



HAL
open science

Écrouissage thermique des argiles saturées : application au stockage des déchets radioactifs

Jean-Marc Picard

► **To cite this version:**

Jean-Marc Picard. Écrouissage thermique des argiles saturées : application au stockage des déchets radioactifs. Matériaux. Ecole nationale des ponts et chaussées - ENPC PARIS / MARNE LA VALLEE, 1994. Français. NNT : . pastel-00574024

HAL Id: pastel-00574024

<https://pastel.hal.science/pastel-00574024>

Submitted on 7 Mar 2011

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.

NS 18 466 (4)

X

Thèse de Doctorat de l'École Nationale des Ponts et Chaussées

présentée par

Jean-Marc PICARD

en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR

DE

L'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

Spécialité :

Géotechnique

Sujet de la Thèse :

**ECROUISSAGE THERMIQUE
DES ARGILES SATUREES :
APPLICATION AU STOCKAGE
DE DÉCHETS RADIOACTIFS.**

Soutenue à Paris le 19 décembre 1994 devant le jury composé de Messieurs :

Ghislain de MARSILY	Président
Emmanuel DETOURNAY	Rapporteur
Antonio GENS	Rapporteur
Denis AUBRY	Examineur
Olivier COUSSY	Examineur
Yves KALUZNY	Examineur
Gilles ROUSSET	Examineur

10



A Florence et à notre aînée.

Si le souhait de faire une thèse correspond à un projet personnel, sa réalisation dépend également de l'aide et du soutien de nombreuses personnes. Ces remerciements sont l'occasion de souligner l'importance de ces contributions et d'exprimer en cela ma reconnaissance pour le cadre de travail exceptionnel dont j'ai bénéficié au Groupement pour l'Étude des Structures Souterraines de Stockage (G.3S) et au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC).

Je remercie tout d'abord Ghislain de MARSILY qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Je lui suis reconnaissant pour le temps qu'il a consacré à la lecture approfondie du rapport malgré un emploi du temps chargé, et pour l'attention qu'il a porté à ce travail.

Mes remerciements s'adressent ensuite à Antonio GENS et Emmanuel DETOURNAY qui ont aimablement accepté d'être rapporteurs de cette thèse, ainsi qu'à Denis AUBRY, pour les remarques pertinentes dont ils m'ont fait part.

Yves KALUZNY en participant au jury de thèse a exprimé l'intérêt de l'Agence Nationale pour la Gestion des Déchets Radioactifs pour des travaux de recherche tournés vers les applications. Je lui adresse mes plus vifs remerciements, ainsi qu'aux équipes de l'ANDRA pour le soutien efficace qu'ils ont apporté à la réalisation des essais in situ analysés dans cette thèse.

Ces essais ont exigé un investissement financier de longue durée de la part de la Commission des Communautés Européennes et de l'ANDRA. Je veux remercier leurs représentants pour la confiance qu'ils m'ont accordée lors du suivi de ces essais, confiance qu'ils ont renouvelée ensuite pour l'interprétation des essais. Je tiens de plus à dire le plaisir que j'ai eu à travailler avec d'autres intervenants sur ce projet, en particulier Behrooz BAZARGRAN à G.3S et toute l'équipe Géotechnique du Centre d'Essais Nucléaires de Mol en Belgique.

Olivier COUSSY a dirigé cette recherche avec enthousiasme depuis le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées. Sa rigueur scientifique associée à ses qualités humaines m'ont permis de progresser sans heurts vers une meilleure compréhension de la mécanique des matériaux. Je lui suis particulièrement reconnaissant pour toute l'aide qu'il m'a apportée, ainsi que pour la passion qui l'anime. Mes remerciements vont également vers les autres membres de l'équipe du service de mécanique du LCPC, et en particulier Thierry LASSABATERE et Patrick DANGLA qui partagent le même enthousiasme.

Ce travail doit beaucoup à Tomasz HUECKEL dont les travaux ont fait progresser nos connaissances sur le comportement des argiles. J'ai été très heureux des discussions fructueuses que nous avons eues ensemble au cours de mon séjour à DUKE University et je le remercie chaleureusement pour cette invitation.

De nombreux collègues ont enrichi ce travail par leurs remarques, leurs suggestions ou simplement par une ambiance chaleureuse. Parmi eux, je remercie très vivement Luc THOREL, Albert GIRAUD, Denise BERNAUD, Irini DJERAN-MAIGRE, Ahmad POUYA et Mehdi GHOREYCHI à G.3S ainsi que Alain MILLARD au Centre d'Études Atomiques.

Je remercie tout particulièrement Gilles ROUSSET qui est en grande partie à l'initiative de cette thèse. Il m'a introduit dans plusieurs projets de recherches Européens et m'a toujours apporté son soutien dans ces actions. Son dynamisme et ses suggestions avisées ont permis la réalisation effective de ce travail.

Je remercie enfin mes parents et amis pour leur soutien, et surtout Florence à qui je dédie ce mémoire.

SOMMAIRE

Résumé	V
Liste des figures	VII
Liste des tableaux.....	XI
Liste des symboles	XIII
I. QUELQUES ASPECTS DU STOCKAGE DES DÉCHETS RADIOACTIFS EN FORMATION GÉOLOGIQUE PROFONDE. ...	3
I.1. Les déchets radioactifs.....	4
I.1.1 Volume et origine des déchets radioactifs.....	4
I.1.2 Les déchets radioactifs à vie longue.....	5
I.2. Principes généraux d'une gestion des déchets radioactifs.....	6
I.3. Problèmes spécifiques aux déchets à vie longue.....	7
I.3.1 Le stockage en souterrain dans des formations géologiques profondes.....	8
I.3.2 Considérations temporelles pour un stockage en souterrain.....	9
I.3.3 Le rôle des études géotechniques.....	10
I.4. Comment parvenir à une modélisation pertinente.....	11
I.4.1 Le rôle de l'expérimentation	11
I.4.2 Les recherches en amont.....	12
I.4.3 La coopération internationale.....	12
I.5. Que contient ce travail de thèse.....	13
II. LA TEMPÉRATURE DANS LES MODÈLES DE PLASTICITÉ.	19
II.1. Introduction.....	19
II.2. Un état des lieux.....	20
II.3. Description des écrouissages thermiques.....	22
II.3.1. Le domaine d'élasticité dans un cadre thermomécanique.....	23
II.3.2. Ecrouissages du domaine d'élasticité.....	25
II.4. Quelques aspects thermodynamiques de l'écrouissage thermique.....	32
II.4.1. Notions thermodynamiques.....	33
II.4.2. Les équations d'état de la plasticité.....	37
II.4.3. Les couplages thermomécaniques associés à l'écrouissage thermique.....	42
II.5. Le comportement élastoplastique avec écrouissage thermique.....	47

II.5.1. Directions d'écoulement.....	47
II.5.2. Module d'écrouissage et charge plastique.....	49
II.5.3. Règles d'écoulement.....	50
II.5.4. Tenseur de dilatation élastoplastique tangent.....	54
II.5.5. Stabilité thermodynamique.....	56
II.5.6. La détermination expérimentale des variables d'écrouissages.....	58
III. COMPORTEMENT THERMOMÉCANIQUE DES ARGILES.....	65
III.1. Description microscopique des argiles.....	65
III.1.1. Caractérisation physique d'une argile.....	65
III.1.2. Influence de la température sur la pression de double couche diffuse.....	72
III.1.3. Conclusion.....	75
III.2. Introduction au comportement thermomécanique macroscopique.....	77
III.2.1. Equations d'état du comportement thermoporoélastique.....	77
III.2.2. Les coefficients de dilatation thermique.....	79
III.2.3. Contraintes effectives dans les argiles.....	81
III.3. Écrouissage thermique des argiles.....	82
III.3.1. Les essais de Campanella & Mitchell revisités.....	82
III.3.2. Les évidences expérimentales des propriétés de l'écrouissage thermique.....	87
III.3.3. Influence de la température sur les effets différés.....	94
IV. EXTENSION THERMOMÉCANIQUE DU MODÈLE CAM CLAY. .	101
IV.1. Extension thermomécanique du modèle plastique Cam clay.....	101
IV.1.1. Description du modèle Cam clay.....	102
IV.1.2. Extension du modèle Cam clay pour des chargements thermiques.....	107
IV.1.3. Les quantités thermodynamiques associées à l'écrouissage thermique.....	110
IV.2. Caractérisation de l'argile de Boom en laboratoire.....	111
IV.2.1. Caractéristiques de l'argile de Boom.....	112
IV.2.2. Résultats d'essais de laboratoire en condition isotherme.....	114
IV.2.3. Sensibilité en température des quantités élastiques.....	118
IV.2.4. Sensibilité en température des grandeurs plastiques.....	121
IV.3. Simulations numériques.....	125
IV.3.1. Jeu de paramètres Cam clay pour l'argile de Boom.....	125
IV.3.2. Simulation de l'écrouissage thermique gêné en condition isotrope.....	127
IV.3.2. Simulation des essais oedométriques.....	128
IV.3.3. Simulation des essais déviatoriques à partir d'un état surconsolidé.....	129
V. CALCUL D'UN DÉGAGEMENT DE CHALEUR EN MILIEU	
INFINI.....	133

V.1. Problème d'évolution thermoporomécanique quasi-statique.....	133
V.1.1. Lois de conduction hydraulique et thermique.....	133
V.1.2. Formulation d'un problème d'évolution thermoporomécanique quasi-statique.....	135
V.2. Couplages thermohydromécaniques pour un dégagement de chaleur en milieu infini.	138
V.2.1. Hypothèse de découplage thermique.	138
V.2.2. Calcul linéaire d'un dégagement de chaleur en milieu infini.	139
V.2.3. Effets de la poroplasticité.....	144
V.2.4. Couplages secondaires en présence de non-linéarités élastiques.	145
V.3. Calcul thermoporoplastique d'une couche de sol chauffée.....	146
V.3.1. Description de l'étude.....	146
V.3.2. Calculs élastiques linéaires.....	147
V.3.2. Calculs plastiques avec écrouissage thermique.....	152
V.3.3. Conclusion.....	159
VI. ANALYSE DES ESSAIS IN SITU CACTUS.....	163
VI.1. Présentation du projet "CACTUS"	163
VI.1.1. Objectifs généraux de l'essai "CACTUS"	163
VI.1.2. Présentation des essais in situ CACTUS	164
VI.1.3. Vue générale de l'instrumentation	165
VI.1.4. Procédures de mise en place des sondes "CACTUS"	168
VI.1.5. Dates des travaux et chargements thermiques.	169
VI.2. Mesures in situ avant la phase de chauffage.....	171
VI.2.1. Etat initial (avant excavation).....	171
VI.2.2. Effets de l'excavation du puits central.....	173
VI.2.3. Calcul de la décharge mécanique due à l'excavation.	175
VI.2.4. Evolutions différées après le rebouchage du puits.....	177
VI.2.5. Bilan de la phase isotherme.....	178
VI.3. Comportement du massif au cours des cycles thermiques.....	179
VI.3.1. Champ de température.....	179
VI.3.2. Evolution de la pression interstitielle.....	181
VI.3.3. Evolution des autres paramètres.	183
VI.3.4. Synthèse	187
VI.4. Conclusion	191
VII. MODÉLISATION DES ESSAIS IN SITU	195
VII.1. Modélisation des phases d'excavation et de reconsolidation.....	195
VII.1.1. Présentation des calculs.....	195
VII.1.2. Analyse des résultats de calculs.....	200

VII.1.3. Comparaison avec les essais in situ.....	208
VII.1.4. Bilan de l'étude de la phase isotherme.	211
VII.2. Modélisation de la phase de chauffage.....	212
VII.2.1. Résultats thermoporoplastiques.	212
VII.2.2. Analyse thermoporélastique de la phase de chauffage.....	216
VII.2.3. Un premier bilan de l'étude de la phase thermique.....	223
VII.2.4. Analyse de sensibilité.....	223
VII.3. Conclusion.....	227
CONCLUSION GÉNÉRALE.....	231
BIBLIOGRAPHIE.	237
ANNEXES.....	243
Annexe 1. Extension aux milieux poreux saturés.....	245
Annexe 2. Stabilité thermodynamique du modèle plastique écroissable thermiquement.....	253
Annexe 3. Formulation incrémentale de la plasticité avec écroissage thermique.....	257
Annexe 4. Calcul de la pression d'interaction de double couche.....	263
Annexe 5. Ecroissage thermique en viscoplasticité.....	267
Annexe 6. Un modèle "ad hoc" pour l'argile de Mol surconsolidée.....	273
Annexe 7. Description de l'instrumentation des essais CACTUS.....	275
Annexe 8 : Caractéristiques des matériaux des essais CACTUS.....	279
Annexe 9. Effets de la dépendance en température des caractéristiques de l'eau.....	281

RÉSUMÉ

Les argiles soumises à une charge mécanique constante et à une lente élévation de température donnent lieu généralement à une contraction irréversible. Ce phénomène est interprété par une variation des limites d'élasticité avec la température appelée écouissage thermique. Une formulation du comportement plastique compatible avec les principes de la thermodynamique montre que ces effets de la température en plasticité reposent sur un couplage particulier où intervient la chaleur latente de transformation de l'état d'écouissage du matériau. Une extension thermomécanique simple du modèle Cam clay est proposée pour l'étude du comportement thermomécanique des argiles saturées. Une analyse d'essais de laboratoire déjà publiés illustrent la pertinence de ces concepts.

Des argiles issues de formations géologiques profondes susceptibles de recevoir un stockage de déchets radioactifs présentent un écouissage thermique en laboratoire. Les conséquences pour un stockage sont évaluées par des modélisations et par des essais in situ menés dans un laboratoire souterrain. Les mesures faites autour d'une sonde chauffante révèlent l'importance des couplages thermohydromécaniques au sein d'un massif argileux. Les modélisations donnent une interprétation cohérente des mesures in situ. L'accent est mis sur les interactions entre les diverses phases d'un essai : excavation, reconsolidation du massif puis chauffage. Ces analyses montrent que l'écouissage thermique se manifeste peu dans ces essais. En revanche, les couplages thermohydromécaniques de nature élastique sont nettement plus importants que ceux prévus d'après les essais triaxiaux classiques, ce que l'on attribue la raideur accrue de ce matériau lorsqu'il subit de très faibles déformations.

ABSTRACT

Saturated clays submitted to constant mechanical loading and slow temperature increase frequently undergo irreversible contractions. This phenomena is described here by means of a change of plastic limits induced by temperature only, called thermal hardening. Constitutive laws adapted to this kind of plastic behaviour can be formulated within a general framework that satisfies thermodynamical principles. It shows that this coupling results from the presence of a latent heat during the isothermal hardening of plastic limits. A thermomechanical extension of Cam clay model is then proposed and used in the analysis of laboratory thermomechanical tests performed on clay materials. Making use of tests already published, we show the adequacy of the concept of thermal hardening for clay behaviour.

Some clay from deep geological formation considered for the disposal of radioactive waste exhibit thermal hardening in laboratory tests. The consequences for the underground storage facilities during the thermal loading created by the waste are investigated by means of in situ tests as well as numerical computation. The measurement around a heating probe buried in the clay mass demonstrate the significance of thermohydromechanical couplings. An accurate understanding of in situ measurements is achieved by means of numerical modeling in which the interaction between the various loading of the tests (excavation, pore pressure seepage, and heating) is carefully taken into account. Thermal hardening of the clay appears to be of little influence in these in situ tests. On the other hand, the magnitude of thermohydromechanical couplings observed in situ are higher than might have been expected from laboratory tests. A more accurate prediction is obtained if one takes into account the more stiffer behaviour of clays when they are subjected to small deformations.

LISTE DES FIGURES

Chapitre 1.

Figure 2 : Puissance thermique émise par un fût de déchet vitrifié de haute activité.	6
Figure 3 : Schéma d'un site de stockage souterrain.	9

Chapitre 2.

Figure 1 : Évolution thermoélastique.	23
Figure 2 : Évolution plastique en thermomécanique.	24
Figure 3 : Domaine d'élasticité initial.	25
Figure 4 : Ecrouissage au cours d'un chargement isotherme.	26
Figure 5 : Mise en évidence d'une modification de la limite d'élasticité avec la température.	27
Figure 6 : Restauration de la limite d'élasticité.	28
Figure 7 : Domaines d'élasticité thermoextensible et thermorétrécissant.	29
Figure 8 : Ecrouissage et déformation plastique au cours d'un cycle thermique.	30
Figure 9 : Évolutions du domaine d'élasticité au cours du chargement.	31
Figure 10 : Évolutions du domaine d'élasticité au cours du déchargement.	31
Figure 11 : Trajets de chargement réel et perturbé.	32
Figure 12 : Variation du domaine d'élasticité et paramètres d'écrouissage.	38
Figure 13 : Système rhéologique plastique écrouissable.	41
Figure 14 : Evolutions plastiques avec un module d'écrouissage positif.	50
Figure 15 : Evolution plastique avec un module d'écrouissage positif.	51
Figure 16 : Evolutions plastiques avec un module d'écrouissage négatif.	52
Figure 17 : Evolutions plastiques avec un module d'écrouissage négatif.	53
Figure 18 : Evolutions plastiques avec un module d'écrouissage nul.	54
Figure 19 : Situation initiale et situation perturbée.	56

Chapitre 3.

Figure 1 : Schéma de la structure cristalline des feuillets minéraux argileux.	66
Figure 2 : Photographie au microscope électronique d'une kaolinite et d'une illite.	70
Figure 3 : Photographie au microscope électronique d'une smectite.	70
Figure 4 : Représentation schématique de deux particules en interaction.	73
Figure 5 : Pression d'interaction entre deux plaques en fonction de la distance entre plaques.	74
Figure 6 : Pression d'interaction entre deux plaques en fonction de la charge surfacique.	75
Figure 7 : Mesure du volume d'eau drainé en fonction de la température.	83

Figure 8 : Essais de consolidation isotrope à diverses températures.....	84
Figure 9 : Comparaison entre essai et modèle pour les mesures du volume d'eau drainé	87
Figure 10 : Effet d'un cycle de chauffage et de refroidissement.....	88
Figure 11 : Interprétation des résultats d'essais par un phénomène d'écrouissage thermique.....	89
Figure 11a : Écrouissage thermique libre dans des essais oedométriques.....	90
Figure 12 : Influence du taux de surconsolidation sur les contractions irréversibles	91
Figure 13 : Essais sur une argile marine à grande profondeur (Desmars et Charles 1982).	93
Figure 14 : Essais sur une argile noire (Despax 1976).....	93
Figure 15 : Essai de fluage oedométrique avec paliers de température sur l'argile de Limay.....	96
Figure 16 : Evolution du taux de consolidation secondaire lors des essais de fluage.....	97
Figure 17 : Interprétation des effets de la température sur le comportement différé.....	98

Chapitre 4.

Figure 1 : Schéma des écrouissages au cours d'un trajet de chargement déviatorique.....	103
Figure 2 : Principales caractéristiques du modèle plastique Cam clay.....	105
Figure 3 : Évolutions du domaine d'élasticité au cours des écrouissages thermiques libres.....	108
Figure 4 : Analyse d'essais oedométriques drainés effectués à température ambiante	115
Figure 5 : Analyse de résultats d'essais déviatoriques drainés.	117
Figure 6 : Courbes de déchargement isotrope drainé à diverses températures.....	119
Figure 7 : Essais triaxiaux déviatoriques réalisés par l'ISMES,	120
Figure 8 : Mesure de déformation volumique.....	120
Figure 9 : Interprétation de la perte de la phase de radoucissement	122
Figure 10 : Déformation volumique en fonction de la température.....	123
Figure 11 : Comparaison entre essais en température et calculs Cam clay.....	127
Figure 12 : Variante du calcul précédent. Le coefficient u est choisi égal à 30 au lieu de 12.6.	128
Figure 13 : Simulation des essais de Horseman et al. avec le modèle Cam clay.....	129
Figure 14 : Simulation des essais triaxiaux avec les paramètres standards.....	130
Figure 15 : Simulation des essais triaxiaux avec les paramètres standards.....	130

Chapitre 5.

Figure 1 : Le vecteur courant relatif de masse fluide w	134
Figure 2 : Définition des conditions aux limites pour un problème thermoporomécanique.....	137
Figure 3 : Schéma des couplages thermohydromécaniques.....	139
Figure 4 : Superposition spatiale de n sources de chaleur.....	140
Figure 5 : Construction géométrique de la valeur de la pression	143
Figure 6: Viscosité et coefficient de dilatation volumique de l'eau en fonction de la température.....	145
Figure 7 : Approximation unidimensionnelle d'un stockage	146

Figure 7 : Profils de température (à droite) et de pression interstitielle (à gauche).....	149
Figure 8 : Déplacement vertical dans le massif.....	150
Figure 9 : Influence du drainage sur le soulèvement du sol.	151
Figure 10 : Profil de surpression pour le modèle plastique avec écrouissage thermique.e.....	153
Figure 11 : Profils de déformation plastique pour le calcul plastique avec écrouissage thermique (drainage en surface).....	154
Figure 12 : Déformations et déplacements résiduels après refroidissement.....	155
Figure 13 : Soulèvement au sol en fonction du temps suivant plusieurs hypothèses de calculs.....	156
Figure 14 : Trajets de chargement en un point au coeur du stockage.	157

Chapitre 6.

Figure 1: Laboratoire souterrain de Mol. Emplacement des 2 sondes "CACTUS"	164
Figure 2 : Schéma de principe d'un essai "CACTUS".	165
Figure 3 : Vue en élévation des capteurs de l'essai "CACTUS 1".....	166
Figure 4: Vue en élévation des capteurs de l'essai "CACTUS 2".....	166
Figure 5 : Position des forages au niveau du plan médian de la sonde.	167
Figure 6 : Schéma de mise en place de la sonde "CACTUS 1"	169
Figure 7 : Evolutions des contraintes, du déviateur et de la pression interstitielle.....	173
Figure 8 : Profil des contraintes lors de l'excavation obtenu par un calcul simplifié	176
Figure 9 Évolution hydromécanique dans le massif et dans la boue de colmatage	177
Figure 10 : Évolution hydromécanique dans le massif et dans la boue de colmatage	178
Figure 11 : Evolution de la température dans le massif ("CACTUS 1 et 2")......	180
Figure 12 : Evolution des pressions interstitielles ("CACTUS 1 et 2").....	181
Figure 13 : A gauche, évolution comparée de la pression et de la température	182
Figure 14 : Evolution des contraintes radiales dans le massif (essais 1 et 2).....	183
Figure 15 : Evolution des contraintes orthoradiales dans le massif (essais 1 et 2).....	184
Figure 16 : Mesure de déplacement lors du chauffage et lors du refroidissement	185
Figure 17 : Evolution comparée des contraintes et de la température dans le massif.....	188
Figure 18 : Evolution de l'état de contrainte en un point du massif	189

Chapitre 7.

Figure 1 : Conditions aux limites et taille du domaine étudié.....	197
Figure 2: Maillage du calcul, seul les éléments du massif argileux sont représentés.....	198
Figure 3 : Contour du puits avant et après excavation.	200
Figure 4: Profil sur une coupe horizontale en fin d'excavation.....	201
Figure 5: Profil sur une coupe horizontale en fin d'excavation.....	202
Figure 6: Profil de pression pendant la reconsolidation.	203
Figure 7: A gauche : Profil de contraintes totales après reconsolidation (100 jours).....	204

Figure 8: Trajet de chargement en $r = 25$ cm, Trajet de chargement en $r = 56$ cm.....	205
Figure 9 : Résultats obtenus avec le modèle Drucker-Prager.....	207
Figure 10 : Résultats obtenus avec le modèle Drucker-Prager-.....	207
Figure 11 : Trajet de chargement pour le calcul avec le modèle Drucker-Prager.....	208
Figure 12 : Comparaison des évolutions des pressions interstitielles.....	209
Figure 13 : Comparaison des évolutions des contraintes.	210
Figure 14 : Profils de température et de déformation plastique suivant une coupe horizontale.....	213
Figure 15 : Comparaison entre essai et calculs.	214
Figure 16 : Contraintes totales dans le forage S1SMB, $r=150$ cm (CACTUS 1, 2ème chauffage)	214
Figure 17 : Détermination des modules élastiques	217
Figure 18 : Comparaison des élévations de température entre mesures et calculs	218
Figure 19 : Isovaleurs de température après 50 jours (à gauche) et 300 jours (à droite) de chauffage.....	219
Figure 21 : Schéma des écoulements hydrauliques au sein du milieu argileux	220
Figure 22 : Evolution des surpressions interstitielles.....	221
Figure 23 : Évolution des contraintes dans le massif argileux	221
Figure 24 : Détail de l'évolution des contraintes orthoradiales au début du chauffage	222
Figure 25 : Sensibilité des calculs de pression interstitielle (à gauche $r=0.58$ m, à droite $r=1.50$ m)	225
Figure 26 : Sensibilité des calculs de contraintes dans le massif.....	226
Figure 27 : Evolution de la pression (à gauche) et de la contrainte radiale (à droite).....	227

Annexes.

