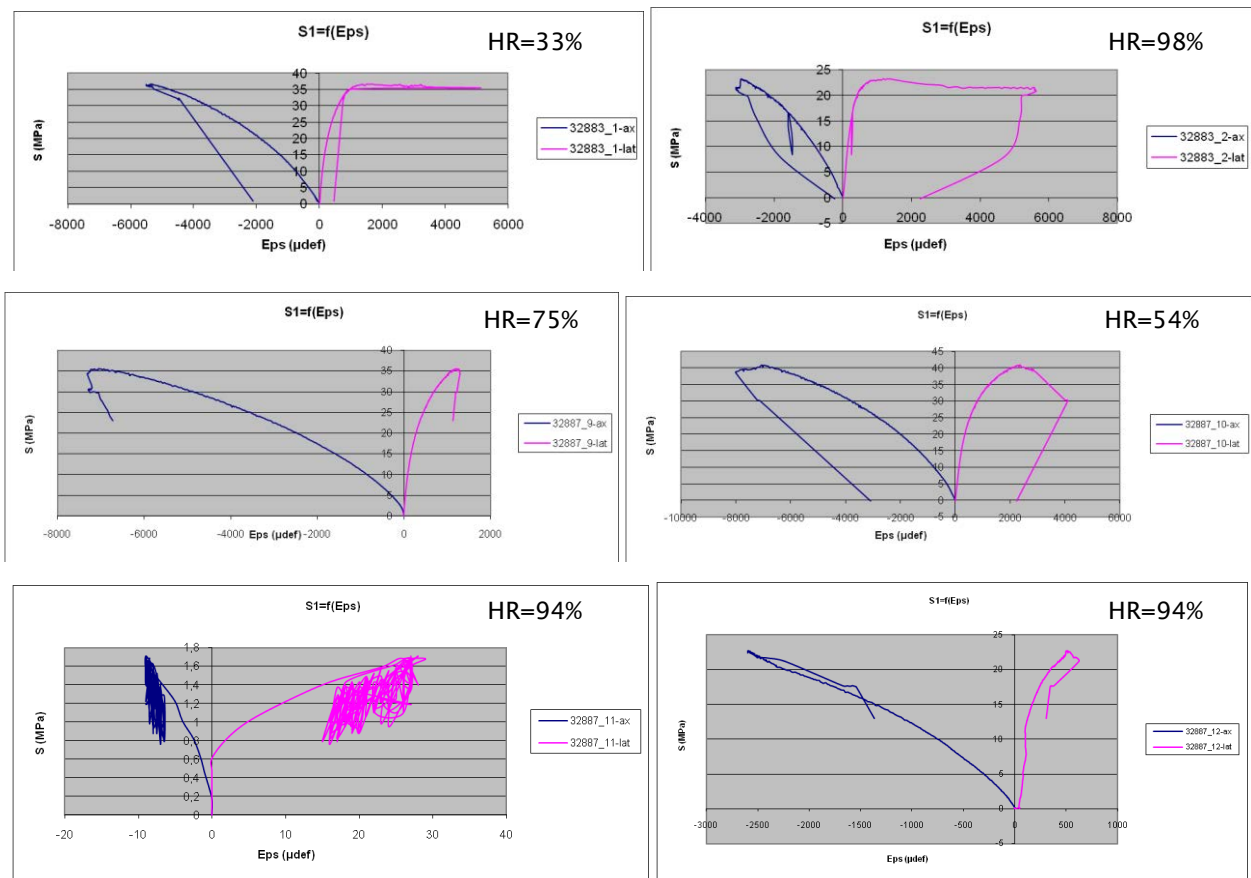


Annexe 8 : Courbes de compressions triaxiales (en fin de l'essai de séchage)

Fin du premier palier



Fin du deuxième palier



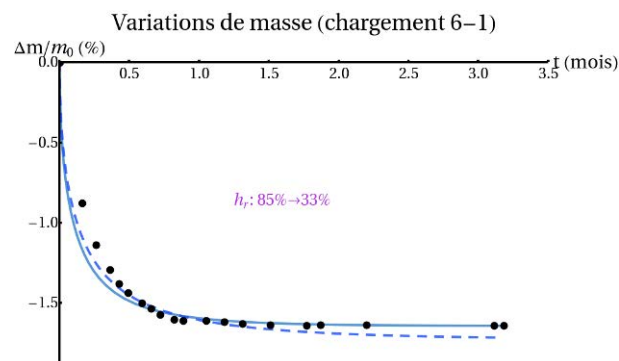
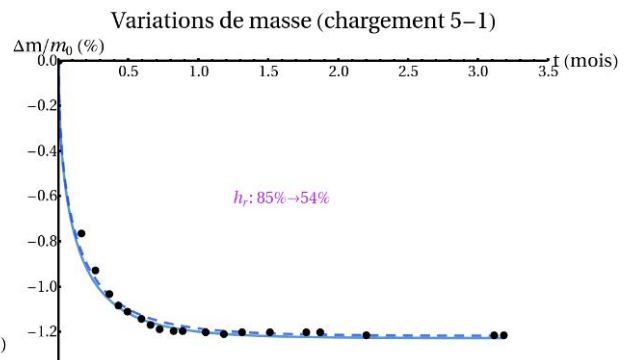
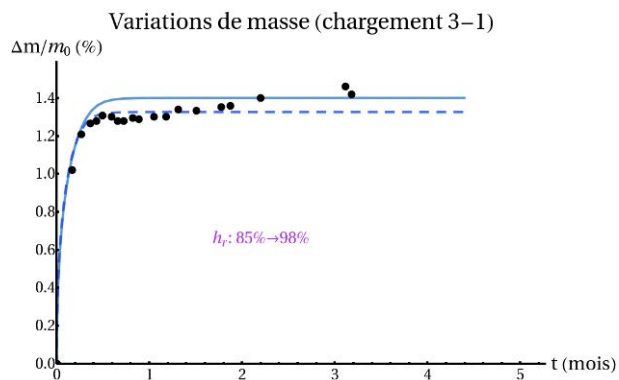
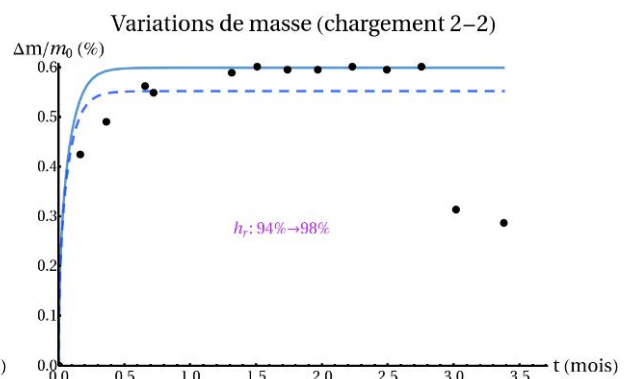
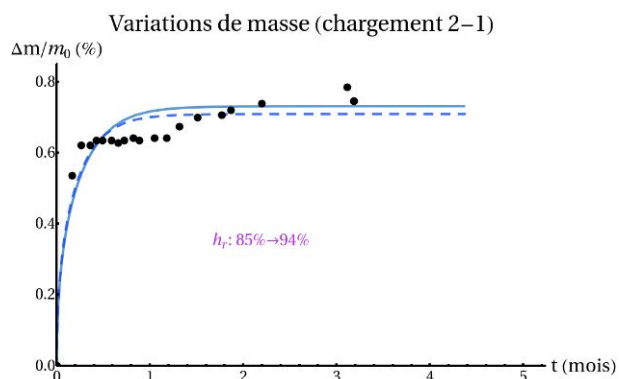
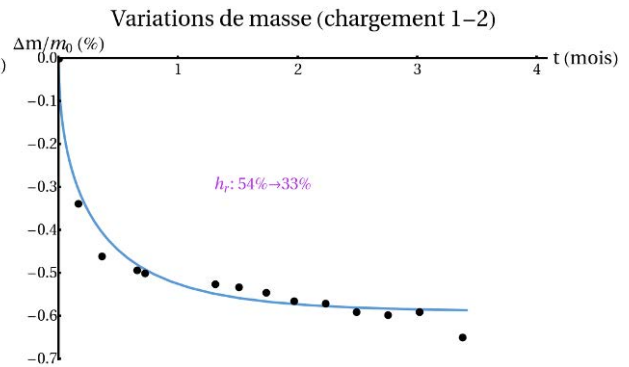
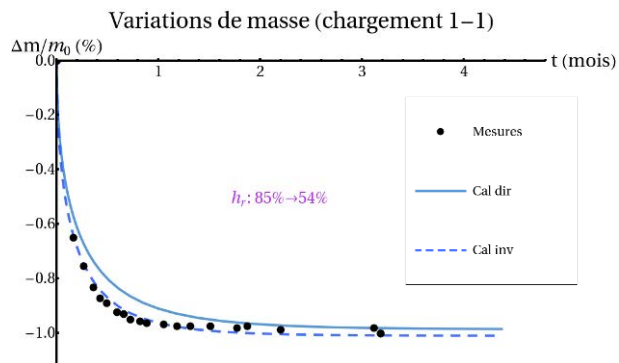
Annexe 9 : Simulations des essais de séchage : courbes de masse et de déformation axiales