Figure A1.1 : Domaine d'élasticité d'un matériau poreux	249
Figure A5.1 : Evolution différée du seuil de plasticité et de la déformation viscoplastique en fonction de plusieurs valeurs de g	269
Figure A5.2 : Résultats d'essais et interprétation de la consolidation retardée par Bjerrum. Le rapport de surconsolidation est proportionnel au logarithme du temps écoulé depuis la fin du dépôt des sédiments argileux. (translation des courbes de consolidation). (Boisson, Billote Norotte d'après Bjeerum 72).....	269
Figure A6.1 : Modèle plastiques Drucker Prager non associé sans dilatance avec écrouissage cinématique en fonction de la distorsion plastique.....	273
Figure A6.2 : Simulation avec un modèle Drucker-Prager écrouissable en fonction de la cohésion.....	274
Figure A9.1 : Variations en température des caractéristiques de l'argile dans l'étude non linéaire.....	281
Figure A9.2 : Evolutions de la pression lorsque les caractéristiques du massif sont fonction de la température (à gauche chauffage, à droite refroidissement)	282

LISTE DES TABLEAUX

Chapitre 1.

Tableau 1 : origine, nature et volume des déchets radioactifs.....	4
--	---

Chapitre 2.

Tableau 1 : Caractéristiques de quelques argiles	68
--	----

Chapitre 3.

Tableau 1 : Effets de la température sur les paramètres hydromécaniques	80
Tableau 2 : Estimation des caractéristiques thermoporoélastiques des échantillons d'illite.....	86

Chapitre 4.

Tableau 1 : Répartition des principaux composés minéraux d'après le British Geological Survey	112
Tableau 2 : Répartition des principaux composés minéraux d'après l'étude Archimède.....	112
Tableau 3 : Limites d'Attenberg de l'argile de Boom.....	113
Tableau 4 : Paramètres "usuels" du comportement de l'argile de Boom avec un modèle Cam clay écouissable en température.	126

Chapitre 5.

Tableau 1 : Récapitulatif des équations de champs et des inconnues.....	137
Tableau 2 : Modèle thermoporoélastique linéaire isotrope pour l'argile dans cette étude.....	148

Chapitre 6.

Tableau 1 : Principaux événements de l'essai "CACTUS 1". Les n° de jours sont comptés depuis le 01/01/90.....	170
Tableau 2 : Principaux événements de l'essai "CACTUS 2". Les n° de jours sont comptés depuis le 01/01/90.....	170
Tableau 3 : Mesures hydromécaniques avant excavation du puits central ("CACTUS 1").....	171
Tableau 4 : Mesures hydromécaniques avant excavation du puits central ("CACTUS 2").....	171
Tableau 5 : Variations de contraintes (en compression) lors de l'excavation du puits central ("CACTUS 1").	174
Tableau 6 : Estimation du rayon plastique et de la décharge en paroi ($r=0,25m$) obtenus à partir des mesures de déviateurs.	176
Tableau 7: Températures maximales atteintes dans les différents forages.....	179
Tableau 8 : Variation des pressions interstitielles au cours des phases de chauffage.....	181
Tableau 9: Moyenne des variations de contraintes lors des cycles de chauffage et refroidissement.....	184
Tableau 10 : Variations des teneurs en eau moyennes au cours des phases thermiques.....	187

Chapitre 7.

Tableau 1 : Caractéristiques thermoporoélastique tangentes de l'argile pour une contrainte effective de 1,5MPa.....	199
Tableau 2: Comparaison de quelques résultats des deux simulations.....	208
Tableau 3 : Caractéristiques de l'argile pour les calculs thermoporoélastiques des essais CACTUS.....	217
Tableau 4 : Fourchette de variation des caractéristiques de l'argile pour l'étude de sensibilité. Les valeurs de l'étude précédente sont en caractères gras.	224

Annexes.

Tableau A8.1 : Modèle thermoporoélastique linéaire pour la boue, caractéristiques générales.....	279
Tableau A8.2 : Modèle thermoélastique linéaire pour le polysol, caractéristiques générales.....	280
Tableau A8.3 : Modèle thermoélastique linéaire pour le béton, caractéristiques générales.....	280
Tableau A8.4 : Modèle thermoélastique linéaire pour la sonde, caractéristiques générales.....	280

LISTE DES SYMBOLES

α	: tenseur de dilatation thermique élastique
α^{tg}	: tenseur de dilatation thermique tangente
α	: coefficient de dilatation thermique linéique en condition non drainée
α_{fl}	: coefficient de dilatation thermique linéique du fluide interstitiel
α_m	: coefficient d'apport de masse fluide thermique drainé isochore
α_o	: coefficient de dilatation thermique linéique en condition drainée
α_p	: coefficient thermique de dilatation "plastique"
α_s	: coefficient de dilatation thermique linéique du constituant du squelette
b	: coefficient de Biot.
B_S	: coefficient de Skempton
χ	: variables internes caractérisant l'état d'érouissage.
C_σ	: capacité calorifique volumique élastique à contraintes constantes.
C_σ^{tg}	: capacité calorifique volumique tangente à contraintes constantes.
C_ϵ	: capacité calorifique volumique non drainé à déformation constante
Δ	: tenseur de déformation de Green-Lagrange
D_I	: dissipation intrinsèque
D_H	: diffusivité hydraulique
D_T	: diffusivité thermique
Div	: opérateur divergence sur la configuration initiale
div	: opérateur divergence sur la configuration actuelle
\mathcal{E}	: énergie interne volumique
e_o	: indice des vides initial
ϵ_o	: permittivité du vide
ϵ_r	: permittivité relative de l'eau
ϵ	: tenseur de déformation linéarisé
ϵ^e	: tenseur de déformation élastique
ϵ^p	: tenseur de déformation plastique
E_o	: module d'Young en condition drainée
F	: forces de masse
$f(\sigma, \zeta)$: fonction critère de plasticité
ϕ_o	: porosité initiale
Φ_H	: dissipation hydraulique
Φ_T	: dissipation thermique

$g(\sigma, \zeta)$: potentiel d'écoulement des déformations plastiques
Grad	: opérateur gradient sur la configuration initiale
grad	: opérateur gradient sur la configuration actuelle
γ	: poids du milieu poreux
γ_w	: poids du fluide interstitiel
$H = - \frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial \chi} h\chi$: module d'écrouissage
$h = \frac{p}{\rho^flg} - z$: charge hydraulique
$h(\sigma, \zeta)$: potentiel d'écoulement des variables internes d'écrouissage.
(h_ε, h_χ)	: directions d'écoulement plastique
$H_T = \frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{L\chi}{T}$: coefficient d'écrouissage thermique
$\varphi(\varepsilon^e, \theta)$: énergie libre volumique élastique
K	: module d'incompressibilité non drainé isotherme
\mathbf{k}	: tenseur de perméabilité
κ	: tenseur de conductivité thermique
k	: coefficient de perméabilité
κ	: coefficient de conductivité thermique
k_h	: perméabilité hydraulique
ζ	: perméabilité intrinsèque
κ_e	: pente de décharge élastique dans le diagramme $e \Leftrightarrow \ln p$.
K_s	: module d'incompressibilité du constituant du squelette
$\Lambda = \frac{\partial p}{\partial \theta} \Big _{m=0, \text{ oedom.}}$: coefficient de couplage entre pression et température
$L\chi = -T \frac{\partial^2 V}{\partial \theta \partial \chi}$: chaleur latente de transformation de l'état d'écrouissage
λ_e	: pente de consolidation vierge dans le diagramme $e \Leftrightarrow \ln p$
λ_o	: module de Lamé en condition drainée
λ	: module de Lamé en condition non drainée
\mathcal{M}	: pente de la droite des états critiques (modèle Cam clay)
M	: module de Biot
m	: apport de masse fluide
μ	: module de cisaillement isotherme
ν_o	: coefficient de Poisson en condition drainée
ν	: coefficient de Poisson en condition non drainée
Π	: pression de double couche
$\bar{\pi}$: tenseur de contraintes de Piola-Kirchhoff
$p' = \frac{1}{3} \text{tr}(\sigma')$: contrainte effective moyenne

p_c	: pression de consolidation actuelle
p_{co}	: pression de consolidation initiale
\mathbf{Q}	: vecteur courant de chaleur en description lagrangienne
θ	: température
\mathbf{q}	: vecteur courant de chaleur en description eulérienne
$q = \sqrt{\frac{3}{2} [\text{dév}(\boldsymbol{\sigma}) : \text{dév}(\boldsymbol{\sigma})]}$: déviateur des contraintes
r	: masse volumique du milieu poreux dans l'état actuel
r_o	: masse volumique du milieu poreux dans un état de référence
ρ^{fl}	: masse volumique du fluide
rot	: opérateur rotationnel
r_p	: rayon plastique
ρ^∞	: concentration en sel à l'infini
S	: entropie volumique
$\boldsymbol{\sigma}$: tenseur de contraintes de Cauchy
$\boldsymbol{\sigma}^{\text{Terzaghi}}$: tenseur de contraintes effectives de Terzaghi
$S^b(\chi)$: entropie bloquée par écrouissage.
s^o_m	: entropie massique du fluide interstitiel dans un état de référence.
T	: température absolue
v	: coefficient d'écrouissage (modèle Cam clay)
$V(\chi, \theta)$: énergie bloquée par écrouissage.
\mathbf{w}	: vecteur courant de masse fluide
Ψ	: énergie libre volumique
ζ	: paramètres d'écrouissage

Chapitre 1

**QUELQUES ASPECTS DU
STOCKAGE DES DÉCHETS
RADIOACTIFS EN FORMATION
GÉOLOGIQUE PROFONDE.**

I. QUELQUES ASPECTS DU STOCKAGE DES DÉCHETS RADIOACTIFS EN FORMATION GÉOLOGIQUE PROFONDE.

L'industrie nucléaire suscite depuis sa création de vives inquiétudes quant à sa nocivité sur l'homme et sur l'environnement. En particulier, les déchets radioactifs ont été considérés très tôt comme une catégorie à part parmi les déchets industriels.

La nocivité intrinsèque de ces déchets pour les industriels et l'attention particulière du public à leur égard ont suscité la mise au point d'une procédure de gestion rigoureuse. Stade ultime de la gestion de certains de ces déchets, le stockage définitif de déchets à vie longue fait encore l'objet de nombreuses recherches, tant du point de vue de la faisabilité que de la sûreté des options actuellement envisagées.

Un aspect essentiel du stockage des déchets radioactifs à vie longue ou de certains déchets chimiques est son incidence à long terme sur l'environnement. L'activité des déchets s'exerce sur une longue période de temps, pour laquelle les études de sûreté fondées sur l'expérience acquise sont d'un intérêt limité. Ces temps extraordinairement longs constituent une difficulté majeure dans l'évaluation de la fiabilité des concepts de stockage.

La démonstration de la sûreté suit une démarche scientifique. Un effort particulier est fourni sur la compréhension des phénomènes physiques intervenant dans le processus de relâchement des éléments radioactifs dans la biosphère, afin de bien comprendre quelle sera l'évolution future du site de stockage.

Ces phénomènes physiques sont de plus en plus souvent appréhendés par des modèles complexes, non linéaires et couplés. Si l'on n'y prend pas garde, une complexité croissante d'un modèle se fait au détriment de son objectif premier, qui est de clarifier et hiérarchiser les phénomènes à représenter.

La notion de pertinence d'une modélisation se pose ici avec une acuité extrême.

I.1. Les déchets radioactifs.

I.1.1 Volume et origine des déchets radioactifs.

La définition des différentes catégories de déchets radioactifs varie d'un pays à l'autre. Selon l'intensité du rayonnement émis, on distingue les déchets de faible, de moyenne et de haute activité. Au sein des déchets de moyenne activité, les émetteurs de rayonnement alpha à vie longue forment une catégorie à part car ils nécessitent pour des raisons de sûreté un isolement de très longue durée.

Le tableau 1 donne une idée de l'origine, de la nature et du volume de ces déchets en Europe. La répartition par catégorie n'étant pas faite de manière identique dans tous les pays, les volumes concernant la période 91-95 sont donnés à titre indicatif.

Type de déchet	Origines principales	Exemples	Volume annuel en France	Volume annuel en Europe
Très faible activité	Exploitation minière - Dépôts anciens - Divers.	Déchets miniers des mines d'uranium - Paratonnerres - Détecteurs d'incendie.	-	-
Faible activité (cat. A)	Centrales nucléaires - Hôpitaux - Industrie - Recherche	Serviettes papier - Seringues usagées - Gants - Filtres à air.	25 000 m ³	80 000 m ³
Moyenne activité (cat. A)	Centrales nucléaires - Usines de retraitement - Hôpitaux - Industrie - Recherche	Fragments métalliques - Boues de retraitement - Résines - Sources de radio-isotopes usagées	(inclus dans les 25 000 m ³)	7 100 m ³
Émetteurs alpha (cat. B)	Fabrication du combustible - Usines de retraitement - Recherche.	Fragments métalliques - Boues de retraitement	2 700 m ³	7 000 m ³
Haute activité (cat. C)	Centrales nucléaires - Usine de retraitement	Déchets vitrifiés provenant du retraitement du combustible usé	100 m ³	180 m ³

Tableau 1 : origine, nature et volume des déchets radioactifs.¹

La production d'électricité d'origine nucléaire engendre la majeure partie des déchets radioactifs, mais elle n'est pas la seule origine des déchets, 15% du volume total provenant des

¹ Source 3^e rapport de la Commission Européenne. Les données ont été retraitées par pays suivant les hypothèses suivantes : lorsque les catégories B et C sont mélangées (cas de l'Allemagne), les volumes sont estimés sur la base de la France avec un ratio correspondant à la puissance nette installée des centrales nucléaires.

activités de recherche, de la médecine et de l'industrie [3]. A cela s'ajoutent les déchets liés aux activités militaires.

Le stockage dans des sites adaptés des déchets de faible et de moyenne activité (catégorie A) est en cours. Dans les pays de la communauté européenne, un total de 1,3 millions de m³ de ces déchets a été stocké au voisinage de la surface ou à grande profondeur, ce qui représente plus de 90% du volume produit (situation fin 1990 [7]).

Le volume des déchets radioactifs ne pose donc pas de problème particulier. Par comparaison, le volume des déchets industriels toxiques produits annuellement est près de 100 fois plus important [3].

Cependant, les déchets de catégorie B et C ne feront pas l'objet d'un stockage définitif avant plusieurs décennies. Les déchets les plus radioactifs doivent être refroidis plusieurs dizaines d'années avant de pouvoir être stockés. Pour cela, ils sont actuellement entreposés à proximité de l'usine de retraitement dans des puits spécialement aménagés.

I.1.2 Les déchets radioactifs à vie longue.

La chaîne de production électronucléaire alimente la quasi-totalité des déchets de haute activité et des émetteurs alpha. Les déchets de haute activité résultent du retraitement des combustibles usés, et les déchets alpha proviennent principalement des boues de retraitement et des gaines des combustibles. Ces déchets ne représentent que 10% environ du volume total des déchets, mais ils concentrent 90% de la radioactivité [7]. De plus, certains d'entre eux resteront radioactifs pendant plusieurs centaines de milliers d'années.

Tous les éléments radioactifs contenus dans les déchets de haute activité ne sont pas équivalents du point de vue de la toxicité. A long terme, on s'intéresse notamment aux transuraniens (appelés aussi actinides) résultant de la capture de neutrons par les noyaux d'uranium. Ces éléments, le neptunium, le plutonium, l'américium, le curium..., n'existent pas à l'état naturel et ce sont généralement des émetteurs alpha à durée de vie longue et parfois même très longue [3].

Un combustible standard à uranium enrichi à 3% produit 9,5 kg de plutonium pour une tonne d'uranium. Le retraitement actuel du combustible usé permet de séparer uranium et plutonium qui peuvent être ainsi recyclés pour d'autres combustibles ou pour l'armement atomique. Les résidus du retraitement sont incorporés dans une matrice de verre et ils constituent les déchets vitrifiés de haute activité. Sous l'effet de l'activité radiologique, ces déchets sont exothermiques (figure 1).

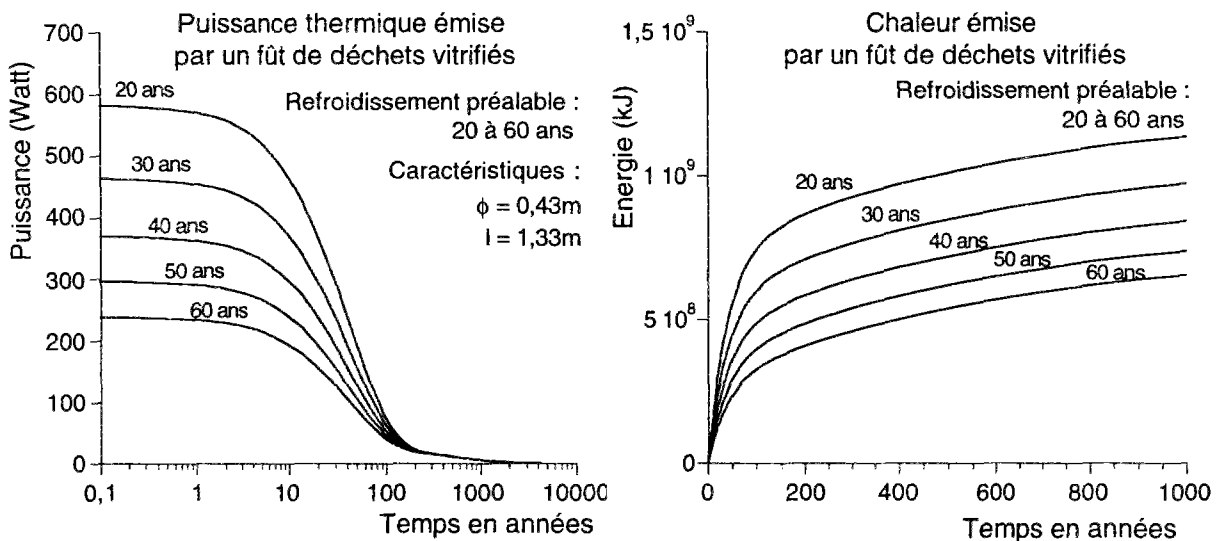


Figure 1 : Puissance thermique émise par un fût de déchets vitrifiés de haute activité. Un fût provient du retraitement de 1,33 tonne d'uranium métal initial [13].

Environ 1000 tonnes de combustibles usés sont déchargés chaque année des réacteurs nucléaires d'EDF. Le combustible usé n'est pas à proprement parler un déchet puisqu'il possède une utilité potentielle s'il subit un retraitement. Cependant avec l'arrêt du programme de surgénérateurs, le retraitement de tous les combustibles usés produit une quantité excédentaire de plutonium pour combustible nucléaire. Des alternatives au retraitement actuel sont envisagées, par exemple un retraitement poussé évoqué plus loin. Un stockage direct sans retraitement des combustibles usés est une solution retenue dans plusieurs pays (Suède, États-Unis, Canada, Finlande), et en ce cas ces matériaux sont à inclure parmi les déchets à vie longue [12].

1.2. Principes généraux d'une gestion des déchets radioactifs.

La gestion des déchets radioactifs s'inscrit dans un contexte large de protection de l'environnement et des ressources naturelles, auquel elle emprunte deux règles : information et participation du public, mise en oeuvre du principe du pollueur payeur.

D'autre part, les déchets radioactifs sont des produits sensibles et leur gestion contribue à la prévention du détournement des matières nucléaires.

Mais l'objectif fondamental de la gestion des déchets radioactifs est de protéger les générations actuelles et futures contre les risques possibles provoqués par les radioéléments.

Une séquence type de la gestion des déchets est faite des étapes suivantes [7] :

- collecte des déchets et tri par catégorie
- traitement (réduction de volume, incinération, décontamination...)
- conditionnement
- entreposage (en attente de stockage définitif)
- stockage définitif.

Il existe de nombreuses interactions selon les différentes options choisies à chacune de ces étapes. En l'absence d'un choix pour le stockage définitif, on peut opter par exemple pour une forme de conditionnement qui n'est adaptée qu'à l'entreposage.

La stratégie actuelle en matière de gestion des déchets radioactifs revient à concentrer les produits dangereux et à les confiner à l'abri des activités humaines par diverses barrières de protection. La qualité de ce confinement dépend de la capacité de ces barrières à retenir les radionucléides.

On oppose parfois au choix du confinement des déchets radioactifs une stratégie consistant à séparer les éléments qui sont les plus dangereux à long terme et à les transmuter en éléments moins nocifs. Cette opération nécessite un retraitement poussé des matières radioactives, encore plus sophistiqué que le retraitement actuel, suivi d'une transmutation en soumettant ces éléments à un flux de particules. Les recherches sont en cours, mais en l'état actuel, on s'attend au mieux à ce que ces procédés permettent à l'avenir de réduire la toxicité à long terme des déchets de haute activité, sans pour autant éviter la nécessité d'un stockage définitif [15].

Bien d'autres stratégies ont été proposées mais elles sont jugées peu réalistes, soit d'un point de vue politique, soit d'un point de vue pratique. Il en est ainsi pour l'envoi dans l'espace de ces déchets, ou les enfouissements dans des fosses sous-marines profondes qui font l'objet d'un moratoire volontaire depuis 1984. De même, il convient d'écarter la stratégie consistant à diluer les produits dangereux jusqu'à obtenir des concentrations acceptables pour les disséminer le plus largement possible. La radioactivité résultant des déchets radioactifs représente certes une part infime de la radioactivité naturelle à la surface de la terre, mais la mise en oeuvre de cette solution est irréalisable. La dilution est réservée à la très faible proportion de résidus radioactifs contenus dans les effluents.

I.3. Problèmes spécifiques aux déchets à vie longue.

Les déchets de haute activité sont les moins volumineux, mais ils représentent l'essentiel de la radioactivité engendrée par la production de l'électricité nucléaire. Ils contiennent une

proportion importante de radioéléments de courtes et de longues périodes se chiffrant parfois en millions d'années.

La gestion de ces déchets déborde d'un cadre strictement scientifique et technique, c'est un véritable problème de société. En France, le Parlement s'est saisi de cette question et une loi relative aux recherches sur la gestion des déchets à vie longue d'origine nucléaire a été promulguée récemment [13].

Cette loi prévoit que trois voies de recherches seront conduites simultanément :

- la réduction de la nocivité par séparation et transmutation,
- une amélioration du conditionnement des déchets,
- l'étude des formations géologiques profondes susceptibles de recevoir un stockage en souterrain.

A l'issue d'une période de quinze ans, l'Assemblée Nationale et le Sénat examineront et évalueront le résultat de ces recherches pour statuer sur la gestion de ces déchets.

On aborde ici les études concernant le stockage en souterrain.

I.3.1 Le stockage en souterrain dans des formations géologiques profondes.

La solution préconisée par de nombreux experts est d'enfouir les déchets de haute activité dans les couches géologiques profondes. Certaines formations géologiques sont restées stables pendant des millions d'années et on peut donc espérer qu'elles le resteront encore pendant le temps de la décroissance radioactive des déchets à vie longue.

Toutes les formations géologiques ne sont pas appropriées pour devenir des "roches hôtes" de déchets nucléaires de haute activité. Les formations retenues répondent à un certain nombre de critères précis, favorables à la sûreté ou à une faisabilité technique [10] :

- La stabilité géologique (faille, sismicité, glaciations) : les modifications éventuelles du site doivent rester compatibles avec les impératifs de sûreté.
- Faible perméabilité et faible gradient hydraulique : la remontée des radionucléides à la surface est en partie liée au mouvement des eaux souterraines.
- Profondeur : une profondeur minimale de 200 mètres devrait permettre d'être à l'abri de l'érosion et des intrusions humaines (forages, tunnels,...).
- Propriétés mécaniques : il faut pouvoir travailler facilement et en toute sécurité lors de la réalisation et l'exploitation du stockage.
- L'absence de ressources naturelles : les roches du site ne doivent pas présenter a priori un intérêt économique actuel et futur.

Le choix de la "roche-hôte" est déterminant pour le confinement à long terme des matières radioactives. Des laboratoires de recherches souterrains viseront à valider ou non les qualités d'un site.

I.3.2 Considérations temporelles pour un stockage en souterrain.

Dans un stockage souterrain en formation géologique, les barrières qui assurent le confinement sont :

- les barrières artificielles formées par
 - la matrice qui reçoit les déchets,
 - le conteneur,
 - le matériau de remplissage autour du conteneur, appelée barrière ouvragée
- la barrière naturelle ou géologique constituée par la roche du site de stockage.

La problématique est cependant différente suivant que l'on se place à l'échelle de quelques siècles ou du million d'années. Pour fixer les idées, on propose d'examiner trois phases distinctes de l'évolution d'un stockage. Les temps sont donnés à titre indicatif.

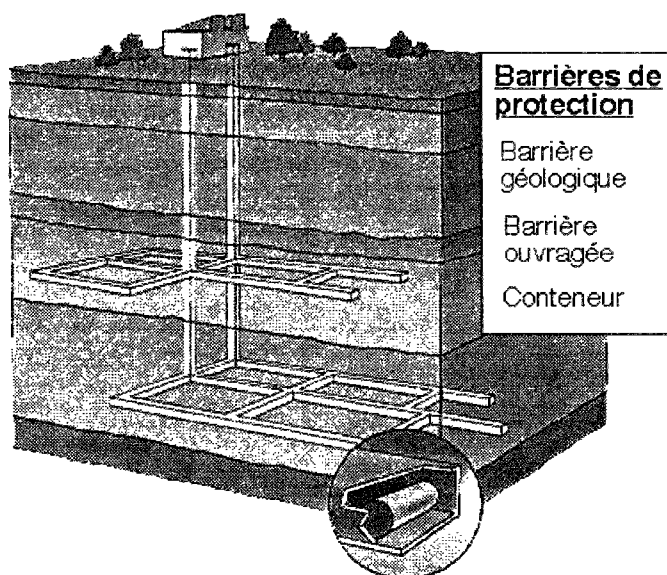


Figure 2 : Schéma d'un site de stockage souterrain. [7]

De quelques dizaines à plusieurs centaines d'années, le confinement est assuré par le conditionnement des déchets. La puissance thermique des déchets décroît fortement au cours de cette phase; elle est divisée par deux tous les trente ans pendant 100 à 200 années, puis la décroissance se fait à un rythme plus lent. Cette phase est marquée par les phénomènes thermique, mécanique et chimique qui peuvent dégrader le conditionnement.

Du millier à quelques dizaines de milliers d'années, les barrières actives sont la barrière géologique et les barrières ouvragées. Les capacités de rétention de radionucléides de cette barrière, la faible perméabilité et les faibles gradients hydrauliques du site limitent la migration des radionucléides. Les sites retenus pour un stockage sont choisis pour leur stabilité géologique, mais on estime qu'une glaciation a toutes les chances de se produire au cours de cette période, ce qui justifie un stockage à une profondeur supérieure à 200m. Après 10 000 ans, les courbes de décroissance radioactives montrent que l'activité des verres est diminuée d'un facteur 10 000, et celles des déchets alpha d'un facteur 10 000 pour les coques (gainés des combustibles) et 1000 pour les boues de retraitement [10].

Plusieurs centaines de milliers d'années après la fermeture du stockage, seule la barrière géologique limite la dissémination des radionucléides vers la biosphère. Les paramètres externes sont nettement plus incertains, qu'il s'agisse des évolutions climatiques, de la stabilité géologique du site, du devenir du peuplement et de la civilisation. En revanche, il est certain qu'à cette échelle de temps, l'activité des déchets aura fortement décru pour devenir inférieure à celle de la quantité de minerai ayant donné naissance à ces déchets.

I.3.3 Le rôle des études géotechniques

La première phase est celle où l'action de l'homme a le plus d'importance. Présent sur le site lors de son exploitation qui s'étalera vraisemblablement sur plusieurs dizaines d'années, il pourra continuer à le surveiller après sa fermeture.

C'est principalement au cours de cette phase que les études mécanique et thermique en rapport avec la barrière géologique revêtent de l'importance, la sûreté nucléaire reposant pour une part importante sur la stabilité géotechnique de la structure souterraine de stockage. Ces études mécanique et thermique portent avant tout sur la réalisation des travaux et sur l'impact du chargement thermique provoqué par les déchets. En effet, rappelons que l'exploitation du site de stockage doit avoir lieu en toute sécurité pendant plusieurs dizaines d'années, et l'échauffement provoqué par l'activité des déchets ne doit pas mettre en péril les installations souterraines.

Outre les problèmes de stabilité géotechnique stricto sensu, ces études cherchent à évaluer les perturbations susceptibles de porter atteinte à l'intégrité de la barrière géologique, notamment à ses propriétés de confinement.

De plus, la loi française recommande l'étude de la réversibilité du stockage après fermeture, ce qui modifie l'objet des études thermomécaniques. Un retrait des déchets se justifie si le stockage s'avère dangereux ou si l'on disposait plus tard de moyens de retraitement perfectionnés qui permettraient de réduire la nocivité des déchets. Les concepts de stockage

actuellement développés envisagent donc un retrait éventuel des colis de déchets. Celui ci interviendrait éventuellement au cours de la première phase.

Au cours des phases suivantes, l'usage prédictif d'un modèle mécanique perd de son intérêt. La phase thermique est achevée et les chargements mécaniques éventuels tel que celui provoqué par un dégagement gazeux résultant de la corrosion des fûts métalliques sont encore mal définis. De plus, le comportement des matériaux à ces échelles de temps peut être très différent de celui identifié à notre échelle, ainsi que le montrent certaines études géoprospectives. Les études menées à ces échelles de temps concernent principalement le transport des radionucléides vers la biosphère et les études géoprospectives (évolutions climatiques...).

I.4. Comment parvenir à une modélisation pertinente.

Il ne fait pas de doute que la décision d'enfouir les déchets de haute activité sera difficile à prendre, et qu'elle nécessitera des études approfondies de la sûreté d'un stockage. Ces analyses de risque prennent en compte la probabilité d'occurrence d'un événement et ses conséquences radiologiques ([9] et [10]).

Ainsi, le calcul des risques exige des modélisations pour prédire, avec un certain degré de certitude quelle sera l'évolution future du stockage. Il est cependant difficile de juger de la fiabilité d'une modélisation à long terme qui repose sur des données acquises au cours d'une période de temps très réduite.

L'approche suivie dans la plupart des pays vise à limiter la portée de cette remarque. En particulier, la politique de recherche en ce domaine présente certaines caractéristiques visant à apprécier autant que possible la pertinence des modèles. On en présente un aperçu :

I.4.1 Le rôle de l'expérimentation

Bien qu'il soit impossible de pratiquer des expérimentations respectant l'échelle de temps, les études expérimentales ont beaucoup d'importance.

La nécessité de disposer de données fiables sur le site choisi pour l'enfouissement conduit à multiplier les études expérimentales. Le choix du site se fonde sur des critères précis, tels que stabilité géologique, faible perméabilité, caractéristiques mécaniques adéquates pour les réalisations géotechniques... Pour s'assurer que ces critères sont satisfaits, il faut mener à bien de nombreuses caractérisations expérimentales du site avant d'envisager un stockage.

On note l'importance des expérimentations menées dans des conditions in situ. Des essais de ce type sont conduits en Europe dans des laboratoires souterrains fonctionnant depuis maintenant une dizaine d'années. Ces essais s'avèrent indispensables pour fournir des données utiles aux modèles servant aux évaluations de la sûreté. Outre l'apport direct des résultats d'essai, les essais in situ apportent également beaucoup par leur côté fédérateur entre diverses disciplines (géotechnique, géophysique, métrologie, rhéologie).

Les expérimentations in situ contribuent très largement à la caractérisation mécanique et thermique du site. Par rapport aux mesures classiques faites sur des échantillons en laboratoire, ces expériences présentent de nombreux avantages, entre autres :

- le matériau du site est étudié sans qu'il ait subi de modifications (prélèvement, transport, entreposage...),
- le volume de matériau mobilisé par ces expériences est important, les effets d'échelles sont réduits,
- les configurations des essais sont généralement proches de celles envisagées dans les concepts de stockages (galerie, puits foré...)

La principale limitation de ce type d'essai est qu'il est difficile d'obtenir des mesures in situ fiables même à un coût élevé.

Cela étant, la confrontation des modèles mécanique et thermique avec des résultats d'essais in situ est indispensable pour valider ces modèles. Les échelles de temps et d'espace sont certes celles des essais, mais cela est suffisant pour traiter de nombreux aspects géotechniques dans la conception des structures de stockage.

1.4.2 Les recherches en amont.

Une seconde voie d'étude privilégie la compréhension des processus physiques, chimiques et des couplages qui régissent le transport des matières radioactives, de façon à hiérarchiser les phénomènes.

Une meilleure compréhension des phénomènes renforce la pertinence des modélisations. La représentation des phénomènes à travers un modèle doit s'appuyer sur des lois au sens physique clair qui peuvent être restituées dans un contexte physique général admis par tous.

Ces études concernent aussi la mécanique. Par exemple, l'étude du fonctionnement de la barrière ouvragée stimule des recherches amonts sur la formulation du comportement des milieux poreux non saturés.

I.4.3 La coopération internationale

Les problèmes se posent de façon similaire dans l'ensemble des pays disposant d'une industrie nucléaire. En ce qui concerne les modélisations, les avantages d'une coopération dans ce domaine sont multiples :

- la précision que l'on est en droit d'attendre d'un modèle dépend en effet des données disponibles et de leur fiabilité. L'échange de résultats d'essais permet de d'accroître les sources de données disponibles.

- les critères d'appréciation de la conformité d'un modèle aux observations restent subjectifs. L'exposé de divers points de vue permet d'en juger.

- les échanges en termes scientifiques et techniques vont globalement dans le sens d'un enrichissement mutuel des idées et des concepts.

I.5. Que contient ce travail de thèse.

L'ensemble des recherches liées au stockage en formation géologiques profondes des déchets radioactifs est très vaste. Il convient de situer cette thèse au sein de cet ensemble.

Dans cette étude, on s'est intéressé aux caractéristiques thermique, hydraulique et mécanique des argiles en relation avec un stockage de déchets exothermiques.

En effet, les formations argileuses ont des propriétés très intéressantes pour un confinement à long terme de déchets radioactifs :

- une perméabilité très faible,
- de bonnes capacités de rétention de radionucléides,
- un comportement plastique qui favorise une fermeture des cavités à plus ou moins long terme.

D'autres caractéristiques générales sont a priori défavorables :

- l'eau présente dans les argiles est susceptible de corroder les fûts entourant les déchets,
- la conductivité thermique est peu élevée,
- la résistance mécanique est faible comparée à d'autres milieux géologiques.

La thèse s'articule autour de deux volets principaux :

- l'écrouissage thermique des argiles et sa modélisation,
- l'interprétation de résultats d'essais in situ.

Les argiles présentent en effet un comportement particulier en température, appelé parfois "consolidation thermique". Sous certaines conditions, on observe une contraction irréversible

de ces matériaux lorsqu'ils sont soumis à une lente élévation de température, tout en maintenant la charge mécanique totale constante.

Bien que ce phénomène ait fait l'objet de descriptions détaillées à plusieurs reprises, son interprétation est souvent confuse.

Un cadre d'étude adapté à la modélisation de ce phénomène est donné dans le chapitre 2. Pour commencer, les effets de la température dans une modélisation plastique du comportement sont détaillés de façon précise. On montre que le phénomène de "consolidation thermique" provient d'un "écrouissage thermique" du matériau qui repose sur des concepts thermodynamiques rigoureux. On expose alors le cadre thermodynamique adapté à une formulation thermomécanique de la plasticité. Les aspects les plus fondamentaux de cette étude sont ainsi introduits.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude du comportement des argiles, en relation avec le phénomène d'écrouissage thermique :

- l'observation de la structure microscopique des argiles apporte quelques indications sur le comportement thermomécanique de ces matériaux, sans fournir toutefois d'explication simple quant à l'origine physique du phénomène d'écrouissage thermique.
- le cadre macroscopique développé précédemment est alors employé pour réinterpréter de nombreux résultats d'essais thermomécaniques sur des argiles. A la lumière de cette analyse, les points essentiels de notre vision de l'écrouissage thermique sont confirmés par ces expériences.

On propose ensuite dans le chapitre 4 une extension thermomécanique simple d'un modèle plastique de référence pour les matériaux argileux (modèle Cam clay). Afin de préparer une interprétation des essais in situ, on examine avec attention le comportement de l'argile de Boom. Les paramètres du modèle Cam clay sont ajustés en fonction de résultats d'essais de laboratoire consacrés à ce matériau.

La programmation numérique d'une loi plastique avec écrouissage en température ne pose pas de problème particulier, le principe de résolution numérique étant similaire à celui d'un problème de plasticité ordinaire en condition isotherme. Dans le chapitre 5 sont présentés divers résultats de calcul où l'on examine l'influence de l'écrouissage thermique dans des situations proches de celles envisagées pour un stockage souterrain en milieu argileux. On montre ainsi que l'influence du comportement plastique avec écrouissage en température dans un calcul de structure est généralement de plus faible ampleur que ne le laissent prévoir les résultats des essais sur échantillon en laboratoire.

Au cours de cette thèse, une part de mon activité a été consacrée au suivi d'essais in situ thermomécaniques. Ces essais ont pour objectif de caractériser dans des conditions in situ les

couplages thermo-hydro-mécaniques qui se développent au sein d'un massif argileux après la mise en place de conteneurs de déchets radioactifs exothermiques.

De nombreux pays dont la France étudient la faisabilité d'un stockage souterrain dans des formations argileuses. Les essais ont été effectués entre 1990 et 1993 dans le laboratoire souterrain de Mol en Belgique, qui est ouvert à l'ensemble des pays de la Communauté. Deux essais de géométries similaires ont permis l'étude in situ du comportement du massif argileux sur une période significative d'une année de chauffage suivie d'une année de refroidissement.

Ces essais ont également fourni des mesures de bonne qualité concernant les perturbations du massif lors de l'excavation du puits central où est placée la sonde chauffante.

Une synthèse des résultats d'essais est présentée avant d'aborder la modélisation. En effet la réalisation de mesures in situ est difficile et il n'est donc pas toujours aisé d'en extraire des informations fiables. Il faut bâtir une interprétation à partir d'un ensemble de résultats et non de mesures isolées.

Il existe actuellement très peu de modélisations des deux phases caractéristiques d'un enfouissement de déchets radioactifs, à savoir l'excavation de la structure de stockage puis le chauffage, qui aient fait de plus l'objet d'une comparaison avec des mesures in situ.

Diverses modélisations ont été développées pour ces essais pour parvenir à une interprétation cohérente des mesures brutes et des résultats de calculs. L'accent est mis sur les interactions entre les diverses phases d'un essai : excavation, reconsolidation du massif puis de chauffage.

Un résultat essentiel de cette thèse est de montrer que si l'effet de l'écrouissage thermique apparaît en réalité bien moins important que prévu, il faut en revanche améliorer les techniques de mesures des caractéristiques thermoélastiques en laboratoire. On notera en particulier que la connaissance actuelle de ces propriétés par des essais de laboratoire a fourni un modèle qui sous-estime nettement l'impact du chargement thermique.

Le rapprochement entre une théorie d'aspect sophistiqué et des mesures brutes obtenues dans les conditions in situ peut paraître prématuré, la rhéologie du milieu étant encore sujette à quelques incertitudes. Cette confrontation directe entre une partie amont et une partie aval des recherches fait cependant ressortir certains paramètres essentiels pour la conception d'un stockage profond.

Chapitre 2

LA TEMPÉRATURE DANS LES MODÈLES DE PLASTICITÉ.

II. LA TEMPÉRATURE DANS LES MODÈLES DE PLASTICITÉ.

L'objectif de ce chapitre est de cerner et de modéliser l'influence de la température sur les comportements plastiques. La formulation classique de la plasticité, définie généralement dans un cadre isotherme, est modifiée afin d'inclure la variable température dans l'étude du comportement du matériau.

II.1. Introduction.

De nombreuses études mécaniques concernent des structures soumises à des chargements à la fois mécanique et thermique. Or, les propriétés mécaniques des matériaux solides sont sensibles à la température et une méconnaissance du rôle de la température sur les caractéristiques mécaniques conduit généralement à des modélisations incorrectes. Les lois élastiques, plastiques ou viscoplastiques qui représentent le comportement à la température ambiante doivent être adaptées avant d'en faire usage dans une étude thermomécanique.

Dans cette extension thermomécanique de la plasticité, le chargement d'un volume élémentaire du milieu continu comprend à la fois la contrainte mécanique et la température. La plasticité désigne toujours la propriété qu'a un corps solide d'acquérir des déformations de manière permanente lorsque l'on restaure le chargement initial. Mais à présent, ces déformations sont constatées après un déchargement en contraintes et en température. Dans certains cas, des déformations permanentes surviennent après un cycle en température uniquement, sans modification de l'état de contraintes.

Une modélisation correcte des couplages thermomécaniques exige une formulation compatible avec les principes de la thermodynamique. Cette approche, qui peut paraître superflue dans une étude isotherme du comportement mécanique, se justifie pleinement lorsque la température influence sensiblement le comportement du matériau. La description thermodynamique du comportement mécanique et thermique rend compte à une échelle macroscopique des échanges entre les énergies thermiques et mécaniques.

Cette description des écrouissages thermiques concerne la modélisation des matériaux solides. L'extension aux milieux poreux s'obtient aisément, en remplaçant le terme "état de contraintes" par "état de contraintes et de pression interstitielle". Dans toute la suite de ce

chapitre, le modèle est présenté pour les matériaux solides tandis que l'extension de ces résultats aux milieux poreux est faite en Annexe 1.

Signalons enfin que cette étude se limite aux modèles de comportement plastique sous l'hypothèse de la petite transformation et que les aspects liés aux transformations finies du matériau ne sont pas évoqués. Tout au long de cet exposé, la géométrie actuelle du matériau est supposée être très proche de la géométrie de l'état de référence, ce qui revient à confondre les descriptions lagrangiennes et eulériennes du mouvement du solide. En occultant les difficultés liées à la modélisation du comportement plastique en grande transformation, cette présentation insiste sur les aspects thermiques.

II.2. Un état des lieux.

Ce chapitre introduit des notions classiques de la théorie de l'élastoplasticité. La bibliographie à ce sujet est très abondante, et ce qui suit ne prétend à aucune exhaustivité. Les références données ci-après ont servi de support aux réflexions exposées dans ce chapitre.

La description des aspects phénoménologiques de l'écrouissage thermique s'inspire de résultats d'essais thermomécaniques sur des matériaux argileux. On a choisi de présenter dans ce chapitre des expériences idéalisées, les résultats d'expériences faites sur des argiles étant présentés dans le chapitre suivant.

Les premières études sur les effets de cycles de chauffage et de refroidissement sur des argiles datent des années 1960. Ces études ont été motivées par des problèmes géotechniques classiques, sans chargement thermique particulier. En effet, la plupart des matériaux sont analysés en laboratoire à une température différente de celle à laquelle ils ont été prélevés. Pour savoir si les caractéristiques de résistance mécanique fournies par cette analyse peuvent effectivement s'appliquer au matériau *in situ*, il faut être en mesure de dire quelle est l'évolution en température de ces paramètres.

L'article publié par Campanella & Mitchell [1] en 1968 montre une contraction irréversible d'un échantillon d'argile au cours du premier cycle de chauffage, et une réponse quasiment réversible au cours des cycles suivants. L'article de Plum & Esrig [2] en 1969 présente des résultats similaires obtenus avec un autre matériau argileux. Ces auteurs montrent de plus le rôle de l'état de contrainte et plus précisément du taux de surconsolidation sur la réponse du matériau. Ces deux articles donnent une illustration de l'essentiel des effets de l'écrouissage thermique que l'on décrit dans ce chapitre. Campanella & Mitchell ont cependant proposé une interprétation différente de leurs expériences, fondée sur une accélération du fluage avec la température [3] (1969).

Plusieurs études ont été faites à ce sujet au cours des décennies suivantes, leurs résultats montrent les mêmes tendances pour divers matériaux argileux. Plus récemment, les perspectives de stockage de déchets exothermiques d'origine nucléaire au sein de formations argileuses ont motivé de nouvelles études sur des argiles naturelles non remaniées.

Parallèlement au cours des années 60, le développement des modèles de Cam clay replace l'étude du comportement des matériaux argileux dans un contexte élastoplastique. Le développement du formalisme élastoplastique au cours des années 50 s'adressait à la rhéologie des métaux.

Les concepts généraux et en particulier le principe du travail maximal sont exposés dans l'ouvrage de référence de Hill [4] de 1953. S'agissant des solides plastiques ordinaires, une présentation générale des aspects thermodynamiques peut être consultée dans Mandel [8] (1971) ou Germain [9] et [10] (1973,1986). Le concept de matériaux standards généralisés a été introduit par Halphen & Nguyen [16] (1975), il s'étend sans difficulté à un matériau thermiquement écrouissable. Plus récemment, les travaux de Brun [11] présente un cadre thermodynamique légèrement différent, en insistant sur la normalité des écoulements.

Ces présentations sont surtout destinées à l'étude du comportement plastique en condition isotherme, la présence éventuelle de la température dans la description du domaine d'élasticité n'est pas argumentée. A notre connaissance, les couplages entre une sensibilité thermique des limites d'élasticité et le comportement thermique du matériau sont rarement évoqués. Ce problème est abordé dans les articles de Raniecki & Sawczuk [12] (1975) et de Mróz & Raniecki [13] (1976), qui décrivent un cadre thermodynamique où la dépendance en température des limites d'élasticité est en partie couplée à une "chaleur réversible de déformation plastique" qui correspond précisément à la chaleur latente de transformation de l'état d'écrouissage introduite dans ce chapitre. Cependant, le cadre thermodynamique proposé par ces auteurs fait également état d'une dépendance directe du critère de plasticité avec température, sans contrepartie sur les bilans thermiques. Le principe d'un écrouissage thermique demeure obscur.

L'étude des bandes de cisaillement a également motivé des recherches sur les conséquences d'une sensibilité du critère de plasticité à la température. Le mécanisme proposé est le suivant : la plasticité est un processus exothermique, qui en condition adiabatique va provoquer des augmentations de température plus élevées dans les zones où la vitesse de déformation plastique est la plus intense. Une diminution des limites de plasticité avec la température va accroître la déformation plastique dans les zones chaudes, au détriment des parties froides. Ce mécanisme crée une déstabilisation, qui peut conduire à une localisation des déformations plastiques. Dans une étude mathématique du problème unidimensionnel du cisaillement d'une bande infinie soumise à une traction constante, Tzavaras [14] [15] (1986,1987)

donne des critères quantitatifs assurant l'apparition ou l'absence d'une localisation des déformations, pour une loi viscoplastique. Les aspects thermodynamiques étant ignorés, la chaleur latente de transformation de l'état d'écrouissage n'est cependant pas prise en considération, bien que son effet ne soit sans doute pas négligeable.

Les travaux effectués récemment par Coussy [7] (1989) ont permis d'étendre les notions thermodynamiques de l'élastoplasticité aux milieux poreux saturés par une phase fluide. Notre objectif étant d'appliquer l'écrouissage thermique aux argiles, on présente les concepts de l'élastoplasticité des milieux poreux. Une présentation complète de ces aspects peut être trouvée dans Coussy [6] (1991) ou Coussy [?] (1994).

L'étude de l'identification des paramètres plastiques n'est pas propre à la plasticité en température, elle donne des conclusions identiques pour un matériau plastique ordinaire. Cette approche critique de l'analyse d'un modèle, suggérée par Coussy [6], est de portée très générale en ce qui concerne l'étude du domaine de pertinence d'un modèle, et elle méritait en ce sens d'être reprise ici.

Enfin, les conditions suffisantes de stabilité thermodynamiques exposées dans ce chapitre sont obtenues aisément en suivant l'approche exposée par Mandel [17] (1966). Mróz & Raniecki [13] (1976) ont également proposé un résultat d'unicité locale, mais sans admettre l'éventualité d'un processus plastique endothermique. Le résultat concernant la stabilité thermodynamique en température du modèle plastique paraît inédit.

II.3. Description des écrouissages thermiques.

Cette partie présente un aperçu des effets de la température sur le comportement plastique, à travers quelques résultats d'essais thermomécaniques en laboratoire.