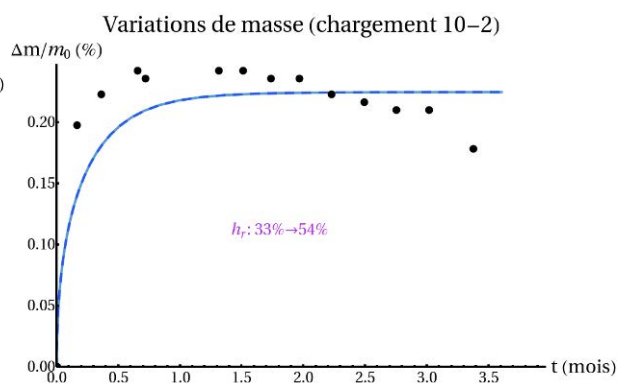
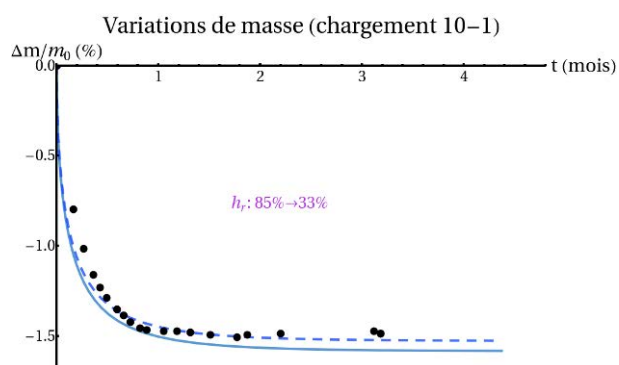
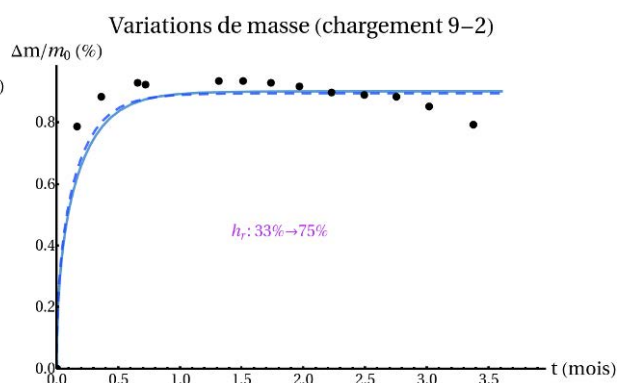
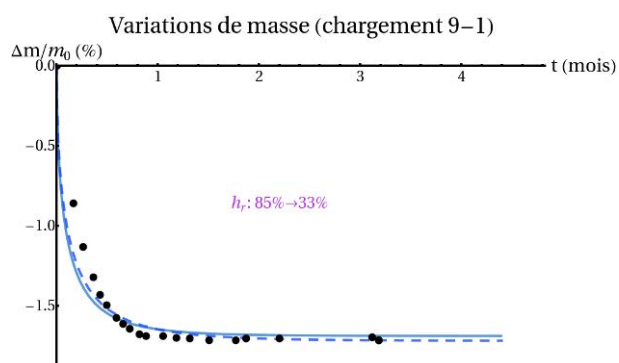
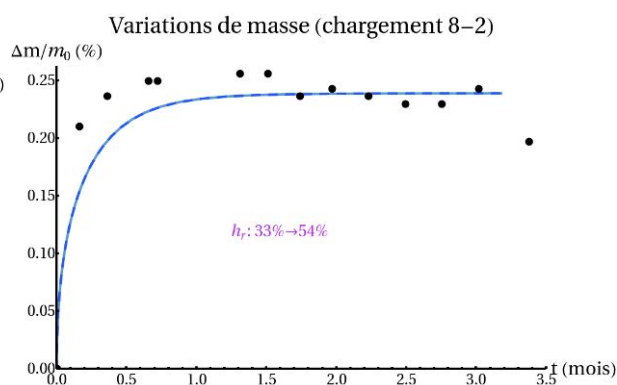
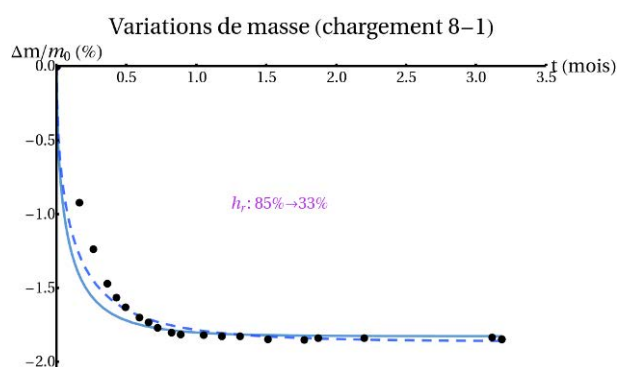
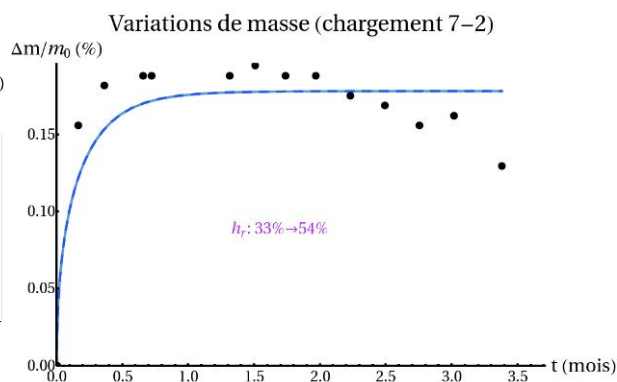
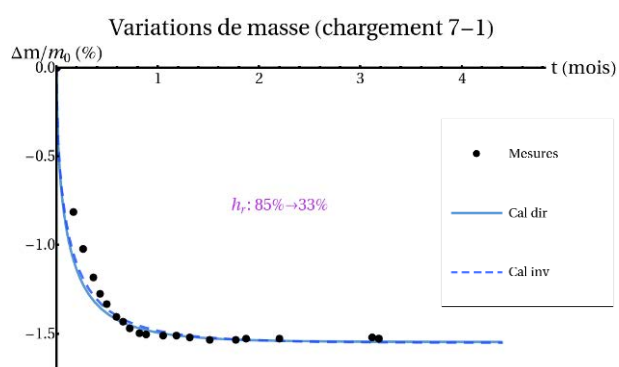
Les calculs directs et inverses sont comparés aux mesures expérimentales. Ces résultats sont issus du calcul 2D axisymétrique (isotrope). Les déformations n'ont pas été mesurées pour les échantillons 5, 6 et 8. Les calculs effectués sont récapitulés dans le tableau ci-dessous :

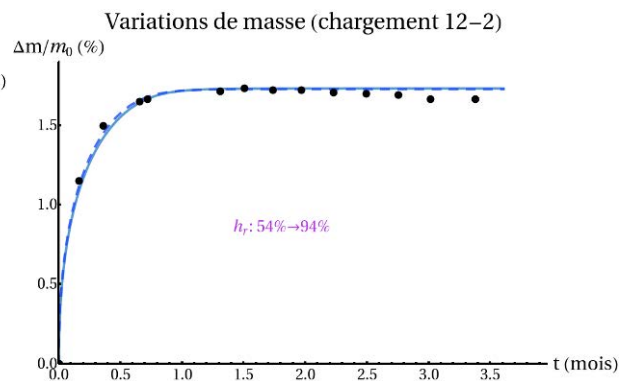
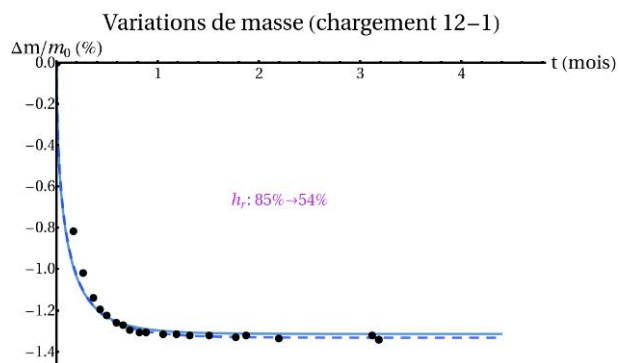
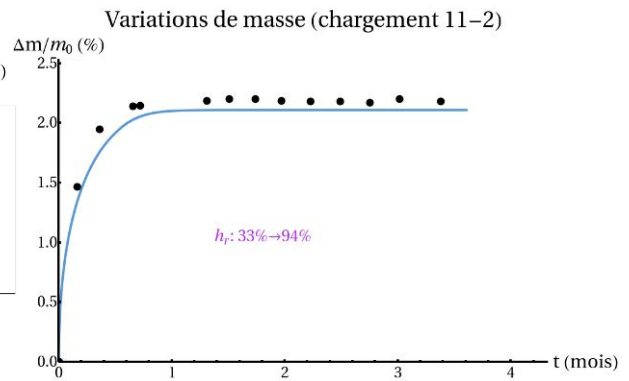
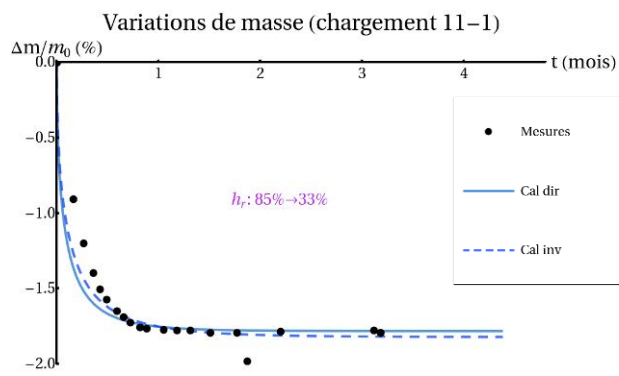
	Réf charg	h_r^0 (%)	h_r^{imp} (%)	$\Delta m/m_0$		ε_{ax}	
				Direct	Inverse	Direct	Inverse
✓							
-							
X							
Calcul réalisé							
Mesure absente							
Calcul échoué (mauvais fitting)							
	1-1	85	54	✓	✓	✓	✓
	1-2	54	33	✓	X	X	X
	2-1	85	94	✓	✓	✓	✓
	2-2	94	98	✓	✓	✓	✓
	3-1	85	98	✓	✓	✓	✓
	4-1	85	75	X	X	X	X
	5-1	85	54	✓	✓	-	-
	6-1	85	33	✓	✓	-	-
	7-1	85	33	✓	✓	✓	✓
	7-2	33	54	✓	✓	✓	✓
	8-1	85	33	✓	✓	-	-
	8-2	33	54	✓	✓	-	-
	9-1	85	33	✓	✓	✓	✓
	9-2	33	75	✓	✓	✓	✓
	10-1	85	33	✓	✓	✓	✓
	10-2	33	54	✓	✓	✓	✓
	11-1	85	33	✓	✓	✓	✓
	11-2	33	94	✓	X	✓	X
	12-1	85	54	✓	✓	✓	✓
	12-2	54	94	✓	✓	✓	✓