Pour ne pas nuire à la clarté de cet exposé, il n'est pas fait référence à des observations réelles dans cette partie, car leur interprétation n'est pas immédiate. On présente des résultats d'expériences idéales, qui sont caractéristiques d'un comportement plastique avec écrouissage thermique. Les essais thermomécaniques réels sont présentés dans le chapitre suivant consacré aux argiles.

Tous les essais idéalisés qui suivent sont supposés être accomplis dans des conditions expérimentales identiques avec des éprouvettes "vierges" provenant du même matériau. Pour chaque essai la charge mécanique et la température sont contrôlées de façon indépendante et l'on "mesure" les déformations de l'éprouvette. Le chargement thermomécanique est donné par un graphe dans l'espace des températures et des contraintes, sans faire référence à un temps

physique. Le résultat de l'expérience montre une évolution des déformations en fonction du trajet de chargement.

Pour simplifier, on ne considère qu'un seul type de chargement mécanique, et les déformations sont représentées dans une seule direction. L'extension au comportement mécanique tridimensionnel se fait aisément en admettant que les résultats obtenus pour d'autres directions de chargement sont de même nature.

II.3.1. Le domaine d'élasticité dans un cadre thermomécanique.

1. La déformation plastique.

Deux éprouvettes identiques sont testées pour des chargements thermomécaniques de différentes intensités, suivis d'un déchargement complet qui respecte la même succession d'état de contraintes et de température que celle suivie lors du chargement. Les résultats de ces essais sont représentés sur les figures 1 et 2.

L'évolution de la déformation en figure 1 est réversible. Sur ce trajet de chargement, la déformation est déterminée de façon unique en fonction de la contrainte et de la température.

Le matériau a un comportement thermoélastique.

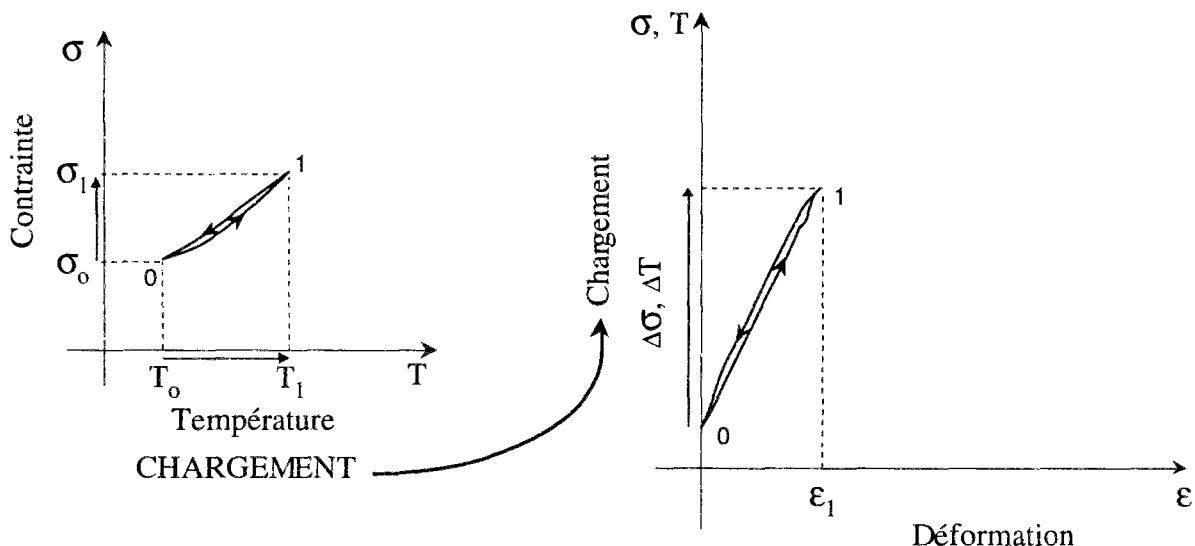


Figure 1 : Évolution thermoélastique.

Pour un chargement de plus forte ampleur, l'évolution est irréversible. Après un déchargement complet, il existe une déformation permanente de l'éprouvette. L'état de déformations n'est pas restauré après décharge, l'évolution considérée est de nature thermoélastoplastique.

On appelle *déformation plastique*, notée ϵ^P , la déformation résiduelle obtenue après une décharge complète du matériau. Cette définition est identique à celle adoptée dans une étude isotherme de la plasticité, en précisant que la décharge concerne à la fois les contraintes et la température.

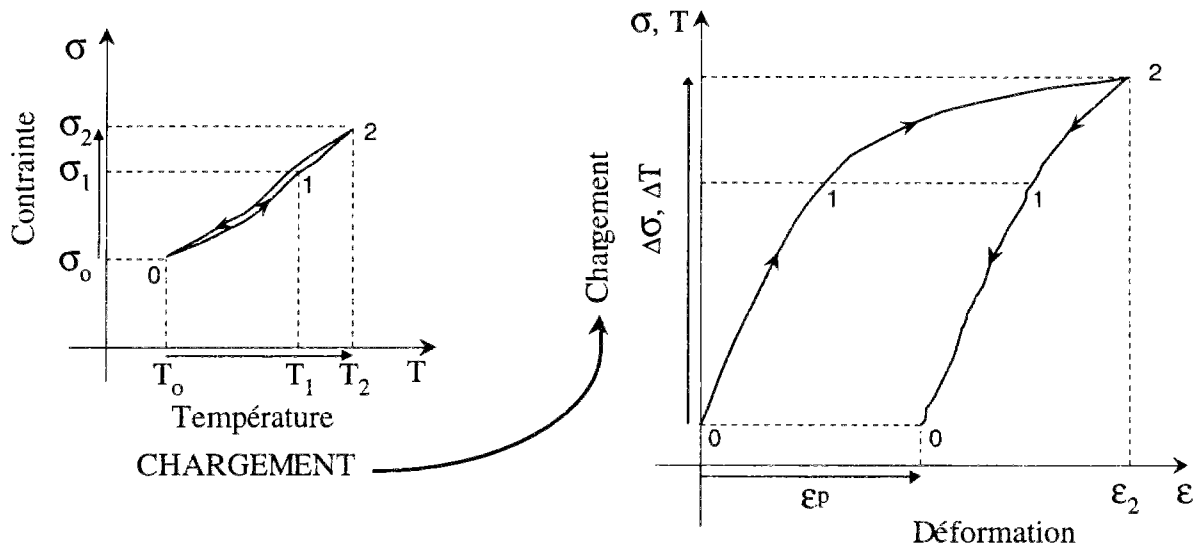


Figure 2 : Évolution plastique en thermomécanique.

Notons qu'il n'y a pas lieu de décomposer la déformation plastique en la somme de deux termes, liés respectivement à l'évolution des températures et à celle des contraintes. En effet, les variations de température et de contraintes ont lieu simultanément et l'on ne peut distinguer l'origine thermique ou mécanique des déformations plastiques.

2. Le domaine d'élasticité.

Les expériences précédentes montrent qu'il existe, sur un trajet de chargement donné, un seuil au-delà duquel les évolutions des déformations deviennent irréversibles.

En se limitant à des essais isothermes à la température du laboratoire, l'on met en évidence la limite d'élasticité du matériau pour une direction des contraintes donnée. Suivant le type d'essai effectué, cette limite sera de nature différente : limite en traction ou compression simple, cohésion, pression critique... Un grand nombre d'essais sur le même matériau mettent en évidence le caractère intrinsèque de ces limites d'élasticité.

L'ensemble des limites d'élasticité lorsque l'on parcourt toutes les directions de contraintes constitue une surface dans l'espace des contraintes. Cette surface sépare les états de contraintes accessibles dans une évolution élastique isotherme de ceux qui ne peuvent être atteints de cette façon.

Le *domaine d'élasticité* est l'ensemble des états de contraintes pouvant être atteints par une évolution élastique sans variation de température.

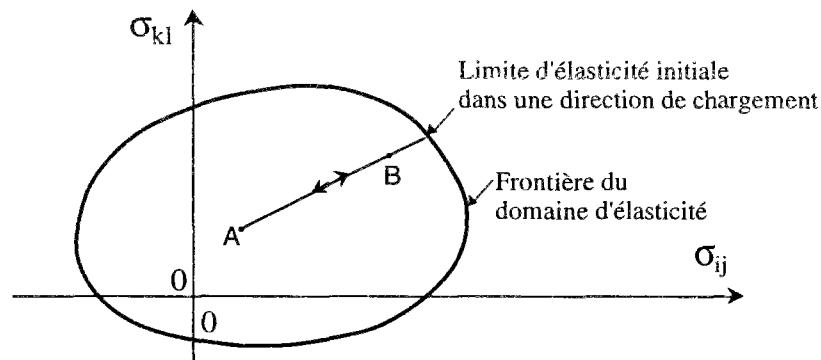


Figure 3 : Domaine d'élasticité initial.

Les limites d'élasticité peuvent être modifiées après une évolution plastique ou après une variation de température. Il faut alors distinguer le domaine d'élasticité correspondant à l'état actuel du matériau du domaine d'élasticité du matériau à l'état "vierge".¹

Notons au passage que la température intervient dans la définition du domaine d'élasticité actuel, et que la température doit donc être spécifiée lorsque l'on détermine le domaine d'élasticité.

Lorsque le domaine d'élasticité est à tout moment confondu avec le domaine d'élasticité initial, le comportement du matériau est dit plastique parfait. Dans le cas contraire, il s'agit d'un matériau plastique écrouissable.

II.3.2. Ecrouissages du domaine d'élasticité.

On s'intéresse aux matériaux dont le comportement plastique est sensible à la température, nous allons donc examiner les modèles plastiques écrouissables.

1. Ecrouissage activé par un chargement mécanique.

Un écrouissage est mis en évidence dans un essai isotherme lorsqu'il y a un dépassement de la limite d'élasticité initiale du matériau, sans qu'il y ait une altération importante ou une rupture de l'éprouvette.

¹ L'état vierge n'est pas une notion absolue comme le sont les notions d'état naturel ou de corps purs, mais elle est relative aux conditions initiales dans le laboratoire. Il se peut en effet que ce matériau "vierge" ait été chargé par le passé, qu'il s'agisse d'une consolidation d'un sol ou des chargements inhérents aux procédés de fabrication de ce matériau.

L'essai suivant est effectué à une température constante, égale à la température initiale du matériau "vierge". En partant de l'état initial de contrainte A, l'on effectue trois cycles mécaniques d'intensité croissante sur la même éprouvette. On note par B, C et D les valeurs extrêmes des chargements qui sont atteints au cours de ces cycles successifs.

Les résultats correspondant à cet essai sont présentés sur les graphiques de la figure 4.

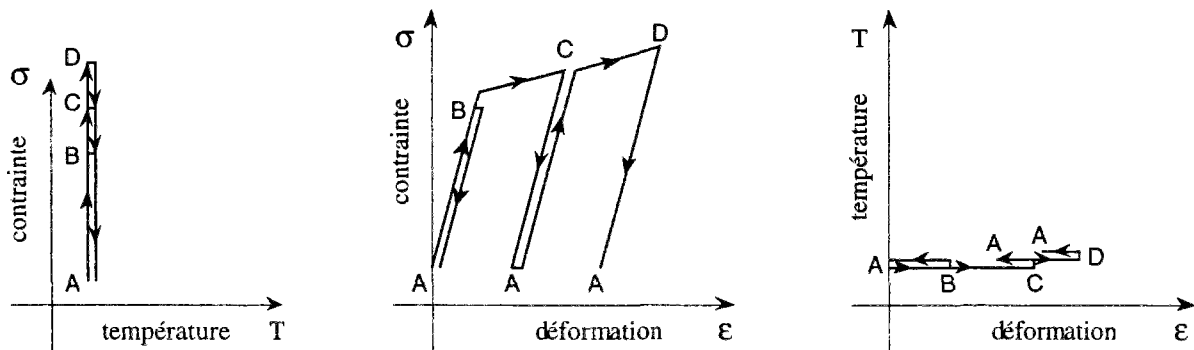


Figure 4 : Ecroissage au cours d'un chargement isotherme.

La limite d'élasticité initiale est comprise entre B et C. En effet, le premier cycle ABA est élastique, tandis que le cycle ACA entraîne une déformation permanente de l'éprouvette.

Au cours du troisième cycle ADA, la limite d'élasticité augmente et elle atteint la valeur correspondant à la contrainte dans l'état D.

L'écroissage qui vient d'être décrit présente les caractéristiques suivantes :

- il a lieu au cours d'une évolution isotherme.
- cet écroissage s'accompagne d'une déformation plastique.

C'est cet écroissage qui est usuellement décrit dans les modèles de plasticité. Nous le qualifierons d'écroissage mécanique.

2. Ecroissage activé par un chargement thermique.

L'essai suivant consiste à chauffer l'éprouvette, sans modifier l'état de contrainte. Afin d'étudier les effets de cette variation de température sur les limites d'élasticité, un chargement mécanique isotherme est effectué avant et après le chargement thermique.

L'état initial de température et de contraintes est noté A. Après un chargement mécanique a lieu sans variation de température, on atteint l'état noté B. Dans les états A' et B', la contrainte est identique à celle des états A et B mais la température est plus élevée.

Les résultats sont représentés sur la figure 5 :

- le premier cycle ABA est élastique (comme précédemment)

- le cycle A'B'A', réalisé à une température plus élevée, provoque une déformation permanente de l'éprouvette.

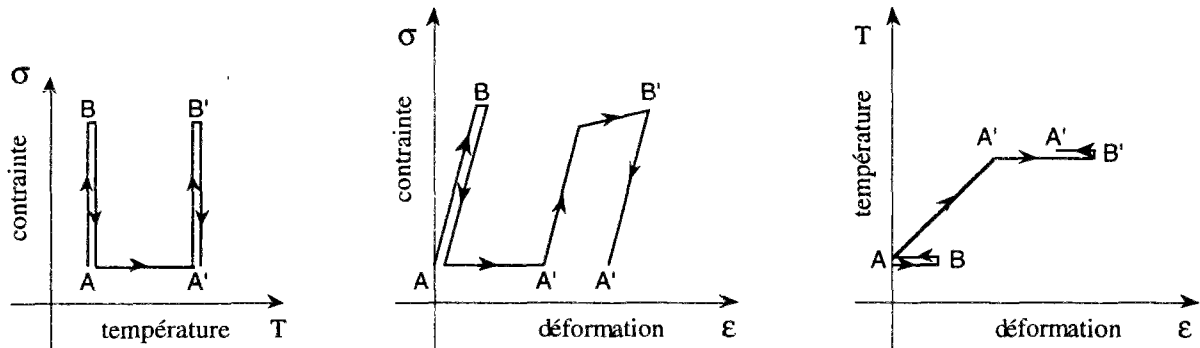


Figure 5 : Mise en évidence d'une modification de la limite d'élasticité avec la température.

Le cycle mécanique isotherme A'B'A' révèle ainsi une baisse de la limite d'élasticité, qui s'est produite lors de l'échauffement AA' de l'éprouvette : il s'agit d'un écrouissage thermique de ce matériau.

Un écrouissage thermique est un phénomène latent : sur l'essai précédent, l'écrouissage a lieu lors du chargement thermique (trajet AA'), mais il n'est révélé que plus tard par un chargement mécanique isotherme (trajet A'B'A'). Ce caractère latent le distingue de l'écrouissage plastique décrit précédemment; il le rend également plus difficile à mettre en évidence.

3. Restauration des limites d'élasticité pour un écrouissage thermique libre

Nous dirons que l'écrouissage thermique a lieu librement lorsque la variation de la limite élastique avec la température est à tout moment compatible avec la charge mécanique appliquée à l'échantillon. C'est par exemple le cas de l'écrouissage thermique présenté dans l'essai précédent, puisque la limite d'élasticité s'abaisse, mais sans jamais devenir incompatible avec l'état de contrainte maintenu constant dans le matériau.

Un écrouissage thermique libre est réversible, et en particulier, les limites d'élasticité sont restaurées au cours d'un cycle thermique complet. Pour s'en convaincre, il faudrait réaliser un essai tel que celui décrit figure 6.

Une éprouvette faite du même matériau que précédemment est portée à la température A', puis refroidie à la température du laboratoire. Afin d'étudier les modifications de comportement induit par le cycle thermique AA'A, la limite d'élasticité de cette éprouvette est ensuite déterminée par plusieurs chargements mécaniques isothermes, à la température du laboratoire. Aucun chargement mécanique n'est effectué à la température A', car l'essai précédent a déjà établi qu'un cycle mécanique A'B'A' provoque un écrouissage mécanique.

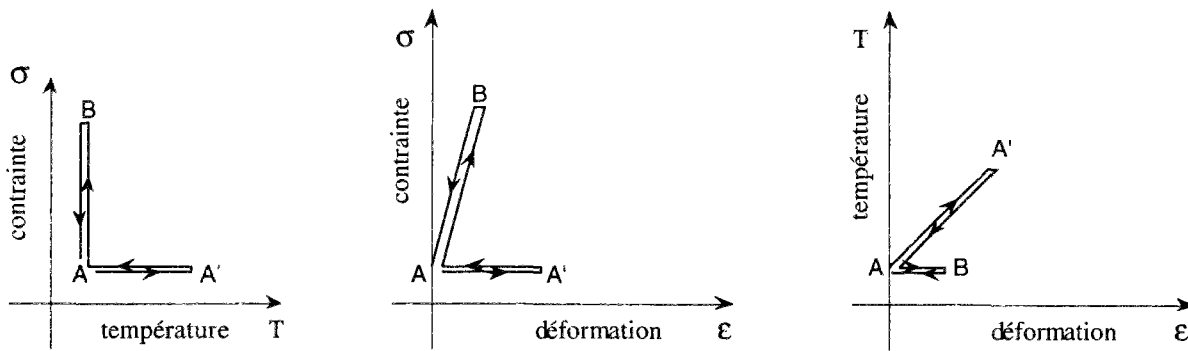


Figure 6 : Restauration de la limite d'élasticité.

Ce chargement donne une réponse thermoélastique.

La déformation résiduelle du matériau après le cycle thermique AA'A est nulle. Ainsi, l'écrouissage thermique libre révélé par l'essai précédent se manifeste sans occasionner de déformations plastiques du matériau.

Le chargement AB qui suit le cycle thermique AA'A est également réversible. La limite d'élasticité qui avait diminué au cours de l'échauffement AA' est restaurée lors du refroidissement A'A.

L'écrouissage thermique au cours de l'échauffement est exactement compensé par un écrouissage thermique en sens inverse au cours du refroidissement.

Un écrouissage thermique libre est réversible².

- cet écrouissage ne s'accompagne pas de déformation plastique.
- les limites d'élasticité sont restaurées par une variation de température opposée.

4. Domaines d'élasticité thermoextensible ou thermorétrécissant

Le sens de variation des limites d'élasticité avec la température dépend du sens de variation de la température, mais également du matériau étudié.

Nous dirons que le domaine d'élasticité du matériau est thermoextensible lorsque toutes les limites d'élasticité augmentent si la température augmente. Dans le cas contraire, le domaine d'élasticité est alors dit *thermorétrécissant*.

²On est ainsi assuré de l'existence d'une plage de températures et de contraintes où les évolutions sont toutes de nature réversible. En effet, les écrouissages induits par de faibles variations de température s'effectuent librement, dès lors que l'état de contraintes est suffisamment éloigné de la frontière du domaine d'élasticité. Par conséquent, on peut toujours caractériser les propriétés thermoélastiques du matériau pour les états de température et de contraintes situées à l'intérieur du domaine d'élasticité.

Notons que la terminologie thermoextensible et thermorétrécissant fait référence à une élévation de température, le sens de variation est inversé pour une diminution de température.

Lors d'un refroidissement :

- le domaine d'élasticité d'un matériau thermorétrécissant s'agrandit,
- le domaine d'élasticité d'un matériau thermoextensible diminue.

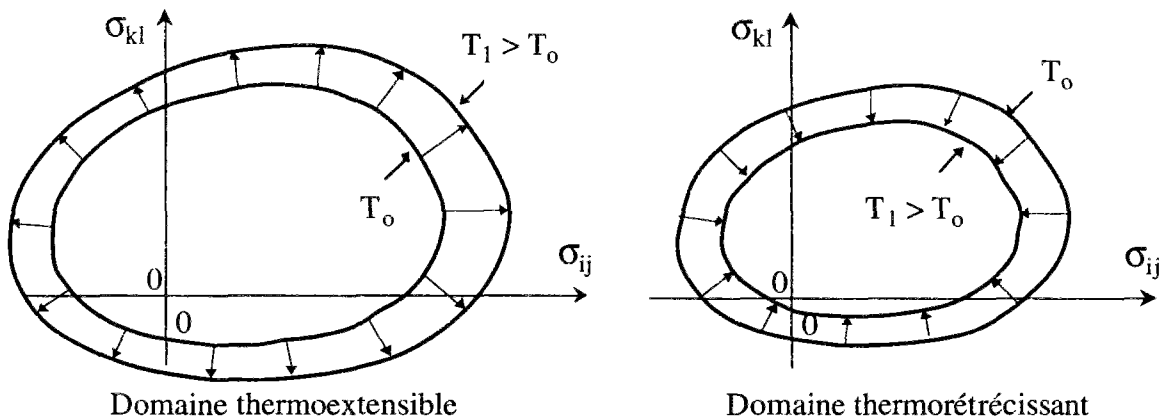


Figure 7 : Domaines d'élasticité thermoextensible et thermorétrécissant.

5. Ecrrouissage thermique gêné par l'état de contraintes.

Lorsque les limites d'élasticité diminuent au cours d'un chargement thermique, le domaine d'élasticité se réduit et la contrainte maintenue constante dans l'échantillon peut se retrouver à la frontière de ce domaine. Si l'on poursuit le chargement thermique, l'écrrouissage thermique est alors gêné par la charge mécanique appliquée à l'échantillon.

L'essai décrit en figure 8 comporte à la fois un écrrouissage thermique libre et un écrrouissage thermique gêné. Cet essai débute par le cycle thermique AA'A décrit précédemment., puis une charge mécanique est appliquée à la température du laboratoire jusqu'à un niveau de contrainte B, proche de la limite d'élasticité initiale. Les essais précédents ont montré que ces opérations sont réversibles. En maintenant cette fois ci la contrainte au niveau B, l'éprouvette est soumise à un deuxième cycle thermique BB'B. L'essai se termine par un chargement mécanique à la température du laboratoire: la contrainte mécanique est portée à un niveau C puis relâchée jusqu'au niveau B.

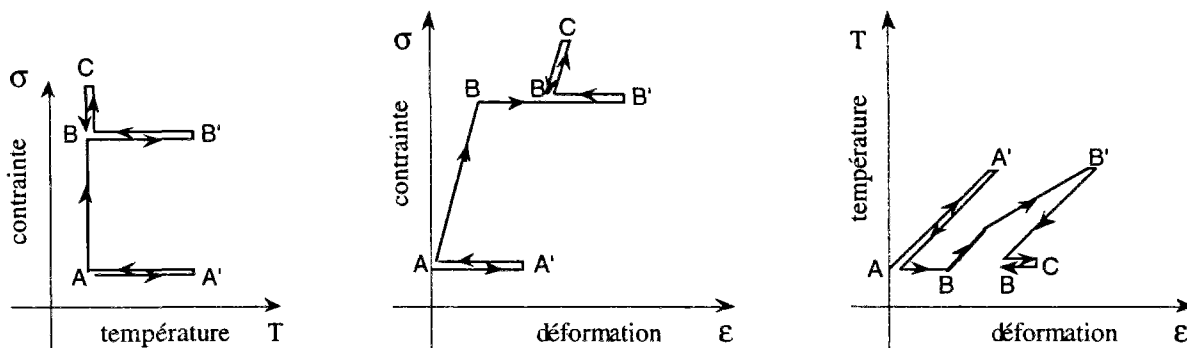


Figure 8 : Écrouissage et déformation plastique au cours d'un cycle thermique

Les cycles thermiques AA'A et BB'B sont de même intensité, mais ils n'ont manifestement pas les mêmes effets. Le cycle thermique BB'B fait apparaître des déformations plastiques dans le matériau, alors que rien de tel n'est constaté sur le cycle AA'A.

Le cycle final BCB de l'essai 8 est élastique, il montre une augmentation de la limite d'élasticité du matériau après le cycle thermique complet BB'B. La limite d'élasticité est modifiée par le cycle thermique BB'B, alors qu'il y a restauration des limites d'élasticité lors du cycle AA'A.

Lors de l'échauffement BB', l'écrouissage thermique est gêné par le chargement mécanique. Cet écrouissage thermique gêné est manifestement un phénomène irréversible :

- il s'accompagne d'une déformation plastique.
- les limites d'élasticité ne sont pas restaurées par une variation de température opposée.

Un écrouissage thermique gêné est plus facile à déceler qu'un écrouissage thermique libre, car il se manifeste avec une déformation irréversible du matériau. C'est ce phénomène qui est généralement mis en évidence au cours d'essais de laboratoire, alors que l'écrouissage thermique libre est souvent ignoré, du fait de son caractère latent.

Les écrouissages thermiques du domaine d'élasticité pour les phases d'échauffement AA' (écrouissage thermique libre) et BB' (écrouissage thermique gêné) sont différents. Au cours de l'écrouissage thermique gêné de B à B', la variation de la limite d'élasticité mesurée dans cet essai est bloquée à la valeur de la contrainte B. Dans d'autres directions de contraintes, les limites d'élasticité ne sont pas nécessairement bloquées, cependant leur évolution diffère certainement de celle obtenue pour un écrouissage thermique libre. On aboutit ainsi aux évolutions présentées figure 9.

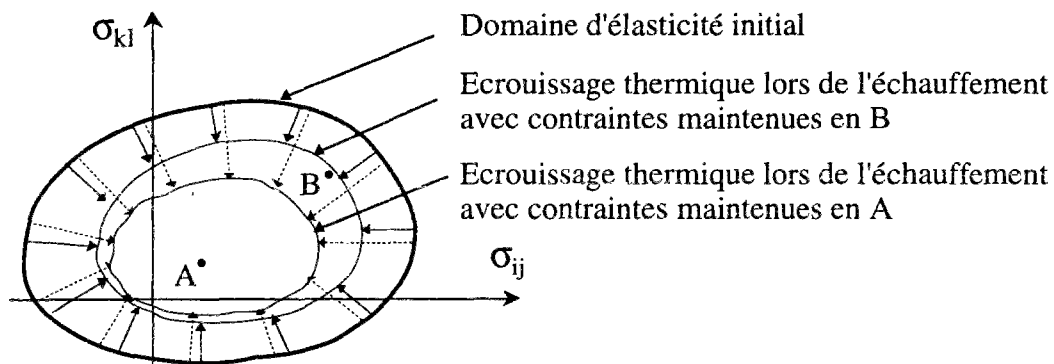


Figure 9 : Évolutions du domaine d'élasticité au cours du chargement.

Au cours du refroidissement $B'B$, la limite d'élasticité augmente. Elle est ainsi supérieure à sa valeur à la contrainte en B et l'écroutissage thermique s'effectue librement. Les variations du domaine d'élasticité pour les refroidissements AA' et BB' sont représentées figure 10.

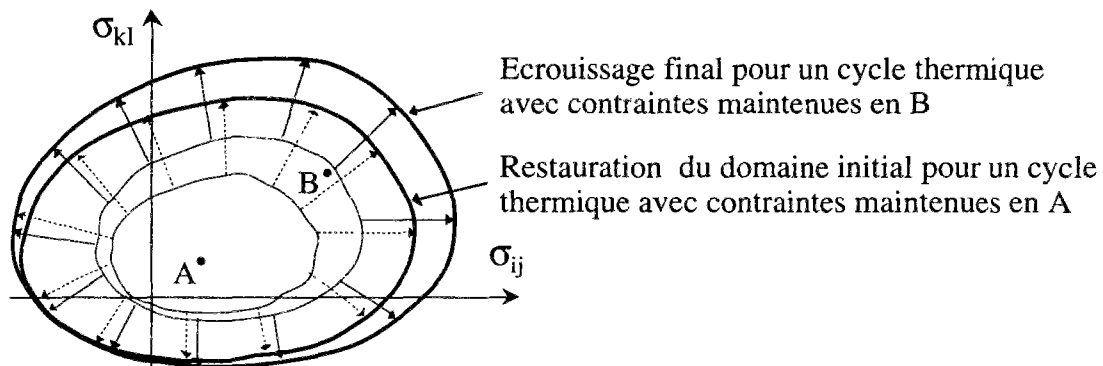


Figure 10 : Évolutions du domaine d'élasticité au cours du déchargement.

6. Combinaison des écroutissages thermique et mécanique.

Les écroutissages du domaine d'élasticité sont de natures diverses. On a présenté successivement un écroutissage mécanique (en condition isotherme), et des écroutissages thermiques libres et gênés.

Pour un chargement quelconque défini par un trajet donné en contraintes et en température, l'écroutissage du domaine peut être décomposé en une succession d'écroutissages infinitésimaux qui sont de deux types :

- écroutissage mécanique isotherme.
- écroutissage thermique libre.

Par conséquent, il suffit de connaître les règles d'évolution de ces deux types d'écroutissage pour décrire tous les écroutissages du domaine d'élasticité.

Ce point se montre aisément de la façon suivante. Considérons un chargement donné en contraintes et en température. Tant que la contrainte appliquée est à l'intérieur du domaine

d'élasticité, les écrouissages thermiques ont lieu librement. Lorsque la contrainte appliquée est à la frontière du domaine d'élasticité, on poursuit le chargement par incréments de température et de contraintes (δT , $\delta \sigma$). Avant d'appliquer l'incrément de température δT , on diminue le chargement mécanique pour que l'écrouissage thermique ait lieu librement. Le chargement mécanique est ensuite rétabli dans une évolution isotherme, et l'incrément de chargement mécanique $\delta \sigma$ est alors appliqué.

De cette façon, on remplace le chargement réel par une suite d'incrément de chargements "perturbés", au cours desquels les écrouissages thermiques ont lieu librement. En diminuant la taille du volume élémentaire des incréments, le chargement perturbé converge de façon uniforme vers le chargement souhaité. Cette convergence uniforme des chargements assure une convergence uniforme des déformations et déformations plastiques associées à ces chargements³.

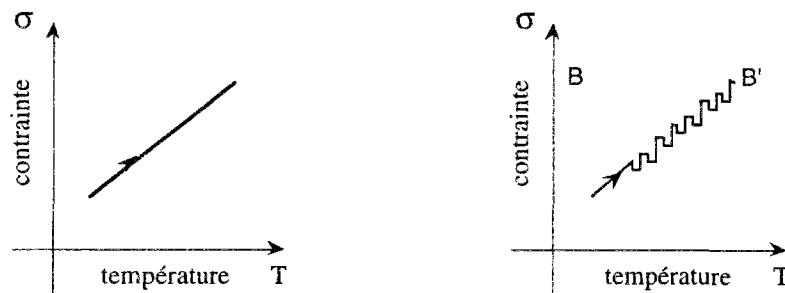


Figure 11 : Trajets de chargement réel et perturbé.

Cette décomposition des écrouissages est extrêmement utile pour formuler les lois d'écoulement. On remarquera en particulier que la déformation plastique apparue lors d'un écrouissage thermique gêné provient du même mécanisme plastique que pour les écrouissages mécaniques isothermes.

II.4. Quelques aspects thermodynamiques de l'écrouissage thermique.

L'objectif de cette partie est de parvenir à une meilleure compréhension de l'écrouissage thermique. En inscrivant la démarche dans un cadre thermodynamique, il devient possible de bénéficier des présentations classiques de la plasticité à l'aide de potentiels énergétiques. Cette partie introduit la notion de chaleur latente de transformation de l'état d'écrouissage.

³ Cette hypothèse revient à postuler à une dépendance continue de la réponse (ici, les déformations) en fonction la variable d'entrée (ici, le chargement). En l'absence de cette hypothèse de convergence, il n'est pas possible de prétendre à une modélisation du comportement du matériau sans prendre en compte la nature exacte des perturbations intervenant dans des essais réels. Cette hypothèse est en fait un préalable à la modélisation, sans elle, on ne peut affirmer que de faibles perturbations sont sans effet sur les résultats expérimentaux.

II.4.1. Notions thermodynamiques.

En premier lieu, sont rappelées quelques notions de thermodynamique utiles à la description des lois de comportement en mécanique. Cet exposé rapide est nécessairement incomplet, certains points importants tels que le postulat de l'état local ne sont pas évoqués. On se contente ici de préciser le vocabulaire et les notations employés par la suite.

1. État thermodynamique et variables d'état.

Une modélisation sous entend la notion d'état du matériau. Définir le comportement d'un matériau, c'est exhiber les lois qui gouvernent l'évolution des variables caractérisant l'état de ce matériau pour des sollicitations données.

Dans une approche thermodynamique, l'*état thermodynamique* du matériau désigne ses états d'énergie autres que l'énergie cinétique (macroscopique). La modélisation repose sur la recherche des variables d'état donnant une représentation de l'état thermodynamique du matériau. Ces variables d'état servent donc à la description des états d'énergies. La loi de comportement est formée par les relations qui lient les variables d'état au cours des évolutions de l'état du matériau sous l'effet des variations des sollicitations externes.

L'état thermodynamique est défini pour une quantité de matière qui constitue le système thermodynamique. Dans une description en terme de milieux continus, le système thermodynamique correspond à la matière contenue dans un volume élémentaire représentatif du comportement. La taille volume élémentaire représentatif donne l'échelle de la modélisation. Les variables d'état sont définies à cette échelle, il s'agit donc d'une description locale de l'état thermodynamique et du comportement.

Un milieu continu est décrit par des champs de variables continues spatialement. Les énergies et les variables d'état sont des quantités volumiques définies pour un volume élémentaire représentatif.

2. Inégalité de Clausius Duhem en thermomécanique.

Le premier principe de la thermodynamique affirme que l'énergie se conserve lorsqu'on la considère sous toutes ses formes. Les échanges d'énergie se répartissent ici en le travail des efforts extérieurs et les apports extérieurs de chaleur. En partant de la description classique des efforts mécaniques s'exerçant sur les milieux solides, on obtient le résultat suivant :

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \pi : \frac{d\Delta}{dt} - \text{Div } \mathbf{Q} \quad (1)$$

\mathcal{E} désigne l'énergie interne volumique dans une description lagrangienne, π est le tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff, Δ le tenseur des déformations de Green-Lagrange et \mathbf{Q} le vecteur courant de chaleur en description lagrangienne. Nous ne considérerons ici que les échanges de chaleur par conduction.

Le second principe de la thermodynamique fixe une limite à la conversion de chaleur en travail. Il postule l'existence d'une variable d'état, l'*entropie*, et d'une grandeur universelle positive, la *température*. L'inégalité fondamentale pour un milieu continu prend la forme suivante :

$$\frac{dS}{dt} + \text{Div} \frac{\mathbf{Q}}{T} \geq 0 \quad (2)$$

où S est l'entropie volumique dans une description lagrangienne et T la température absolue.

On appelle "inégalité de Clausius-Duhem" l'inégalité obtenue en multipliant la relation (2) par la température T puis en retranchant à chaque membre les termes de la relation (1) :

$$\pi : \frac{d\Delta}{dt} - S \frac{dT}{dt} - \frac{d\Psi}{dt} - \frac{\mathbf{Q}}{T} \cdot \text{Grad} T \geq 0 \quad (3)$$

Ψ désigne l'énergie libre volumique $E - TS$.

Pour l'ensemble de cette étude, l'on adopte l'hypothèse de la petite transformation. Les quantités lagrangienne et eulérienne ont alors la même valeur numérique. L'écriture de l'inégalité (3) est modifiée en remplaçant le tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff π par le tenseur de Cauchy σ , le vecteur de courant de chaleur lagrangien \mathbf{Q} par son homologue eulérien \mathbf{q} et le tenseur des déformations de Green-Lagrange par sa forme linéarisée ε . En adoptant ces notations, l'inégalité de Clausius-Duhem devient :

$$D = \sigma : \frac{d\varepsilon}{dt} - S \frac{dT}{dt} - \frac{d\Psi}{dt} - \frac{\mathbf{q}}{T} \cdot \text{grad} T \geq 0 \quad (4)$$

3. Dissipation intrinsèque.

Le terme D défini par (4) représente la dissipation dans un volume élémentaire du milieu continu. On distingue deux quantités, appelées respectivement dissipation intrinsèque D_I et dissipation thermique Φ_T , que l'on suppose séparément positives :

$$D_I = \sigma : \frac{d\varepsilon}{dt} - S \frac{dT}{dt} - \frac{d\Psi}{dt} \geq 0 \quad (5)$$

$$\Phi_T = - \frac{\mathbf{q}}{T} \cdot \text{grad} T \geq 0 \quad (6)$$

Lorsque la température dans le matériau est uniforme, la dissipation se réduit à la dissipation intrinsèque.

La dissipation thermique est associée à la conduction de la chaleur dans le milieu continu.

4. Équation thermique.

L'inégalité (4) étant une combinaison linéaire des relations (1) et (2), le terme $\frac{D}{T}$ est identiquement égal au premier membre de l'inégalité (2). On a la relation :

$$\frac{dS}{dt} + \operatorname{div} \frac{\mathbf{q}}{T} = \frac{D}{T} \quad (7)$$

Il existe deux sources d'entropie volumique : un apport d'entropie externe $-\operatorname{div} \frac{\mathbf{q}}{T}$ et une production interne d'entropie $\frac{D}{T}$.

En éliminant la dissipation thermique Φ_T dans l'équation (7), on obtient l'équation thermique :

$$T \frac{dS}{dt} = -\operatorname{div} \mathbf{q} + D_I \quad (8)$$

L'équation thermique est un bilan entropique liant l'évolution de l'entropie volumique, la chaleur apportée par conduction par unité de volume et la dissipation intrinsèque D_I . Lorsque l'expression de la dissipation intrinsèque en fonction des variables d'état est connue, l'équation thermique donne l'évolution de l'entropie du système.

5. Variables externes et internes, équations d'état.

On fait généralement une distinction parmi les variables d'état. Celles qui apparaissent *explicitement* dans l'écriture de la dissipation intrinsèque sont qualifiées de *variables externes*, les autres sont dites *variables internes*. Dans cette étude, les déformations totales, les contraintes, la température et l'entropie sont donc des variables externes⁴.

Dans un comportement thermoélastique la dissipation intrinsèque est nulle. L'énergie libre Ψ ne varie que si les déformations $\boldsymbol{\varepsilon}$ ou la température T évoluent, cette fonction sera donc

⁴ A l'exception de l'entropie, ces variables externes sont également observables, c'est à dire qu'il est possible de les mesurer directement. La déformation est obtenue par des mesures de déplacements, les contraintes sont déterminées à partir de l'équilibre mécanique des facettes du matériau et la température est mesurée en cas d'équilibre thermique avec un autre corps solide en contact. En revanche, l'entropie ne fait pas l'objet de mesure directe, cette quantité ne doit son existence qu'au second principe et elle ne peut être définie autrement. (Voir également la remarque sur la réversibilité en II.5.6)

décrite à l'aide de ces deux variables. Les deux variables ε et T étant indépendantes, la fonction $\Psi(\varepsilon, T)$ décrivant l'énergie libre vérifie :

$$\sigma = \frac{\partial \Psi}{\partial \varepsilon} \quad (9a)$$

$$S = - \frac{\partial \Psi}{\partial T} \quad (9b)$$

Ces relations entre les variables externes constituent les *équations d'état* du système.

6. Jeu de variables normal vis-à-vis des variables externes.

Les évolutions réversibles sont décrites par une loi de comportement liant les variables externes. En revanche lorsque la dissipation intrinsèque est non nulle, la description du comportement et des états thermodynamiques doit faire appel à des variables internes. Dans un matériau de comportement plastique, ces variables peuvent être fonction des déformations irréversibles ou des limites d'élasticité. On recherche un *jeu de variable d'état complet*, c'est-à-dire suffisant pour décrire l'état du système pour toutes les sollicitations que l'on envisage sur ce matériau.

La validité des équations d'état (9) est maintenue si le jeu des variables d'état est *normal vis-à-vis des variables d'état externes*, c'est-à-dire s'il existe des évolutions réelles où chacune des variables externes évolue indépendamment de toutes les autres variables d'état.

Par exemple, le jeu de variables (ε, T, α) est normal vis-à-vis des variables externes ε et T s'il existe :

- des évolutions réelles où seule la température varie, la déformation et les variables α étant fixées,
- des évolutions réelles où seules les déformations varient, la température et les variables α étant fixées.

En ce cas, l'expression de la dissipation intrinsèque lors des évolutions irréversibles se simplifie :

$$DI = - \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{dt} \geq 0 \quad (10)$$

Pour connaître la valeur de la dissipation intrinsèque, il faut déterminer la loi complémentaire liant $\frac{\partial \Psi}{\partial \alpha}$ à $\frac{d\alpha}{dt}$. Cette loi reste soumise à la restriction thermodynamique qui impose une dissipation DI positive.

Le choix des variables internes et de la loi complémentaire est bien évidemment fonction du comportement du matériau. Un cadre adapté aux modèles plastiques va être examiné à présent.

II.4.2. Les équations d'état de la plasticité.

1. Définition des paramètres d'écroûissage.

Le *domaine d'élasticité* est l'ensemble des contraintes σ accessible à partir de l'état de contraintes actuel par une évolution infiniment lente⁵, réversible et isotherme.

Pour décrire cet ensemble, on introduit une fonction scalaire continue f , appelée *critère de plasticité*, définie sur l'espace des tenseurs des contraintes dont le signe constitue un indicateur du domaine d'élasticité. Par convention, le tenseur de contrainte σ appartient au domaine d'élasticité si et seulement si $f(\sigma)$ est négatif ou nul.

Pour modéliser un comportement plastique écroûissable, il faut être en mesure de décrire l'ensemble des domaines d'élasticité après diverses sollicitations mécaniques et thermiques. D'un point de vue pratique, un modèle requiert un nombre fini de paramètres et l'on recherche les fonctions critères dans un espace de fonction de dimension finie. La dimension de cet espace définit le nombre minimal de *paramètres d'écroûissage indépendants* donnant une représentation des évolutions du domaine d'élasticité qui soit compatible avec le degré de précision que l'on s'est fixé. En général, de nombreux facteurs viennent limiter la connaissance précise du domaine d'élasticité réel, il suffit alors de peu de paramètres d'écroûissage pour rendre compte des observations expérimentales.

L'ensemble des domaines d'élasticité est donc décrit par les paramètres d'écroûissage, notés ζ , et par le critère de plasticité $f(\sigma, \zeta)$ fonction des deux variables σ et ζ . Par convention, dire que la contrainte σ appartient au domaine d'élasticité décrit par ζ signifie :

$$f(\sigma, \zeta) \leq 0 \quad (11)$$

Le jeu de paramètres d'écroûissage ζ permet la description de tous les écroûissages du matériau, y compris les écroûissages thermiques.

La température n'apparaît pas de manière explicite dans l'écriture du critère de plasticité, mais la valeur des paramètres ζ dépend de la température. L'intérêt de cette présentation est que

⁵ Les comportements plastiques étudiés étant indépendants des vitesses d'évolution, il est inutile de se limiter aux évolutions infiniment lentes dans la définition précédente.

le même paramètre d'écrouissage peut servir à la fois à la description d'un écrouissage plastique isotherme et d'un écrouissage purement thermique.

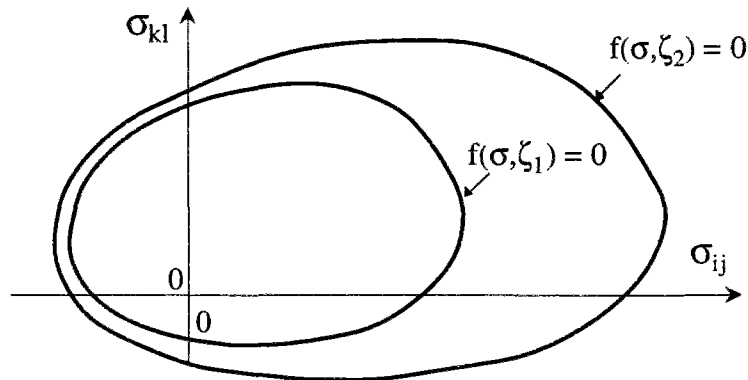


Figure 12 : Variation du domaine d'élasticité et paramètres d'écrouissage.

2 Variables internes caractérisant l'état d'écrouissage

Considérons un volume élémentaire d'un matériau plastique dans un état déformé. Pour caractériser son état actuel par rapport à un état de référence, la donnée des déformations ε et de la température θ suffit lorsque cette matière a connu uniquement des évolutions thermoélastiques. En revanche, lorsqu'il s'est produit des évolutions plastiques, il faut de plus indiquer les déformations plastiques ε^p et l'état d'écrouissage du matériau.

La description des phénomènes physiques responsables de l'écrouissage ne peut généralement pas être faite à l'échelle du volume élémentaire représentatif. Cependant, pour parvenir à une modélisation du comportement mécanique, il faut connaître une mesure globale des effets de ces phénomènes microscopiques. On désigne par χ les variables internes permettant de caractériser l'état d'écrouissage à l'échelle du volume élémentaire représentatif.

Le fait que l'on ne puisse pas décrire la physique des phénomènes à notre échelle d'étude ne signifie pas qu'il faille les négliger. Prenons pour exemple la plasticité des métaux. Le mécanisme responsable de la plasticité de ces matériaux est à rechercher dans le mouvement de dislocations au sein du réseau cristallin. Mais dans l'étude du comportement mécanique, il n'est pas question de décrire l'évolution des dislocations. En revanche, la déformation plastique peut être vue comme une mesure globale des effets de ces dislocations à l'échelle du volume élémentaire représentatif.

Les variables internes χ sont à distinguer des paramètres d'écrouissage ζ . On donne plus loin les liens entre ces deux variables. Pour l'instant, on remarquera simplement qu'au cours d'un écrouissage thermique libre, les paramètres ζ sont modifiés, alors que les variables χ sont

par définition des variables internes dont la valeur ne change pas au cours d'une évolution réversible.

3. Energie libre et équations d'état.

L'état d'un volume élémentaire est caractérisé par les variables suivantes:

- θ : température,
- ε : déformation,
- ε^P : déformation plastique,
- χ : état d'écroutissage.

L'énergie libre est une fonction d'état, qui dépend par conséquent de ce jeu de variables. On suppose que cette fonction prend la forme suivante :

$$\Psi(\theta, \varepsilon, \varepsilon^P, \chi) = \varphi(\varepsilon - \varepsilon^P, \theta) + V(\chi, \theta) \quad (12)$$

L'énergie libre est la somme de deux énergies :

- φ est la fonction énergie libre élastique ($\varepsilon^e = \varepsilon - \varepsilon^P$)
- V est appelée énergie libre bloquée par écroutissage.

La justification de ces dénominations est faite plus loin, lorsque l'on explicite les équations d'état.

Cette séparation des énergies se rencontre classiquement dans les présentations thermodynamique de la plasticité. L'originalité de l'expression (12) de l'énergie libre réside dans la présence de la température parmi les arguments de l'énergie bloquée par écroutissage.

Avec l'expression (12), les équations d'état (8) deviennent :

$$\sigma = \frac{\partial \varphi}{\partial \varepsilon} \Big|_{\theta} (\varepsilon - \varepsilon^P, \theta) \quad (13a)$$

$$S = - \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \Big|_{\varepsilon} (\varepsilon - \varepsilon^P, \theta) - \frac{\partial V}{\partial \theta} \Big|_{\chi} (\chi, \theta) \quad (13b)$$

L'équation (13a) relie les contraintes aux déformations élastiques et à la température. Cette équation est en particulier indépendante de l'état d'écroutissage et des évolutions plastiques passées.

Compte tenu de (10) et (13a), la dissipation intrinsèque a pour expression :

$$DI = \sigma : \dot{\varepsilon}^P - \frac{\partial V}{\partial \chi} \Big|_{\theta} \cdot \dot{\chi} \quad (14)$$

La force thermodynamique associée à la dissipation à la vitesse des déformations plastiques d'écrouissege est égale à la contrainte σ . Le terme $\sigma:\dot{\epsilon}^P$ est appelé dissipation plastique. Cette terminologie ne doit pas faire oublier la présence d'un autre terme dans la dissipation qui associe à la vitesse des variables d'écrouissege une force thermodynamique :

$$\mathbf{A} = - \frac{\partial V}{\partial \chi} |_{\theta} (\chi, \theta) \quad (15)$$

L'hypothèse suivante est une étape essentielle de la modélisation des écrouisseges :

On suppose qu'il existe un paramétrage ζ du domaine d'élasticité et des variables internes χ caractéristiques de l'état d'écrouissege tel que ζ soit égal à la force thermodynamique associée à $\dot{\chi}$ dans la dissipation.

L'intérêt de la présence de la température parmi les arguments de la fonction V est maintenant clair : la valeur des forces thermodynamiques ζ dépend ainsi de la température, ce qui cause des écrouisseges thermiques du domaine d'élasticité.