Précisons enfin que les résultats inverses ont été arrondis à 10^{-2} pour les paramètres n, m, b et à $10^{-1} MPa$ pour p_r . Du fait de ces arrondis, certaines courbes directes et inverses coïncident exactement (chargements 7-2, 8-2 et 10-2).

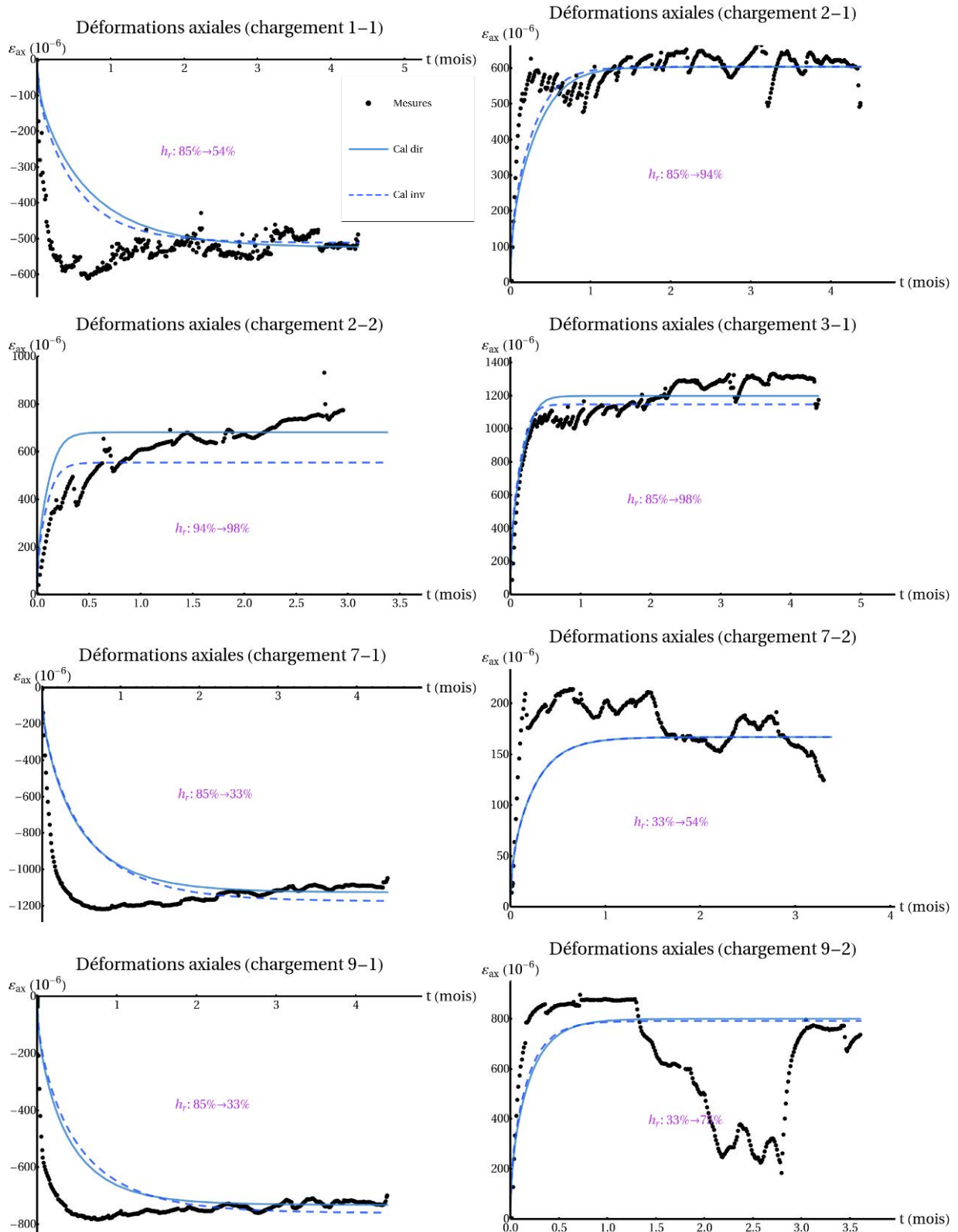