4. Sens thermodynamique du domaine d'élasticité : une loi complémentaire.

L'identification d'un paramétrage ζ avec les forces thermodynamiques associées aux variations des variables interne χ ne résulte pas d'un choix arbitraire. Cette opération donne un sens nouveau au domaine d'élasticité.

En effet, pour achever la description du modèle de comportement, il faut déterminer les lois complémentaires qui lient la vitesse d'évolution des variables internes aux forces thermodynamiques associées à ces variables.

Les variables ζ , issues de la description du domaine d'élasticité, s'identifient à présent aux forces thermodynamiques associées aux variations à la variable interne d'écrouissege χ .

De même, les forces associées aux déformations plastiques ϵ^P s'identifient au tenseur des contraintes σ . Les forces thermodynamiques associées aux déformations totales et aux déformations plastiques ont donc la même valeur⁶.

⁶ On note ici le double statut des contraintes, qui sont à la fois les forces thermodynamiques pour les déformations totales du système et pour les déformations plastiques. Ce double statut est essentiellement dû à l'hypothèse de restitution du travail élastique.

Le domaine d'élasticité prend une signification nouvelle : il est constitué de l'ensemble des forces (σ, ζ) pour lesquelles la vitesse d'évolution des variables internes associées ε^p et χ est nulle. C'est une information partielle sur les lois complémentaires.

Les règles d'écoulement viendront compléter cette information.

5. Illustration sur un modèle rhéologique

Considérons le système rhéologique décrit figure 13 qui associe en série un ressort \mathcal{K} et un patin relié à un deuxième ressort \mathcal{H} . Le patin reste bloqué si la force demeure en deçà d'un seuil noté C , et il glisse si la force qui lui est appliquée atteint ce seuil. Il s'agit d'un comportement plastique parfait de ce patin.

Le ressort \mathcal{H} permet de simuler un écrouissage cinématique de ce système rhéologique. Le système étudié comporte une liaison linéaire entre allongements du patin et du ressort d'écrouissage de la figure 2. L'on réservera la notation χ pour l'allongement du ressort \mathcal{H} .

Cette liaison entre le patin et le ressort \mathcal{H} n'apporte pas de modification de principe dans le fonctionnement de ce système rhéologique. Elle est introduite pour marquer une différence entre les deux variables internes déformation plastique ε^p et la variable χ caractéristique de l'état d'écrouissage.

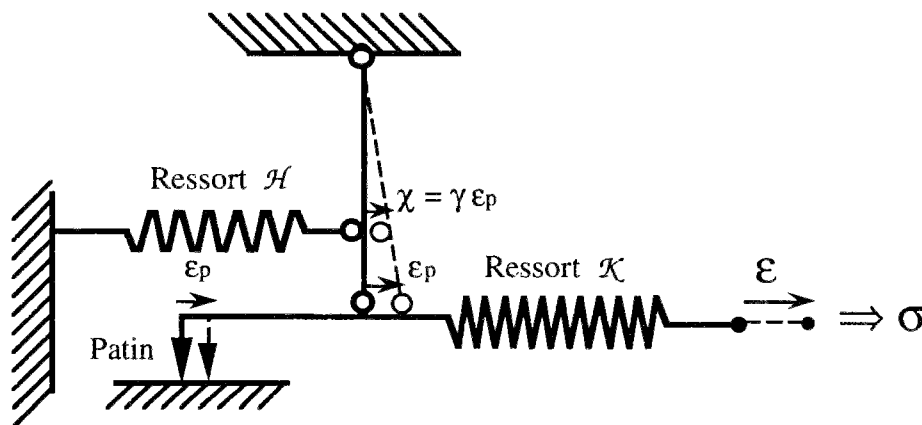


Figure 13 : Système rhéologique plastique écrouissable avec une liaison linéaire entre les allongements du patin et du ressort d'écrouissage.

La température est une variable commune aux éléments du système rhéologique. On suppose que chacun des éléments "ressorts" suit une loi thermoélastique linéaire avec une raideur notée respectivement K et H , une dilatation thermique linéaire α_K et α_H et une capacité calorifique C_K et C_H .

L'énergie libre du système est égale à la somme des énergies libres des composants :

$$\Psi(\theta, \varepsilon, \varepsilon^p, \chi) = \Psi_K(\varepsilon - \varepsilon^p, \theta) + \Psi_H(\chi, \theta) \quad (16)$$

Avec les expressions suivantes des potentiels :

$$\Psi_K(\varepsilon^e, \theta) = \frac{1}{2} K \varepsilon^2 - \frac{1}{2} \frac{C_K}{T_0} \theta^2 - \alpha_K K \theta \varepsilon^e \quad (17)$$

$$\Psi_H(\chi, \theta) = \frac{1}{2} H \chi^2 - \frac{1}{2} \frac{C_H}{T_0} \theta^2 - \alpha_H H \theta \chi \quad (18)$$

On suppose que le patin peut dissiper de l'énergie sous forme de chaleur, mais qu'il ne peut pas en emmagasiner. L'énergie libre de cet élément ne varie ni par allongement, ni par changement de température.

On note ζ l'opposée de la force agissant sur le ressort \mathcal{H} .

$$\zeta = - \left. \frac{\partial \Psi_H}{\partial \chi} \right|_{\theta} (\chi, \theta) = - H \chi + \alpha_H H \theta \quad (19)$$

Soit γ les rapports des bras de levier entre le patin et le ressort d'écrouissage (figure 13). La force agissant sur le patin est égale à $\sigma + \gamma \zeta$. On en déduit l'expression du critère de plasticité pour ce système rhéologique :

$$f(\sigma, \zeta) = | \sigma + \gamma \zeta | - C \quad (20)$$

Cet exemple présente toutes les caractéristiques souhaitées :

- le domaine d'élasticité est écrouissable thermiquement,
- l'expression de l'énergie libre a une forme identique à l'expression (12),
- la force associée à la variable interne d'écrouissage χ est le paramètre d'écrouissage du domaine d'élasticité ζ .

Dans un système rhéologique, on visualise directement les variables et les liaisons internes au système. Lorsque l'on cherche à modéliser le comportement plastique d'un matériau, les variables internes ne sont pas observables. Les variables internes pertinentes pour un matériau donné sont déterminées par une analyse des résultats d'essais.

II.4.3. Les couplages thermomécaniques associés à l'écrouissage thermique.

1. Énergie libre bloquée par écrouissage.

Après une décharge totale qui restitue l'état initial en contrainte et en température, l'énergie libre du matériau est augmentée du terme $V(\chi, \theta)$. Entre l'état initial et cet état où l'on a restauré contrainte et température, les propriétés mécaniques du matériau n'ont pas varié, on note simplement un écrouissage du domaine d'élasticité.

Cette énergie est appelée "énergie bloquée par écrouissage" pour la raison suivante. Pour des évolutions isothermes, un bilan d'énergie montre que l'énergie bloquée par écrouissage est la différence entre l'énergie mécanique fournie et l'énergie dissipée par la dissipation intrinsèque du matériau.

Si ΔV est positif, l'énergie bloquée est effectivement stockée au sein de l'énergie libre du matériau, en revanche si ΔV est négatif, cette énergie bloquée est en fait restituée au milieu extérieur. L'énergie bloquée est donc une énergie emmagasinée dans le matériau qui peut éventuellement être restituée ultérieurement, au cours d'un autre chargement. Le signe de l'énergie bloquée ΔV n'est pas connu a priori, les restrictions thermodynamiques portant uniquement sur le signe de l'énergie dissipée.

Dans une modélisation classique de la plasticité, l'énergie bloquée par écrouissage ne dépend pas de la température. Pour justifier la présence de la température parmi les arguments de V , il faut comprendre l'origine physique de cette énergie. Ces phénomènes physiques responsables des écrouissages sont décrits à une échelle en deçà de celle adoptée dans l'étude du comportement thermomécanique du matériau.

Une origine de l'énergie bloquée communément admise est qu'elle provient d'une incompatibilité géométrique des déformations irréversibles qui se produisent à une échelle microscopique. Cela suppose en particulier que les déformations irréversibles ne sont pas homogènes à cette échelle microscopique. Les déformations plastiques microscopiques résultent par exemple de dislocations dans des réseaux cristallins (cas de métaux), ou encore de glissements irréversibles entre grains (cas de milieux granulaires) voire également de déformations plastiques de ces grains.

En tout état de cause, ces déformations plastiques sont rarement cinématiquement compatibles à elles seules, une contribution élastique est nécessaire pour assurer la compatibilité du champ des déformations totales à cette échelle. Même après décharge, il reste à l'échelle microscopique une déformation élastique. Ainsi une certaine quantité d'énergie n'est pas récupérée à la décharge sous forme de travail, mais elle n'est pas non plus convertie sous forme de chaleur. D'où la présence d'une énergie bloquée.

Compte tenu de cette explication, une dépendance en température de l'énergie bloquée se conçoit aisément. En effet, l'énergie bloquée a la même origine physique que l'énergie élastique macroscopique. Puisque l'énergie libre élastique varie en fonction de la température, il est naturel de supposer qu'il en est de même pour l'énergie libre bloquée par écrouissage.

Plus précisément, il faut tenir compte des termes de couplages thermoélastiques à l'échelle microscopique.

Sous l'effet d'une élévation de température uniforme, la dilatation thermique à une échelle microscopique est généralement cinématiquement incompatible dans un milieu formé de matériau de propriétés hétérogènes (cas de polycristaux ou de milieux granulaires par exemple) ou dans un milieu ayant une structure complexe (enchevêtrement de plaquettes argileuses ou de filaments de polymère par exemple). Il faut à nouveau une contribution élastique pour assurer la compatibilité du champ des déformations totales. L'énergie bloquée par écrouissage est donc sensible à la température.

De plus, les "contraintes thermiques" présentes à un niveau microscopique vont modifier les seuils d'élasticité à l'échelle du volume élémentaire représentatif. Ce phénomène est à l'origine de l'écrouissage thermique libre.

Le modèle rhéologique présenté plus haut donne une bonne illustration de ces phénomènes. La dilatation thermique du ressort d'écrouissage est empêchée par le patin. Sous l'action d'une variation de température, la force interne sur le patin varie, ce qui donne un écrouissage thermique. Tant que le seuil de glissement n'est pas atteint, ce phénomène est réversible : c'est un écrouissage thermique libre.

2. Fonction entropie bloquée par écrouissage.

En différenciant l'équation d'état (13b), on obtient la relation suivante :

$$dS = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \varepsilon^e \partial \theta} d\varepsilon^e + \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \right) d\theta - \frac{\partial^2 V}{\partial \theta \partial \chi} d\chi \quad (21)$$

Le facteur de $d\theta$ est proportionnel à la capacité calorifique du matériau. Ce terme est indépendant de la valeur de l'état d'écrouissage lorsque :

$$\frac{\partial^3 V}{\partial \theta^2 \partial \chi} = 0 \quad (22)$$

En admettant la relation (22), la forme de l'énergie libre se simplifie :

$$\Psi(\theta, \varepsilon, \varepsilon^p, \chi) = \varphi(\varepsilon - \varepsilon^p, \theta) + U^b(\chi) - \theta S^b(\chi) \quad (23)$$

La première fonction $U^b(\chi)$ représente l'énergie bloquée sous forme mécanique à la température T_0 ($\theta=0$). Cette énergie bloquée $U^b(\chi)$ se rencontre classiquement dans une étude isotherme du modèle plastique écrouissable.

La deuxième fonction $S^b(\chi)$ est la *fonction entropie bloquée par écrouissage*.

Cette dénomination se justifie si on examine la forme nouvelle de l'équation d'état (13b) :

$$S = S^b(\chi) - \frac{\partial \phi}{\partial \theta}(\varepsilon - \varepsilon^p, \theta) \quad (24)$$

Après un cycle de chargements en contraintes et température pendant lequel l'écroissage évolue de c_1 à c_2 , la variation d'entropie sera égale à $S^b(c_2) - S^b(c_1)$. Cette entropie est acquise lors des écroissages irréversibles et elle reste bloquée avec l'état d'écroissage.

Dans ce chapitre les échanges thermiques sont étudiés avec une capacité calorifique indépendante de l'état d'écroissage car l'emploi des fonctions U^b et S^b permet de mieux saisir la signification des équations.

Mais en règle générale, l'expression (12) de l'énergie libre ne présente pas de difficulté particulière. En l'absence de l'hypothèse (22), l'entropie bloquée par écroissage a pour expression :

$$s^b = - \int \frac{\partial^2 v}{\partial \theta \partial \chi}(\chi, \theta) d\chi \quad (25)$$

Cette quantité n'est pas une fonction de l'état du système, car sa valeur dépend de l'histoire des températures au cours des évolutions plastiques.

3. Chaleur latente de transformation de l'état d'écroissage

On dénomme habituellement chaleur latente le produit de la température absolue⁷ T avec une variation d'entropie induite sans variation de température. Ainsi, à partir de la fonction entropie bloquée, on définit une *chaleur latente de transformation de l'état d'écroissage* $L\chi \cdot d\chi$ où le vecteur $L\chi$ est défini par :

$$L\chi = T \frac{dS^b}{d\chi} \quad (26)$$

Lorsque la relation (22) n'est pas vérifiée, le vecteur chaleur latente $L\chi$ est défini par :

$$L\chi = -T \frac{\partial^2 v}{\partial \theta \partial \chi} \quad (27)$$

-Une modification à température constante de l'état d'écroissage de χ à $\chi + d\chi$ nécessite un apport de chaleur $L\chi d\chi$. Cette chaleur latente de transformation de l'état d'écroissage intervient dans les bilans d'énergie au cours des évolutions plastiques.

⁷ On réserve la notation T à la température absolue, et la notation θ à une mesure usuelle de la température.

Pour illustrer ces propos, considérons un cycle de chargements formé d'un incrément de contrainte de σ à $\sigma + d\sigma$, suivi d'un incrément en sens inverse, tout en maintenant la température constante. On suppose qu'au cours de ce cycle élémentaire, la déformation plastique s'accroît de la quantité $d\varepsilon^p$ et l'état d'écrouissage de la quantité $d\chi$.

Soit δQ la quantité de chaleur, rapportée à un volume unité, cédée à l'extérieur au cours de ce cycle élémentaire. Compte tenu des relations (8) (14) et (27), il vient :

$$\delta Q = (\sigma : d\varepsilon^p + \zeta d\chi) - L\chi d\chi \quad (28)$$

Le terme entre parenthèse provient de la dissipation intrinsèque. Il est par conséquent positif. En revanche, le signe de δQ est fonction des importances respectives de ζ et $L\chi$.

S'il est positif la plastification produit un dégagement de chaleur. Dans le cas contraire il faut apporter de la chaleur depuis l'extérieur pour que ce cycle élémentaire se fasse de façon isotherme. Cette opération est exothermique dans le premier cas et endothermique dans le second.

En l'absence de chaleur latente d'écrouissage, c'est-à-dire pour les matériaux qui ne sont pas thermiquement écrouissables, on a toujours un dégagement de chaleur pour le chargement précédent. Cette mesure donne une idée de l'importance de la dissipation intrinsèque. Avec les matériaux écrouissables thermiquement, cette mesure directe de la dissipation intrinsèque est impossible.

4. Coefficient d'écrouissage thermique.

Le vecteur chaleur latente $L\chi$ intervient également dans le calcul de la sensibilité en température des forces d'écrouissage. En inversant l'ordre des dérivées partielles dans (27), on obtient la dérivée des paramètres d'écrouissage ζ par rapport à la température :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial \theta} |_{\chi} = \frac{L\chi}{T} \quad (29)$$

Ainsi, dans une description thermodynamique de la plasticité, la chaleur latente de transformation de l'état d'écrouissage est la clef du phénomène d'écrouissage thermique.

La variation du critère pour un incrément de température $d\theta$ vaut :

$$df |_{\sigma, \chi} = \frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{L\chi}{T} d\theta \quad (30)$$

Nous appellerons *coefficient d'écrouissage thermique* et nous noterons H_T le scalaire :

$$H_T = \frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{L\chi}{T} = \frac{\partial f}{\partial \zeta} \Big|_{\sigma} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \Big|_{\chi} \quad (31)$$

Le signe du coefficient H_T calculé en bordure du domaine d'élasticité donne la direction de l'évolution locale du domaine d'élasticité avec la température. Les chaleurs latentes n'étant pas assujetties à des restrictions thermodynamiques, ce signe est a priori quelconque.

Si H_T est positif, alors le domaine d'élasticité se rétrécit lorsque la température augmente; le domaine d'élasticité est localement thermorétrécissant. Si H_T est négatif, le domaine d'élasticité s'agrandit lorsque la température augmente; le domaine d'élasticité est localement thermoextensible. Ces résultats concernent bien entendu l'ensemble du domaine d'élasticité si le signe de H_T est constant à la frontière du domaine d'élasticité.

II.5. Le comportement élastoplastique avec écrouissage thermique.

II.5.1. Directions d'écoulement.

Le critère indique quand une évolution thermomécanique devient irréversible. Les règles d'écoulement définissent comment s'effectue cette évolution.

1. Loi complémentaire sur les évolutions des variables internes.

Dans un modèle plastique, les évolutions des variables internes ε^p et χ se produisent simultanément au chargement. Puisque l'amplitude des évolutions des variables internes est fonction de l'amplitude du chargement, l'écoulement est déterminé par la seule donnée des directions d'écoulement.

La règle d'écoulement fixe l'ensemble des directions permises pour l'évolution des paramètres ε^p et χ . Cette règle complète la loi complémentaire sur les évolutions des variables internes. On admet l'hypothèse suivante :

La direction d'écoulement des variables internes (ε^p, χ) ne dépend que des forces thermodynamiques associées à ces variables, c'est-à-dire (σ, ζ).

Pour calculer l'évolution des variables internes, il faut procéder de façon incrémentale. La direction d'écoulement (h_ε, h_χ) étant connue, les incréments de déformation plastique $d\varepsilon^p$ et de l'état d'écrouissage $d\chi$ sont tels que :

$$d\varepsilon^p = d\lambda h_\varepsilon \quad (32a)$$

$$d\chi = d\lambda h_\chi \quad (32b)$$

Les amplitudes des écoulements étant liées par le même multiplicateur plastique $d\lambda$. $d\lambda$ est un scalaire positif.

La direction d'écoulement (h_ε, h_χ) est une fonction de (σ, ζ) , qui est définie indépendamment de la direction d'évolution du chargement. Par conséquent, il n'y a pas lieu de découper les déformations plastiques en deux termes provenant d'un chargement mécanique et d'un chargement thermique, car la direction d'écoulement est la même pour ces deux chargements⁸.

Signalons enfin que les directions d'écoulement ne sont pas quelconques, elles doivent satisfaire à une restriction thermodynamique :

$$\sigma: h_\varepsilon + \zeta \cdot h_\chi \geq 0 \quad (33)$$

On est ainsi assuré que la dissipation intrinsèque définie par (10) est positive.

2. Potentiels d'écoulement.

L'on introduit généralement deux potentiels d'écoulement g et h , qui sont des fonctions des variables (σ, ζ) , convexes et dont les dérivées partielles donnent les directions d'écoulement :

$$h_\varepsilon = \frac{\partial g}{\partial \sigma}(\sigma, \zeta) \quad (34a)$$

$$h_\chi = \frac{\partial h}{\partial \zeta}(\sigma, \zeta) \quad (34b)$$

L'écoulement est associé, ou de manière équivalente il vérifie l'hypothèse de normalité lorsque le potentiel d'écoulement g peut être confondu avec le critère de plasticité f . Si de plus, le potentiel h se confond avec f , l'écrouissage est dit associé.

D'autre part, lorsque les fonctions g et h sont égales, on peut étendre la formulation (34) pour des potentiels convexes mais non continûment différentiables en introduisant la sous différentielle⁹ ∂g d'une fonction convexe. Les directions admissibles (h_ε, h_χ) sont définies par la relation :

⁸ Dans quelques modèles de plasticité (Tresca, Mohr-Coulomb,...) il existe des valeurs particulières de (σ, ζ) auxquelles sont associées plusieurs directions d'écoulement admissibles. On a alors un écoulement selon un régime d'arête ou de coin. Nous laissons ici de côté la description de ces écoulements singuliers car ces notions ne nécessitent pas de traitement particulier en rapport avec l'écrouissage thermique.

⁹ La sous différentielle au point x d'une fonction convexe semi-continue inférieurement g se définit par l'ensemble des vecteurs γ tel que $g(x) + \gamma \cdot (y-x) \leq g(y)$ est vrai pour tous les y .

$$(h_{\varepsilon}, h_{\chi}) \in \partial g(\sigma, \zeta) \quad (35)$$

Un écoulement de type (35) conduit à un régime d'arête ou de coin sur tous les points où le potentiel g n'est pas continûment différentiable.

II.5.2. Module d'érouissage et charge plastique.

On peut à présent calculer le module d'érouissage.

En différenciant la fonction critère $f(\sigma, \zeta(\chi, \theta))$ on obtient :

$$df = \frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + \frac{\partial f}{\partial \zeta} \cdot \frac{L\chi}{T} d\theta + \frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial \chi} d\chi \quad (36)$$

Compte tenu de (31) et (32b) on peut écrire de façon générale :

$$df = \frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + H_T d\theta + \frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial \chi} h_{\chi} d\lambda \quad (37)$$

Le coefficient en facteur de $d\lambda$ définit, au signe près, le module d'érouissage H :

$$H = - \frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial \chi} h_{\chi} = + \frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{\partial^2 V}{\partial \chi^2} h_{\chi} \quad (38)$$

L'expression de H obtenue ici est la même que celle que l'on obtiendrait en l'absence d'érouissage thermique. Remarquons cependant que ce module dépend ici de la température, car ζ et V sont des fonctions de la température.

En cas de charge plastique lors de l'incrément de charge $(d\sigma, d\theta)$, l'équation de consistance conduit à la relation suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + H_T d\theta = H d\lambda \quad (39)$$

L'érouissage thermique intervient dans le calcul du multiplicateur plastique. On note en particulier qu'une évolution plastique peut se produire sans qu'il y ait de variations de contrainte. On retrouve ainsi les érouissages thermiques gênés par l'état de contrainte décrits précédemment.

II.5.3. Règles d'écoulement.

Lorsque l'état initial de contrainte est à la frontière du domaine d'élasticité, l'évolution est soit plastique, soit élastique. Compte tenu des relations précédentes, les règles d'écoulement varient suivant le signe du module d'écrouissage H .

1. Module d'écrouissage positif.

Si le module d'écrouissage est positif, les conclusions sont les suivantes :

Module d'écrouissage strictement positif : $H > 0$

$$\text{Si } df|_{\chi} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma + H_T d\theta \geq 0 \quad \text{alors } (d\varepsilon^P, d\chi) = \frac{df|_{\chi}}{H} (h_{\varepsilon}, h_{\chi}) \quad (40)$$

$$\text{Si } df|_{\chi} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma + H_T d\theta < 0 \quad \text{alors } (d\varepsilon^P, d\chi) = (0, 0)$$

L'alternative (40) est sans ambiguïté, elle établit une distinction claire entre les chargements donnant une réponse élastique et ceux donnant une réponse plastique.

Dans l'espace des contraintes, un module d'écrouissage positif s'interprète généralement de façon géométrique par une extension locale du domaine d'élasticité lors des évolutions plastiques. Cette interprétation concerne uniquement les évolutions isothermes.

En présence d'un écrouissage thermique, l'extension du domaine d'élasticité s'observe lorsque l'on compare les domaines d'élasticité à des températures identiques.

Sur les figures 14 et 15 sont représentées quelques exemples de l'évolution du domaine d'élasticité pour un module d'écrouissage positif. La position du domaine d'élasticité a été représentée par un trait fin après la charge plastique et par un trait gras après restauration de la température initiale.