Variations de masse

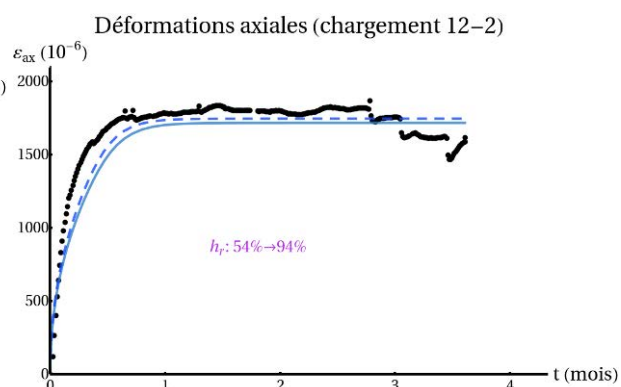
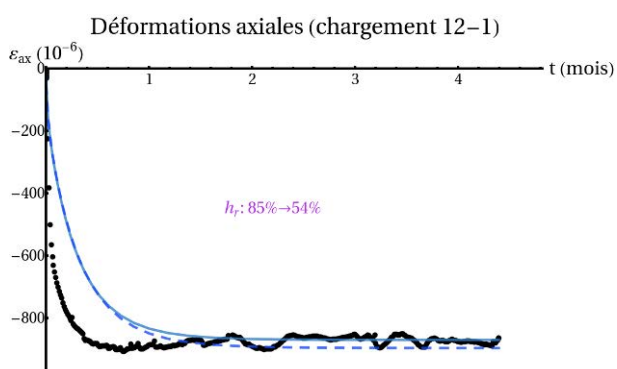
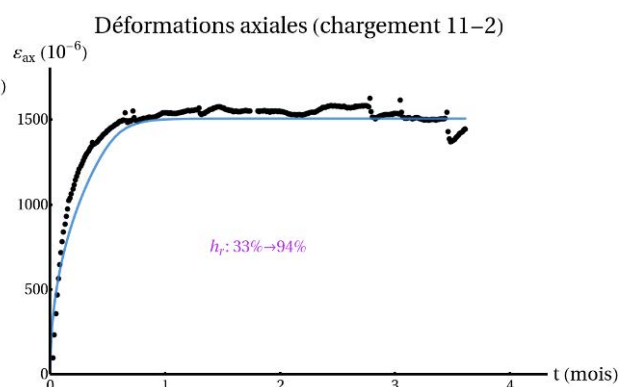
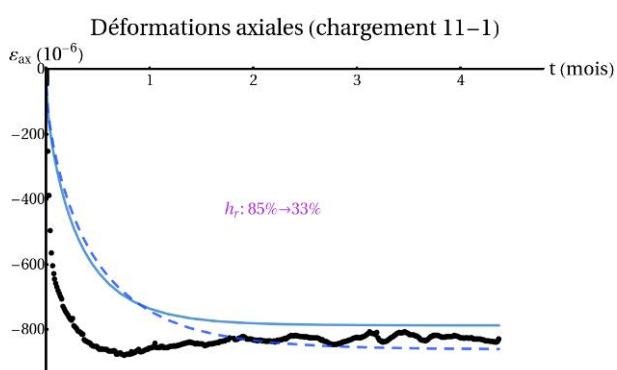
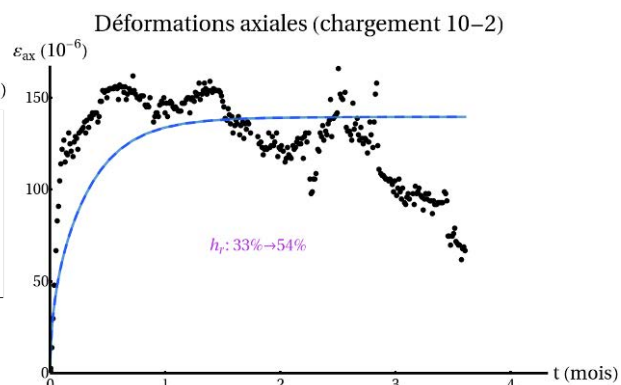
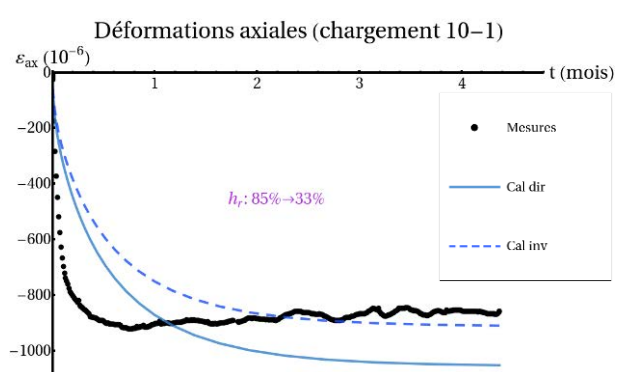