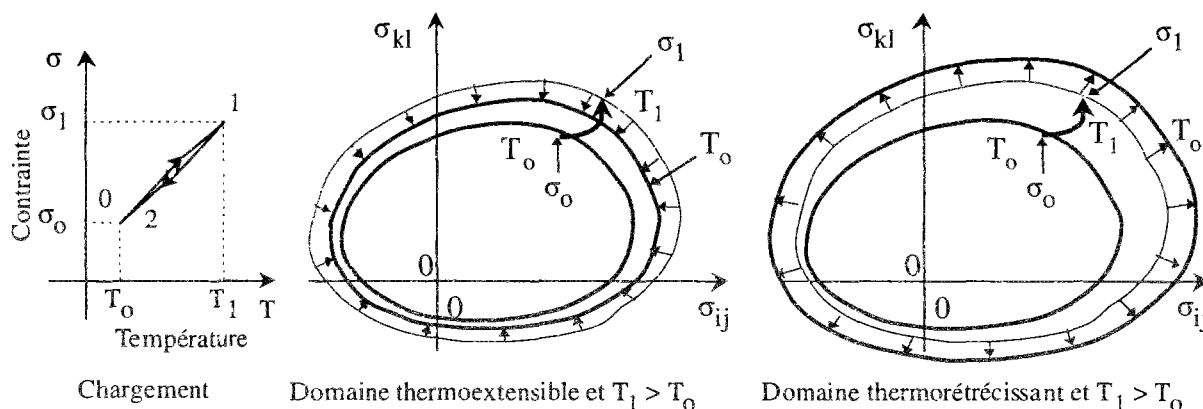


Figure 14 : Evolutions plastiques avec un module d'écrouissage positif.

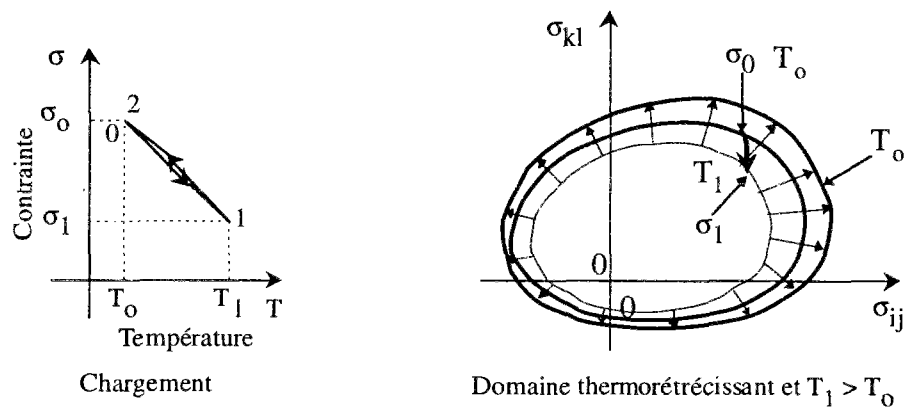


Figure 15 : Evolution plastique avec un module d'écrouissage positif.

Sur le dernier exemple figure 15, on assiste à une diminution des limites élastiques au cours du chargement plastique. Cela illustre le fait que l'extension du domaine d'élasticité n'est pas simultanée à la charge plastique, elle n'est visible qu'après restauration de la température initiale.

La situation présentée figure 15 se rencontre lorsque l'écrouissage thermique libre réduit la taille du domaine d'élasticité au cours du chargement plastique.

2. Module d'écrouissage négatif.

Si le module d'écrouissage est négatif, les conclusions sont les suivantes :

Module d'écrouissage strictement négatif : $H < 0$

$$\text{Si } df|_{\chi} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma + H_T d\theta < 0 \quad \text{soit } (d\varepsilon^p, d\chi) = \frac{df|_{\chi}}{H} (h_{\varepsilon}, h_{\chi}) \quad (41)$$

$$\text{soit } (d\varepsilon^p, d\chi) = (0, 0)$$

$$\text{Si } df|_{\chi} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma + H_T d\theta = 0 \quad \text{alors } (d\varepsilon^p, d\chi) = (0, 0)$$

$$\text{Et } df|_{\chi} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma + H_T d\theta > 0 \quad \text{est impossible}$$

Lorsque le module d'écrouissage est négatif, il existe une indétermination sur la nature de l'écoulement. Il est impossible de savoir a priori si un incrément donné de contrainte et de température va entraîner une charge plastique ou une décharge élastique.

Cette ambiguïté peut être levée lorsque l'on impose le chargement en terme d'incrément de déformation et de température.

D'autre part, certaines directions de chargement en contraintes et température ne peuvent être réalisées. Par exemple, si la contrainte est maintenue constante, une élévation de température n'est pas admise par un modèle plastique thermorétractissant. Ainsi ce modèle plastique va fixer un seuil limite à un chargement thermique sans variation de contraintes.

Ces limitations et indéterminations pose alors le problème de la stabilité thermodynamique des comportements que ces modèles cherchent à décrire. On verra plus loin que lorsque le module d'écrouissage est négatif, la stabilité thermodynamique du modèle par rapport aux variables contraintes et température n'est pas garantie.

Une interprétation géométrique d'un module d'écrouissage négatif est une contraction du domaine d'élasticité au cours des évolutions plastiques. Comme précédemment, cette réduction du domaine d'élasticité n'est effective que lorsque l'on compare la taille du domaine pour des températures identiques. Après un chargement thermomécanique, il faut effectuer une décharge thermoélastique restaurant la température pour observer cette contraction du domaine, de façon à retrancher les effets de l'écrouissage thermique. Les évolutions du domaine plastique sont représentées sur les figures 16 et 17.

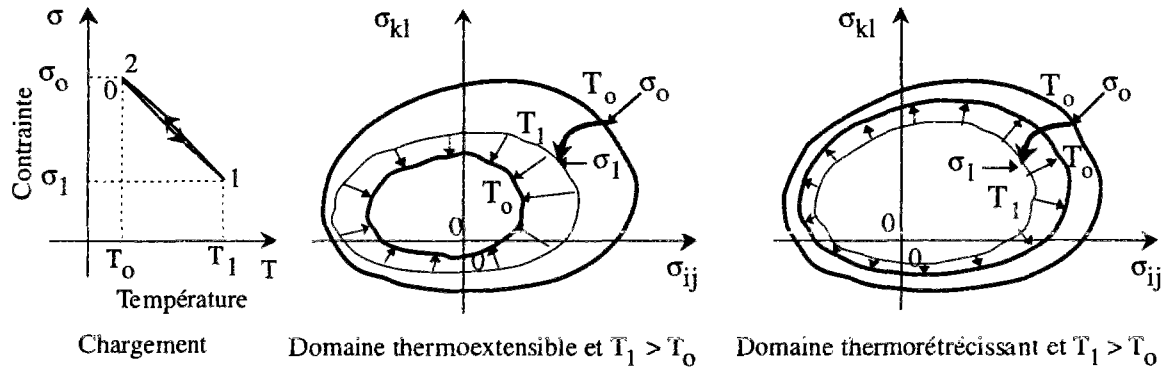


Figure 16 : Evolutions plastiques avec un module d'écrouissage négatif.

Une augmentation du domaine d'élasticité peut éventuellement avoir lieu en même temps que le chargement plastique, comme l'illustre la figure 17.

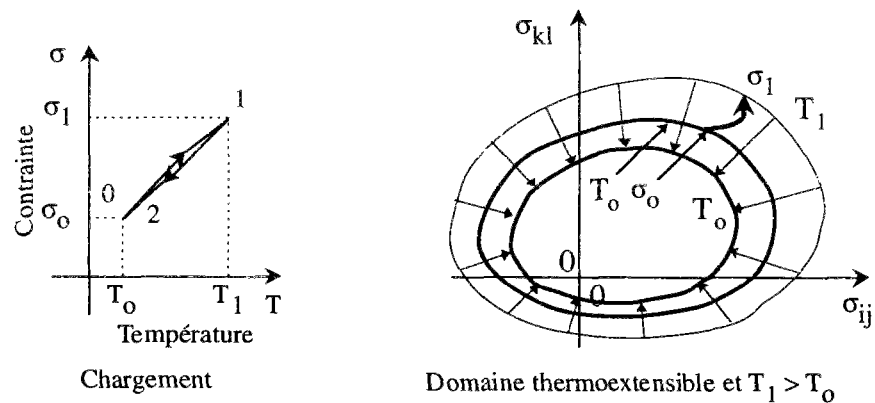


Figure 17 : Evolutions plastiques avec un module d'écrouissage négatif.

3. Écrouissage nul ou plasticité parfaite.

Lorsque le module d'écrouissage est nul, la quantité $df|_{\chi}$ est nulle lors des écoulements plastiques.

Module d'écrouissage nul : $H = 0$

$$\text{Si } df|_{\chi} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma + H_T d\theta = 0 \quad \text{alors } (d\epsilon^p, d\chi) = d\lambda (h_{\epsilon}, h_{\chi}) ; d\lambda \geq 0 \quad (42)$$

$$\text{Si } df|_{\chi} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma + H_T d\theta < 0 \quad \text{alors } (d\epsilon^p, d\chi) = (0, 0)$$

$$\text{Et } df|_{\chi} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma + H_T d\theta > 0 \quad \text{est impossible}$$

L'alternative (42) établit une distinction claire entre les chargements donnant une réponse thermoélastique et ceux donnant une réponse thermoplastique. En revanche, la valeur du multiplicateur plastique $d\lambda$ n'est pas connue a priori et il existe des directions de chargement impossibles à réaliser. Il s'agit d'un cas intermédiaire entre les écrouissages positifs et négatifs.

Dans l'espace des contraintes, un module d'écrouissage nul s'interprète généralement de façon géométrique par un domaine d'élasticité invariable. Cette interprétation n'est valable que pour les évolutions isothermes. Même lorsque le module d'écrouissage est nul, il peut subsister un écrouissage thermique qui donne un écrouissage de ce domaine avec la température.

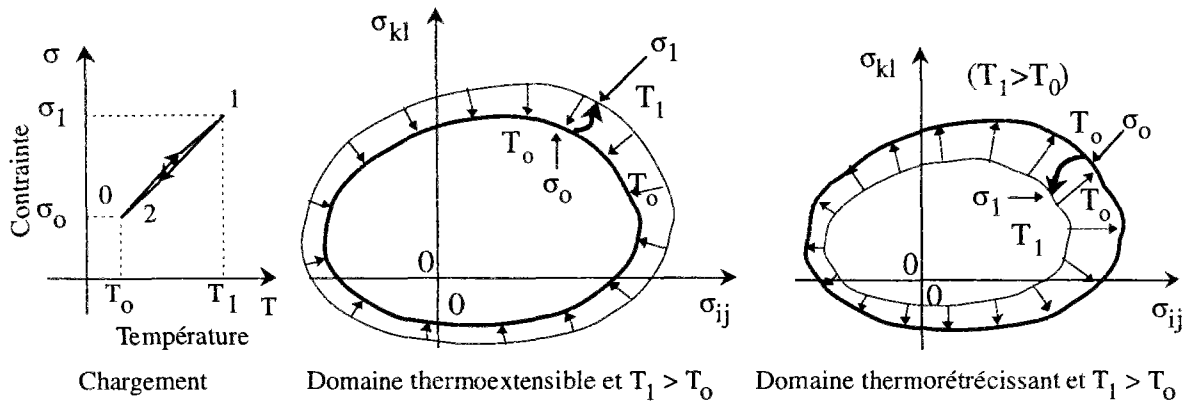


Figure 18 : Evolutions plastiques avec un module d'écrouissage nul.

Un modèle plastique parfait se caractérise par un module d'écrouissage constamment nul. Avec cette définition, le domaine d'élasticité n'est pas nécessairement fixe, mais la position du domaine d'élasticité à une température donnée est toujours la même.

Un domaine d'élasticité invariable est une condition plus stricte sur les coefficients d'écrouissage à savoir un module d'écrouissage H et un coefficient d'écrouissage thermique H_T constamment nuls.

II.5.4. Tenseur de dilatation élastoplastique tangent.

Considérons un matériau élastoplastique, écrouissable thermiquement. On s'intéresse aux évolutions plastiques sous l'effet d'une variation de température. On désigne par α le tenseur des coefficients de dilatation thermique élastique et C_σ la capacité thermique volumique.

Lorsque les contraintes sont maintenues constantes, les variations élastiques sont données par les équations d'état (13) :

$$d\varepsilon - d\varepsilon^P = \alpha d\theta \quad (43a)$$

$$dS - \frac{L\chi}{T} d\chi = \frac{C_\sigma}{T_0} d\theta \quad (43b)$$

Le terme $\frac{L\chi}{T} d\chi$ résulte de la variation d'entropie bloquée par écrouissage.

Pour un matériau plastique avec écrouissage positif, l'évolution des variables internes ε^P et de χ en fonction de $d\theta$ est connue sans ambiguïté. On en déduit :

$$d\varepsilon = \alpha d\theta + \frac{1}{H} Y(f) \langle H_T d\theta \rangle \frac{\partial g}{\partial \sigma} \quad (44a)$$

$$dS = \frac{C_{\sigma}}{T_0} d\theta + \frac{1}{H} Y(f) \langle H_T d\theta \rangle \frac{L\chi}{T} \frac{\partial h}{\partial \zeta} \quad (44b)$$

g et h sont les potentiels d'écoulement de \mathcal{E}^p et de χ , $\langle x \rangle$ représente la partie positive de la quantité x ($=x$ si $x>0$, $=0$ sinon) et $Y(x)$ désigne la fonction de Heavyside ($=1$ si $x>0$, $=0$ sinon).

On définit deux caractéristiques thermomécaniques tangentes lors d'une évolution plastique :

- le tenseur de dilatation thermique tangent :

$$\alpha^{tg} = \alpha + \frac{H_T}{H} \frac{\partial g}{\partial \sigma} \quad (45)$$

- la capacité calorifique tangente à état de contraintes constant :

$$C_{\sigma}^{tg} = C_{\sigma} + \frac{H_T}{H} (L\chi \frac{\partial h}{\partial \zeta}) \frac{T_0}{T} \quad (46)$$

La capacité calorifique tangente diffère de la capacité calorifique élastique car il faut tenir compte de la chaleur résultant de la transformation de l'état d'écroutissage.

La valeur du tenseur de dilatation α^{tg} est fonction de l'importance de l'écroutissage thermique, mais aussi de l'écoulement plastique.

Sur la plupart des matériaux, le coefficient élastique α est de trace positive, on a une augmentation de volume du matériau pour une augmentation de température. En revanche, la trace du coefficient α^{tg} peut être de signe opposé. On aura alors sous charge plastique une diminution de volume lors d'une augmentation de la température.

Considérons par exemple alors un matériau plastique thermorétrécissant ($H_T > 0$), avec écroutissage positif ($H > 0$). Si la trace de $\frac{\partial g}{\partial \sigma}$ est négative (le matériau est plastiquement contractant) on observe alors une diminution de volume irréversible lors d'une augmentation de température à état de contrainte constant.

Cette contraction du matériau résulte d'un écroutissage thermique gêné. C'est ainsi que l'on interprétera le comportement en température des argiles dans le chapitre suivant.

Une étude de l'ensemble des caractéristiques tangentes sous diverses conditions de chargement (isochore, adiabatique) est présentée en Annexe 2.

II.5.5. Stabilité thermodynamique.

1. Condition de stabilité au sens de Lyapunov.

L'idée intuitive de la stabilité d'un ensemble de variables est que de petites perturbations initiales n'engendrent que de petites évolutions de ces variables. Plus précisément, l'on recherche une norme sur des variables du système telle que, si l'on considère un état légèrement perturbé par rapport à l'état d'équilibre, les évolutions de ces variables restent limitées au sens de cette norme. Il s'agit d'une condition de *stabilité au sens de Lyapunov*.

On présente ici une analyse de la stabilité vis-à-vis de petites fluctuations de contraintes et de température pour un comportement plastique avec écrouissage thermique.

Soient T_0 et σ_0 les champs de température et de contraintes à l'équilibre dans un volume Ω . L'équilibre thermique impose un champ de température T_0 uniforme dans le volume Ω . On maintient les forces surfaciques $\sigma_0 \cdot \underline{n}$ et la température T_0 constantes sur la surface extérieure de ce volume et l'on envisage de petites fluctuations de contraintes et de température à l'intérieur de ce volume.

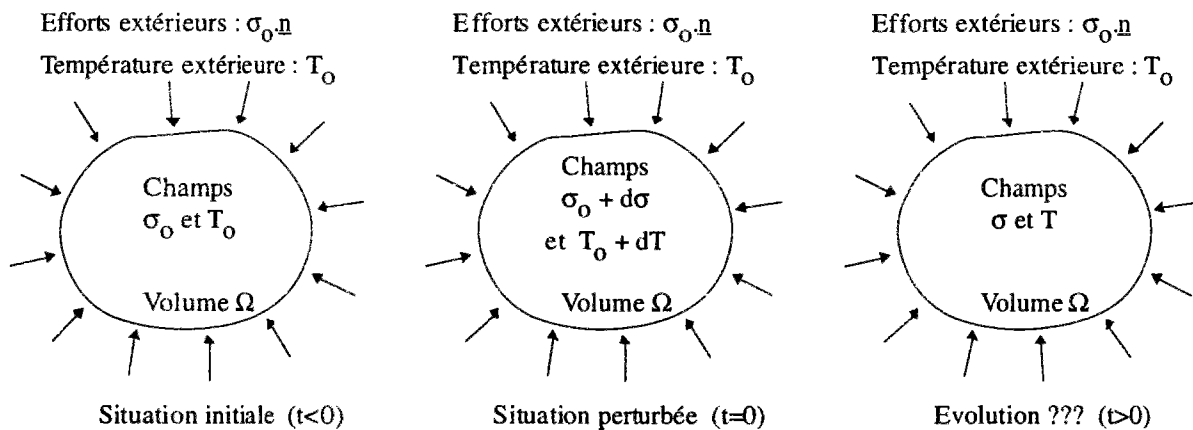


Figure 19 : Situation initiale et situation perturbée

On note T et σ les champs de température et de contraintes après perturbation. On suppose que ces champs restent en équilibre avec la température extérieure T_0 et les efforts extérieurs $\sigma_0 \cdot \underline{n}$.

Par un raisonnement identique à celui exposé par Mandel [17] (1966) ou Coussy [6] (1991), on montre que la stabilité de l'évolution des quantités contraintes et température est assurée si l'évolution après perturbation vérifie en tout point l'inégalité suivante :

$$\forall t > 0, \quad (\sigma - \sigma_0) \frac{d\varepsilon^p}{dt} \geq \frac{(T - T_0)}{T} \left(\sigma \frac{d\varepsilon^p}{dt} + (\zeta - L\chi) \frac{d\chi}{dt} \right) \quad (47)$$

La démonstration de ce résultat est présentée en Annexe 3.

2. Stabilité à état de contraintes fixé.

On envisage des perturbations en température sans modification de l'état de contraintes. La condition (47) devient :

$$(T-T_0) \frac{L\chi}{T} \frac{d\chi}{dt} \geq (T-T_0) \frac{DI}{T} \quad (48)$$

On distingue alors deux cas :

Le domaine d'élasticité est thermoextensible : Un écoulement plastique a lieu lorsque la température diminue à état de contrainte constant. Le signe de $T-T_0$ est négatif pour un écoulement plastique. La condition (48) est satisfaite si :

$$L\chi \frac{d\chi}{dt} \leq DI \quad (49)$$

Cette dernière relation signifie que la plasticité est de nature exothermique : la chaleur absorbée avec l'écoulement est inférieure à la dissipation intrinsèque du matériau.

Conditions suffisantes de stabilité (type I)

pour des perturbations à état de contraintes constant : (50)

- Stabilité élastique
- Domaine thermoextensible ($H_T < 0$)
- Dissipation supérieure à la chaleur latente d'écoulement. ($\sigma d\epsilon^P + (\zeta - L\chi) d\chi \geq 0$)

La condition (49) est vérifiée dès que le terme $L\chi \frac{d\chi}{dt}$ est négatif, car la dissipation DI est positive.

Le domaine d'élasticité est thermorétrécissant. Un écoulement plastique a lieu lors d'une élévation de température, et l'on aboutit aux conclusions suivantes :

Conditions suffisantes de stabilité (type II)

pour des perturbations à état de contraintes constant : (51)

- Stabilité élastique
- Domaine thermorétrécissant ($H_T < 0$)
- Dissipation inférieure à la chaleur latente d'écoulement. ($\sigma d\epsilon^P + (\zeta - L\chi) d\chi \leq 0$)

Les conditions (50) et (51) s'excluent mutuellement.

La condition de stabilité (50) s'interprète de la manière suivante :

- une diminution de température réduit le domaine d'élasticité (domaine thermoextensible)
- la plasticité est un phénomène exothermique,
- cela tend à augmenter la température du matériau et donc à stabiliser la charge plastique.

Le raisonnement est similaire pour les conditions (51) : dans le cas d'un domaine thermorétrécissant, la plasticité se produit pour une augmentation de température, mais le caractère endothermique limite cette augmentation de température et par conséquent la charge plastique.

Avec les conditions (50) ou (51), la chaleur latente d'écrouissage a un effet stabilisateur qui vient limiter les variations de température. A cet effet, s'ajoute celui de la conduction de la chaleur, que l'on n'a pas pris en compte dans ces équations. La température étant constante sur le bord du volume étudié, la conduction de la chaleur tend à réduire l'écart de température initial. La stabilité vis-à-vis des variations de température sera d'autant meilleure que la diffusivité thermique est élevée.

L'influence de la conductivité thermique dépend de la géométrie du volume Ω et on ne peut pas établir de manière générale une estimation a priori portant sur des termes de conduction. Les conditions (50) et (51) sont les conditions suffisantes les plus générales que l'on puisse présenter.

II.5.6. La détermination expérimentale des variables d'écrouissages.

Les comportements plastiques avec écrouissage thermique viennent d'être présentés dans un cadre général, qui privilégie les aspects thermodynamiques. Cette approche permet de s'assurer de la cohérence générale du modèle avec les équations de la physique.

On ne peut affirmer pour autant que ce cadre est pertinent vis-à-vis des observations expérimentales. Le bien fondé d'un modèle avec écrouissage en température pour rendre compte du comportement de tel ou tel matériau sera examiné dans le chapitre suivant.

Sans attendre une confirmation expérimentale, on peut déjà rechercher si le cadre proposé est cohérent. Peut-on parvenir à une caractérisation complète et sans équivoque de la loi de comportement thermomécanique ?

1. Les observations expérimentales.

L'échelle d'investigation pour les modèles de mécanique des milieux continus est le volume élémentaire représentatif du comportement. On se limite donc aux observations expérimentales faites à cette échelle, sur un échantillon supposé homogène.

Les mesures utiles à l'étude du comportement mécanique sont celles des déplacements dont on déduit les déformations, et de la mesure des forces appliquées au matériau, dont on déduit l'état de contraintes agissant dans le matériau.

Les mesures thermiques portent sur la température de l'échantillon et les échanges de chaleur avec l'extérieur. En revanche, l'entropie du matériau ne peut faire l'objet d'une mesure.

Les quantités observables sont donc :

- les déformations ε
- l'état de contraintes σ
- la température absolue T
- la quantité de chaleur fournie à l'extérieur δQ .

Dans ce qui suit, on fait abstraction des difficultés techniques liées à l'obtention de ces mesures, ainsi que des incertitudes qui en résultent.

Certaines de ces mesures sont délicates, en particulier les mesures calorimétriques qui sont très rarement effectuées au cours d'un essai mécanique. En règle générale, les "observations thermomécaniques" se limitent aux mesures de déformations, de contraintes et de température, sans mesure calorimétrique.

2. La détermination du critère de plasticité : un critère expérimental de réversibilité.

De manière générale, on ne peut juger de la réversibilité d'une évolution qu'en tentant de revenir à un état antérieur, en inversant en quelque sorte le cours du temps. Dans une évolution réversible, il est donc possible de revenir à tout moment à l'état initial, en suivant en sens inverse la même succession d'états intermédiaires.

Dans l'étude du comportement thermomécanique d'un matériau, une évolution sera considérée réversible dès lors qu'il n'y a pas de déformation résiduelle après avoir parcouru en sens inverse le trajet de chargement en contrainte et température. La déformation plastique constitue une mesure naturelle des irréversibilités.

Ce faisant, il est ainsi possible de "tester" au cours des essais de laboratoire le caractère réversible ou non d'un chargement thermomécanique.

Dans ce qui précède, on n'utilise pas de mesures calorimétriques. Cela peut sembler étonnant car d'un point de vue thermodynamique la réversibilité est associée à l'absence de dissipation de travail en chaleur.

Les trois remarques suivantes apportent quelques éclaircissements :

A/ Dans une évolution réversible au sens précédent, c'est-à-dire sans déformation plastique, le bilan de travail mécanique $\sigma:d\varepsilon$ est toujours nul après une décharge qui respecte la succession des états de contraintes et de température.

B/ Dans une étude du comportement thermomécanique, on admet implicitement que les échanges d'énergie proviennent uniquement :

- du travail mécanique $\sigma:d\varepsilon$,
- des échanges de chaleur.