Déformations axiales

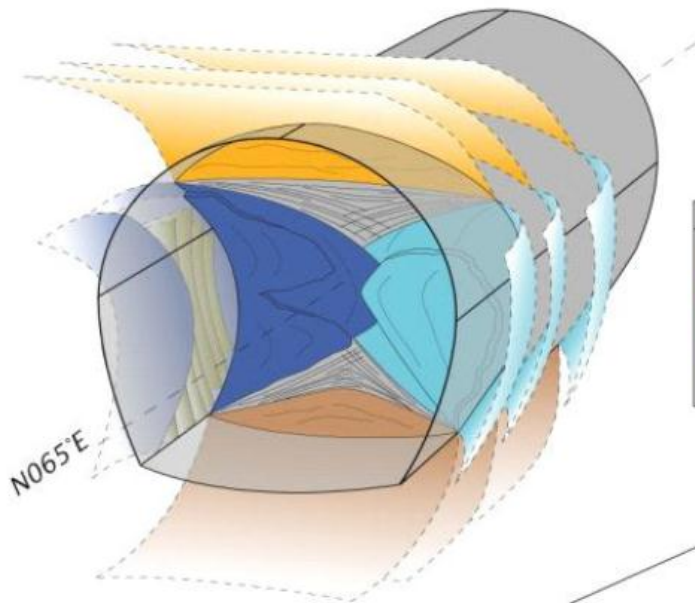




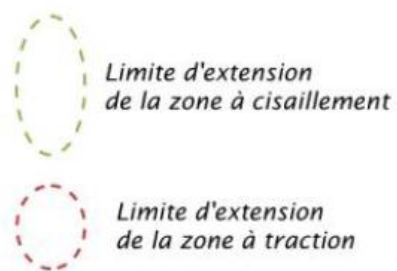
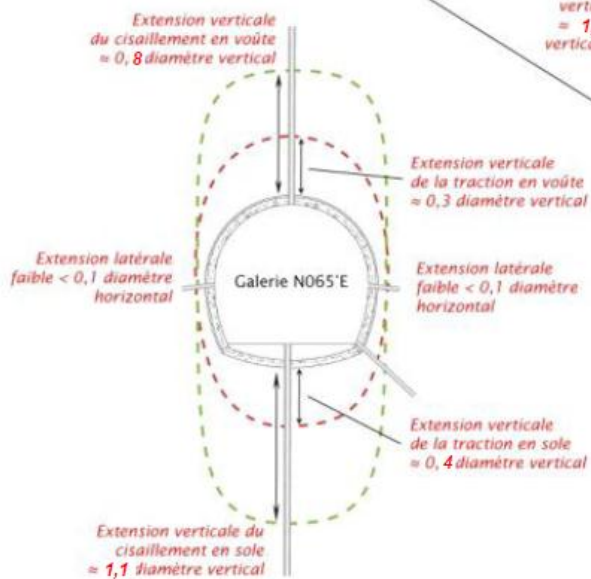
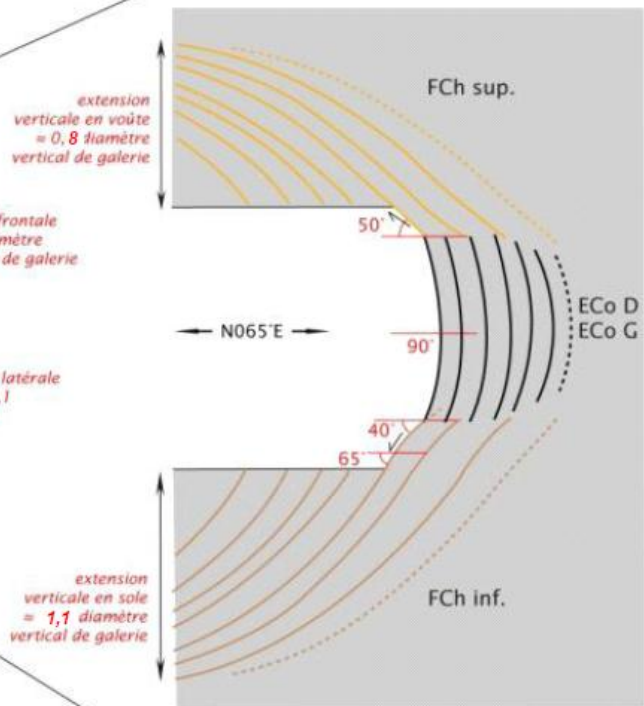
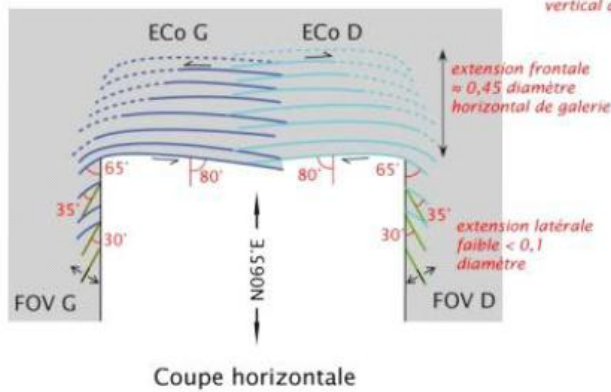
Annexe 10 : Caractérisation géologique de l'EDZ en galerie SDZ

D'après Cruchaudet et Noiret (2011)

Modèle de fracturation induite en galeries orientées N065°E



Structures au front	
	Fracture en chevron inférieure (FCh inf)
	Fracture en chevron supérieure (FCh sup)
	Ecaillage concave droit (ECo D)
	Ecaillage concave gauche (ECo G)
	Fractures obliques sub-verticales gauches (FOV G)



AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur Robert CHARLIER, Professeur, Université de Liège

Monsieur Dashnor HOXHA, Professeur, Université d'Orléans

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur GUILLON Théophile

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

**"Comportement hydromécanique des argilites du Callovo-Oxfordien lors de cycles de
désaturation-resaturation. "**

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Intitulé du doctorat : « **Mécanique - Génie Civil** »

Fait à Vandoeuvre, le 01 Décembre 2011

Le Président de l'I.N.P.L.,

F. LAURENT



Résumé

Les propriétés des argilites du Callovo-Oxfordien les désignent comme une barrière naturelle sûre pour le stockage de déchets radioactifs. Afin d'optimiser la prédiction de leur comportement, leur réponse à diverses sollicitations à court et long termes est étudiée. Notamment, lors de la phase d'exploitation, l'air ventilé dans les galeries n'est pas à l'équilibre hydrique avec la roche et peut perturber ses propriétés hydromécaniques (HM). Il semble alors essentiel de caractériser la réponse HM de la roche à des sollicitations hydriques.

La démarche adoptée consiste à proposer un modèle physique adéquat, sur la base d'essais au laboratoire. L'essai de séchage est retenu puisqu'il permet d'étudier la réponse des échantillons en conditions non-saturées. A partir des résultats HM, un modèle élastique 2D isotrope est proposé, puis est élevé à la 3D avec un module de Young isotrope transverse. Ensuite, les données expérimentales servent à estimer certains paramètres poroélastiques et de transfert du modèle. Cette étape est accomplie par procédure inverse (minimisation de l'erreur mesures-calculs). Enfin, une modélisation 2D du comportement *in situ* est proposée, et compare les prédictions de modèles plastique isotrope et élastique isotrope transverse.

Les simulations d'essais au laboratoire reproduisent assez bien les données expérimentales. Pour la modélisation *in situ*, une bonne corrélation est obtenue entre les prédictions et les mesures, et ce sans ajustement préalable des paramètres. Toutefois, le modèle souligne une influence limitée de la plasticité à l'échelle du laboratoire, alors que les phénomènes dissipatifs sont marqués *in situ*. Les modélisations 3D au laboratoire ne donnent pas de résultats plus fins qu'en 2D, mais reproduisent plus de données expérimentales (variations de masse, déformations axiales et latérales). De plus, injecter plusieurs types de données dans la formulation inverse permet d'améliorer la précision de l'algorithme. Par ailleurs, une meilleure stabilité de l'algorithme est obtenue en adoptant une convergence en deux étapes (simplex, puis méthode de type gradient). Les estimations numériques des paramètres corroborent les mesures expérimentales obtenues par ailleurs.

Mots-clés

Couplage hydromécanique – essai de séchage – modélisation *in situ* – éléments finis – méthode inverse – faible perméabilité – milieu non saturé

Abstract

The Callovo-Oxfordian claystones' properties make them reliable as a geological barrier for the confinement of radioactive wastes. In order to optimally predict their behavior, how they respond to various short and long terms loadings has to be studied. Particularly during the exploitation phase, air is continuously ventilated throughout the galleries. The climatic properties of this air are not balanced with those of the rock, and may perturb its hydromechanical (HM) attributes. Thus, assessing the HM response of the rock under hydric loading seems to be a priority.

This dissertation begins with laboratory tests to propose an appropriate physical model. Drying tests were studied as they focus on the HM response of samples undergoing hydric loadings. A first 2D isotropic model is proposed, and then enhanced to 3D by considering a transversely isotropic Young modulus. Secondly, experimental results provide relevant data to estimate poroelastic and transport parameters involved in the model. Estimation is achieved according to an inverse procedure, which minimizes the error between measurements and model predictions. Finally, a real-size test is simulated using 2D models: an isotropic plastic one and a transversely isotropic elastic one.

Model predictions reproduce well the laboratory tests data. When simulating the *in situ* behavior, a rather good agreement is obtained between the numerical and experimental results (although using the parameters estimated at the laboratory scale). However, the model highlights a limited influence of plasticity in the laboratory tests, while dissipative phenomena obviously occur *in situ*. 3D laboratory simulations do not improve the precision of 2D results, but reproduce more experimental data (mass variations, axial and lateral strains). Moreover, the inversion process is more efficient when ran over various kinds of data. Furthermore, stability of the algorithm is improved when adopting a two-phase convergence (simplex, followed by a gradient-like method). Numerical estimates of the parameters are in agreement with the direct experimental measurements obtained through other tests.

Keywords

Hydromechanical coupling – drying test – *in situ* modeling – finite elements – inverse method – low-permeability – unsaturated medium