C/ Si expérimentalement, il s'avère que le bilan des échanges thermiques n'est pas nul pour ce cycle thermomécanique, il faut alors rechercher la présence d'autres phénomènes physiques intervenant dans cette expérience (couplages thermochimiques, magnétiques...). On sort du cadre d'étude précédent qui se limite aux phénomènes thermomécaniques.

La déformation plastique permet de juger des irréversibilités dans un cadre d'étude thermomécanique. Lorsque interviennent d'autres phénomènes physiques, il faut effectuer d'autres types de mesures physiques concernant ces phénomènes. Mais de toute façon, les mesures calorimétriques sont insuffisantes pour juger du caractère irréversible d'un processus.

3. Recherche des variables d'écrouissage.

Une difficulté essentielle pour construire un modèle de comportement est de trouver un lien dans les résultats d'essais de laboratoire entre les évolutions du domaine d'élasticité et des variables internes d'écrouissage χ .

Par définition, les variables internes χ n'évoluent que lors des transformations irréversibles. Ces variables sont fonctions de l'histoire des déformations plastiques, ce peut être par exemple la trace des déformations plastiques ou la distorsion plastique cumulée.

Suite à l'analyse fine de nombreux résultats d'essais, supposons que l'on ait réussi à établir un lien entre les écrouissages et les variables χ dont on donne la définition à partir de l'histoire des déformations plastiques. Ce lien est décrit par une relation du type :

$$\zeta = \phi(\chi, T) \quad (52)$$

Il suffit alors de donner l'expression de la fonction critère $f(\sigma, \zeta)$ et des directions d'écoulements plastiques pour définir la loi complémentaire en plasticité.

Cette description est opératoire pour mener des calculs thermomécaniques. Cependant, plusieurs points restent en suspens :

- les potentiels énergétiques sont-ils déterminés de façon unique dans cette description,

- ce modèle satisfait-il à l'ensemble des mesures expérimentales, notamment les mesures calorimétriques,
- vérifie-t-on les restrictions thermodynamiques,

On examine à présent ces différents points.

4. Unicité de la description

A ce stade de la modélisation, toute variable interne définie par une bijection $\hat{\chi} = f(\chi)$ caractérise également l'état d'érouissage du matériau. De même, tout changement de variables $\hat{\zeta} = g(\zeta)$ donne des paramètres permettant de décrire l'état d'érouissage.

La valeur du potentiel énergie bloquée doit être insensible à de tels changements de variables. Les paramètres ζ étant les forces thermodynamiques associées aux variables internes χ , tout changement de variables doit satisfaire :

$$\hat{\zeta} d\hat{\chi} = \zeta d\chi \quad (53)$$

Un changement de variables vérifiant (53) est sans incidence sur les bilans thermiques. Pour s'en convaincre, on donne le bilan de la chaleur échangée avec l'extérieur pour un chargement mécanique isotherme suivi d'une décharge :

$$Q = \int \left((\sigma : \dot{\varepsilon}^p + \zeta \dot{\chi}) - T \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} |_{\chi} \dot{\chi} \right) dt \quad (54)$$

Le couple de variables (ζ, χ) n'est certes pas unique, mais à toute bijection $\hat{\chi} = f(\chi)$ est associé un seul paramétrage des érouissages $\hat{\zeta}$ tel que le couple de variables $(\hat{\zeta}, \hat{\chi})$ conduise au même modèle de comportement thermique et mécanique.

5. Détermination de la chaleur latente d'érouissage.

Dans le bilan (54), la part due à la chaleur latente de transformation de l'état d'érouissage est donnée par le terme :

$$L = \int T \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} |_{\chi} \dot{\chi} dt \quad (55)$$

Supposons que l'on dispose d'une description des érouissages du domaine l'élasticité à l'aide de deux variables ζ et χ . L'observation des érouissages thermiques donne la valeur du terme $\frac{\partial \zeta}{\partial \theta}$. Un calcul de la chaleur latente L peut être fait par l'expression (55), mais il est certainement faux.

En effet, en l'absence de mesures calorimétriques, les forces thermodynamiques réellement associées aux variables internes χ ne sont pas connues. On sait simplement que ces forces sont égales à une fonction des paramètres ζ .

En conclusion :

La valeur de la chaleur latente d'écrouissage est déterminée par des mesures calorimétriques au cours d'un écrouissage. Il n'y a pas d'autres procédés pour obtenir cette quantité.

6. Les restrictions thermodynamiques.

Pour être thermodynamiquement acceptable, la condition suivante de non négativité de la dissipation doit être satisfaite :

$$\sigma : d\mathcal{E}^P + \zeta d\chi > 0$$

En l'absence de mesures calorimétriques au cours d'une évolution plastique, il existe une incertitude sur la valeur du produit $\zeta d\chi$. En effet, la force thermodynamique réellement associée à χ est une fonction de ζ .

Les énergies calorifiques mises en jeu par les phénomènes plastiques et élastiques sont généralement très faibles. Ces mesures calorimétriques sont par conséquent très difficiles à réaliser au cours des essais thermomécaniques.

On admet le plus souvent que les chaleurs provenant de la dissipation intrinsèque et des chaleurs latentes influencent peu les calculs thermomécaniques que l'on compte réaliser. La plupart des modèles plastiques écrouissables sont mis au point sans qu'il y ait de mesures calorimétriques.

Le fait qu'ils vérifient ou non les restrictions thermodynamiques a alors peu d'intérêt. A peu d'effort, en changeant la définition des paramètres d'écrouissage ζ , il est souvent aisé d'aboutir à une formulation qui soit thermodynamiquement acceptable, dès lors que l'on vérifie simplement $\sigma : d\mathcal{E}^P > 0$. Par contre, il faut vérifier que ce terme est effectivement négligeable dans les bilans thermiques pour les calculs que l'on réalise.

Chapitre 3

COMPORTEMENT THERMOMÉCANIQUE DES ARGILES.

III. COMPORTEMENT THERMOMÉCANIQUE DES ARGILES.

Différentes approches sont proposées pour aborder le comportement thermomécanique des argiles. En première partie, on s'intéresse aux aspects microscopiques. Une attention particulière est donnée à la théorie de double couche diffuse. En effet, plusieurs auteurs ont cherché à relier l'écrouissage thermique à un phénomène microscopique (Robinet et al. 93), et une évolution de la pression de double couche en fonction de la température est souvent mentionnée (par exemple (Despax 76), (Fleureau 79)). Cette pression est trop souvent calculée de façon imprécise en linéarisant les équations. Les courbes que l'on présente ici sont obtenues par une résolution numérique de l'équation de Poisson-Boltzmann.

L'approche macroscopique est nettement plus opératoire pour aborder l'écrouissage thermique, même si elle n'apporte pas d'explication physique. Les concepts du chapitre précédent peuvent être appliqués au comportement des argiles à condition de les étendre aux milieux poreux (annexe 1). La deuxième partie introduit les concepts essentiels pour l'étude des argiles.

La troisième partie est consacrée à une interprétation d'expériences sur des argiles où une "consolidation thermique" est manifeste. Cette partie fait le lien entre les notions exposées au chapitre précédent et l'interprétation de résultats d'essais. Ces essais ont été réexaminés de façon systématique pour déterminer si l'écrouissage thermique est un concept pertinent pour leur interprétation.

III.1. Description microscopique des argiles.

De façon élémentaire, la classification des sols s'effectue selon la dimension des particules qui les constituent. Des sols les plus grossiers aux plus fins, l'on distingue les graviers, sables, silts et les argiles. Les argiles se caractérisent par des particules extrêmement fines, de diamètres équivalents inférieurs à $2\mu\text{m}$.

Cette définition des argiles regroupe cependant un ensemble de matériaux dont les propriétés physiques et mécaniques sont très différentes. Une classification plus détaillée fait intervenir la structure microscopique des constituants du sol.

III.1.1. Caractérisation physique d'une argile.

1. Les minéraux.

La structure minéralogique des particules d'argile est étudiée par diffraction aux rayons X depuis les années 1920. Les principaux minéraux que l'on rencontre dans les argiles sont des cristaux d'aluminosilicates. Une particule d'argile est généralement formée d'un assemblage de cristallites qui sont eux-mêmes constitués par un empilement de couches de minéraux argileux simples.

On distingue plusieurs échelles dans la description de la structure des minéraux.

A l'échelle atomique, on identifie feuillet de silice et feuillet d'alumine, qui sont des réseaux cristallins se développant dans un plan. Un feuillet de silice est un arrangement selon un réseau hexagonal plan de motifs tétraédriques qui ont en leur centre un atome de silicium (de valence +4) et aux sommets des atomes d'oxygène (de valence -2). De la même façon, un feuillet d'alumine est un arrangement selon un réseau hexagonal plan de motifs octaédriques comportant en leur centre un atome d'aluminium (de valence +3) et aux sommets des atomes d'oxygène ou des groupes hydroxyles OH⁻.

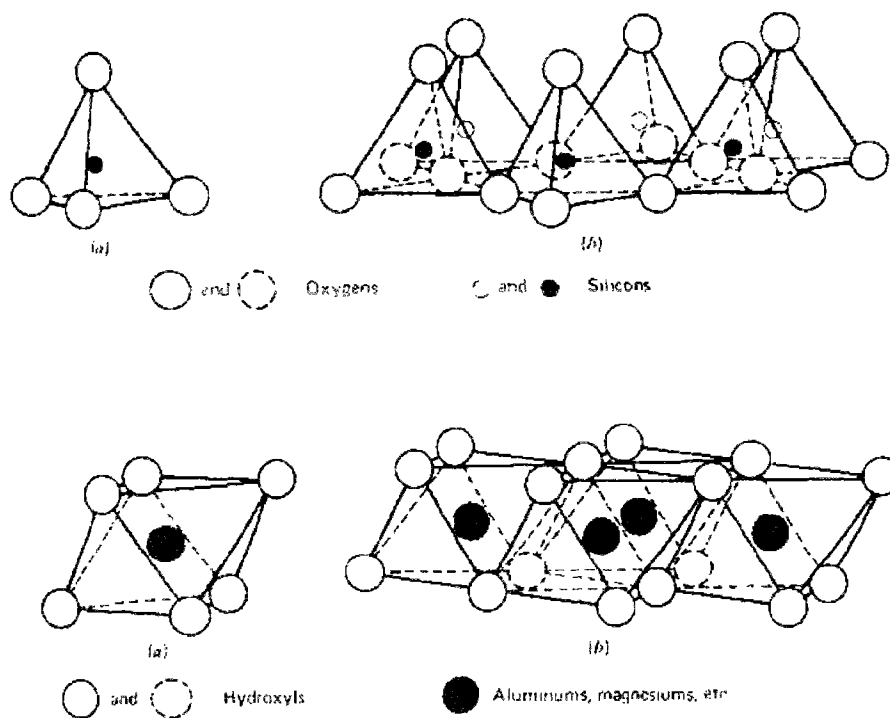


Figure 1 : Schéma de la structure cristalline des feuillets minéraux argileux. En haut feuillet tétraédrique de silice, en bas feuillet octaédrique d'alumine à gauche (figures extraites de Mitchell, 92).

On ne rencontre pas de feuillets isolés. La mise en commun d'atomes d'oxygène entre un feuillet silice et un feuillet alumine forme une structure cristalline plane d'une épaisseur d'environ 10 Angströms.

Une couche élémentaire est constituée de deux ou de trois feuillets, liées entre eux par des liaisons covalentes (mise en commun d'électrons). Ces couches élémentaires sont elles-mêmes superposées et elles donnent lieu à une cristallite d'argile, parfois appelée particule d'argile bien que celles ci soient un agrégat de cristallites. La liaison entre deux couches résulte de liens hydrogène ou des forces de van der Waals (force d'attraction entre des dipôles électriques induits). Ces empilements peuvent comporter de nombreuses couches élémentaires.

Les couches décrites précédemment sont des couches parfaites. Il existe en fait de nombreuses substitutions isomorphes du réseau cristallin. Un atome de silicium peut être remplacé par un aluminium, et un atome d'aluminium peut être remplacé par un magnésium ou fer. De la même façon, les groupes hydroxyles des motifs octaédriques peuvent être remplacés par des atomes d'oxygène.

Les substitutions isomorphes des feuillets, l'assemblage des feuillets au sein d'une couche, ainsi que l'empilement de couches permettent un grand nombre de combinaisons possible. Il existe ainsi de nombreuses variétés d'argile. Pour des besoins géotechniques, on distingue trois grands groupes d'argiles :

- les kaolinites (kaolinite, halloysite, endellite...) : la couche élémentaire est formée d'un feuillet de silice et d'un feuillet d'alumine. Les liens entre deux couches sont très forts, et les empilements peuvent comporter plusieurs milliers de feuillets élémentaires. La forme des particules est aplatie, d'une longueur de 0.3 à 3 μ m et d'une épaisseur comprise entre 1/3 à 1/10 de cette taille. L'eau ne peut pénétrer entre deux couches.

- les illites (illite, muscovite...) : la couche élémentaire est un sandwich de deux feuillets de silice et d'un feuillet d'alumine. Des ions potassium placés entre deux couches assurent la neutralité électrique et renforcent la liaison entre deux couches successives (liaison ionique). La forme des particules est aplatie, d'une longueur de 0.3 à 3 μ m et d'une épaisseur de 1/10 de cette taille. L'eau ne peut pénétrer entre deux couches.

- les smectites (montmorillonite, nontronite, talc, pyrophyllite...) : la couche élémentaire est similaire à celle des illites, mais les liens entre deux couches sont plus lâches. La forme des particules est aplatie, d'une longueur n'excédant pas 1 μ m et de d'une épaisseur de 1/100 de cette taille. Plusieurs couches d'eau viennent s'intercaler entre deux couches.

Une argile naturelle est composée d'un mélange de minéraux appartenant à ces différents groupes, auquel s'ajoutent souvent des éléments non argileux comme du quartz (SiO_2) ou des carbonates (CaCO_3).

Enfin, signalons qu'à côté de ces principaux groupes de minéraux argileux, il existe également d'autres minéraux argileux n'entrant pas dans les catégories précédentes. Ces minéraux se trouvent le plus souvent à l'état de trace dans les argiles naturelles sauf en certains endroits où ces minéraux concentrés sont le plus souvent exploités.

2. Capacité d'échange en cations et surface spécifique.

Les substitutions isomorphes au sein du réseau cristallin modifient la densité et la charge électrique des feuillets. La charge à la surface des cristallites d'argile est en général négative, ce qui entraîne la présence de cations extérieurs associés à ces particules afin d'assurer la neutralité électrique. Dans une argile sèche, ces cations sont liés à la surface des particules. En présence d'une eau interstitielle, ces ions sont hydratés et se dissolvent dans la solution aqueuse.

Ces ions peuvent être remplacés au voisinage de la surface par une autre espèce chimique présente en grande quantité dans la solution. De cette propriété provient leur appellation de cations échangeables. Certaines espèces, en particulier les cations divalents, ont plus d'affinité que d'autres avec la surface et s'échangent plus difficilement. Les cations échangeables les plus courants sont les ions sodium Na^+ , potassium K^+ , calcium Ca^{++} et magnésium Mg^{++} .

Une caractéristique importante d'une argile est donc sa capacité d'échange en cations (notée CEC). Cette quantité mesure l'excès de charge existant sur les minéraux rapporté à un poids donné de minéraux argileux, et est exprimée généralement en milliéquivalents pour 100g.¹

L'excès de charge des minéraux étant situé à la surface des cristaux d'argile, la capacité d'échange en cations est proportionnelle à l'aire des surfaces accessibles à ces cations. On définit la surface spécifique du milieu comme étant le rapport de l'aire des surfaces des particules d'argile par la masse de ces particules. Dans ce calcul de la surface spécifique, l'on ne tient pas compte des surfaces entre deux couches d'une même cristallite lorsque la liaison est suffisamment forte pour que des cations ne puissent y accéder (cas des liaisons covalentes ou par liens hydrogène des particules de kaolinite).

¹ (Un équivalent électrique désigne une mole de charge élémentaire, i. e. $6.022 \cdot 10^{23} \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} = 96\,500$ Coulomb).

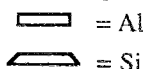



Minéral	Structure schématique  = Al = Si	Surface spécifique (m ² /g)	Densité de charge C/m ²	Capacité d'échange potentielle (me/100g)	Capacité d'échange réelle (me/100g)
Kaolinite		10-20	0,19	3	3
Illite		80-100	0,24	150	25
Smectite		800	0,12	100	100

Tableau 1 : Caractéristiques de quelques argiles et de la structure cristalline des feuillets minéraux argileux. (D'après Lambe et Whitman, 79).

Le rapport entre la capacité d'échange en cations et la surface spécifique donne la densité surfacique de charge des particules d'argile. Cette donnée varie entre 0,1 à 0,3 C/m² suivant les types de minéraux argileux. La surface spécifique varie dans des proportions plus importantes, elle est comprise entre 10 et 800 m² par gramme suivant les argiles.

Les smectites qui ont une surface spécifique élevée ont également une capacité d'échange en cations élevée. L'accès entre deux couches minérales étant plus difficile au sein des illites, celles-ci ont une capacité d'échange en cation plus réduite. Les kaolinites ont une capacité d'échange en cations très faible car leur surface spécifique est faible, les particules étant constituées d'un nombre élevé de couches empilées qui sont fortement liées entre elles.

3. La structure du squelette.

La structure du squelette argileux désigne son architecture, l'orientation, les arrangements et la distribution spatiale des particules d'argiles. Cette structure résulte de la nature des interactions physico-chimiques entre particules, mais également de l'histoire du matériau et des conditions de sa formation y compris d'éventuels mécanismes biologiques. Les propriétés mécaniques et hydrauliques du matériau sont très liées à la forme de cette microstructure.

On distingue divers types de contact entre particules. En assimilant ces dernières à des plaquettes, les contacts se produisent soit face contre face, soit face contre bord soit bord à bord. Ces divers types de contacts ont été observés par microscopie électronique.

La charge superficielle des particules joue un rôle important dans ces contacts. Les faces des particules sont généralement chargées négativement, tandis que l'interruption du cristal au bord des particules peut produire soit un déficit soit un excès de charge. Le signe de la charge

au bord est en fait fonction du ph du fluide interstitiel. On peut donc s'attendre à ce que le ph du fluide interstitiel modifie la structure du squelette.

L'image évoquée précédemment de particules bien identifiées ne correspond cependant pas toujours à une réalité. Deux particules sont souvent liées par les mêmes forces que celles qui interviennent entre deux couches et il devient alors difficile de délimiter sans ambiguïté chaque particule.

La description de l'architecture du squelette fait souvent appel à des images simplifiées, qui sont des aides pour donner une représentation conceptuelle de la structure microscopique de l'argile. Les images les plus couramment employées sont celle d'un château de carte, d'une structure floculée (les particules s'assemblent en amas) ou au contraire d'une structure dispersée (les particules se repoussent et s'éloignent).

L'imagerie par microscope électronique permet d'affiner ces représentations. Une image d'une kaolinite pure montre des grains élémentaires formés par des agrégats de quelques cristallites. Les pores sont principalement délimités par ces agrégats, mais il existe également des interstices de plus petites tailles au sein des agrégats.

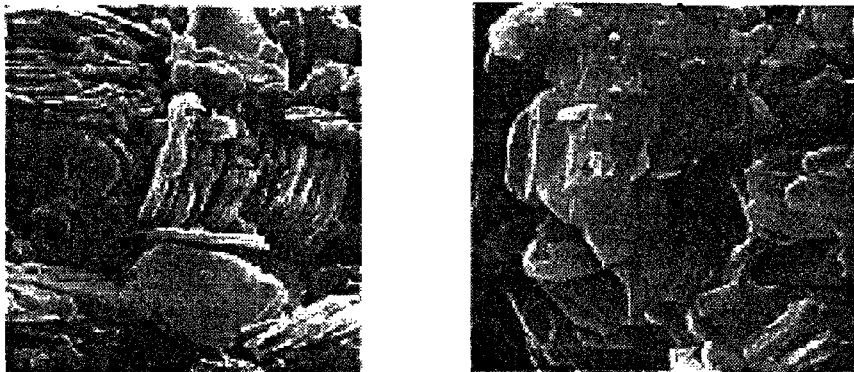


Figure 2 : Photographie au microscope électronique d'une kaolinite (à gauche, dimension réelle 17 µm) et d'une Illite (à droite, dimension réelle 7,5 µm) (Mitchell, 92 d'après Tovey 1971; kaolinite de St Austell en Angleterre et illite de Morris, Illinois).

La structure des smectites est d'une autre nature. Une vue au microscope électronique révèle un réseau de feuilles d'aspect fripé qui délimite les pores d'un rayon de l'ordre du micromètre. Un agrandissement montre que ces feuilles sont constituées d'une dizaine de couches élémentaires. Chaque couche est hydratée, quelques épaisseurs de molécules d'eau séparent deux couches successives. Une même feuille a une épaisseur variable, les couches cristallines se recouvrant partiellement. Cet assemblage de différentes couches cristallines donne une feuille d'extension bien supérieure aux dimensions d'une seule couche, et permet des raccords entre plusieurs feuilles. (figure 3)

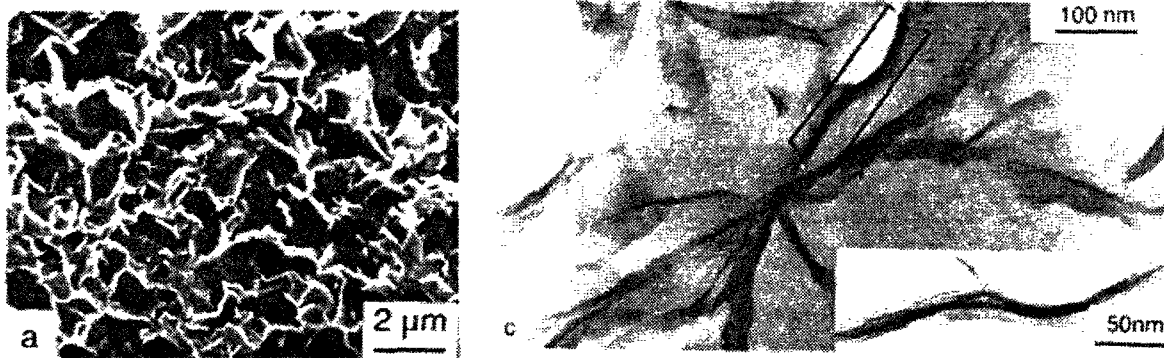


Figure 3 : Photographie au microscope électronique d'une smectite (10^{-03} NaCl) sous faible contrainte (D'après Tessier 1991). On note sur l'agrandissement à droite la structure d'une feuille constituée d'une dizaine de couches superposées.

Ces observations ne prétendent pas à une généralité, et il faut prendre garde au fait que les observations aux microscopiques électroniques concernent le plus souvent des matériaux ayant une très forte teneur en eau et dont la composition est proche d'une suspension argileuse. Deux argiles de même composition minéralogique peuvent présenter des structures tout à fait différentes suivant leur genèse, leur teneur en eau, la composition du fluide interstitiel (ph, ions dissous...) ou même simplement leur état mécanique et thermique.

4. Le fluide interstitiel.

Les argiles sont des matériaux poreux, dont l'indice des vides (c'est-à-dire le rapport entre volume des vides et volume des minéraux solides) est souvent supérieur à un. Dans une argile saturée, le volume d'eau est alors aussi important que celui du solide.

Les approches classiques du comportement des matériaux poreux considèrent souvent l'eau interstitielle comme un milieu neutre, semblable à une solution d'eau pure, qui agit sur la matière solide par l'intermédiaire de sa pression. Le comportement, exprimé en fonction des contraintes effectives est perçu comme étant celui du squelette.

Une étude plus approfondie des argiles montre que l'eau se comporte en fait différemment dans une argile et que ses propriétés ne sont pas celles d'une eau libre dans un réservoir de grande dimension.

Lorsque l'on met une argile sèche en présence d'eau, celle-ci se répartit sur la surface des plaquettes. Diverses mesures montrent que les premières couches d'eau au voisinage de ces surfaces présentent une organisation qui est différente de celle d'une eau libre et de celle de la glace. La densité est plus élevée, et certaines propriétés telles que dilatation thermique et compressibilité sont différentes de celles d'une eau pure (Martin, 1960) (Low, 1987).

L'épaisseur de cette couche d'eau adsorbée sur la surface est estimée à trois couches de molécules soit environ une dizaine d'Angström. Plus loin au sein des pores, l'eau a un comportement semblable à celle d'une eau libre. (Fripiat et al., 84).

Un simple calcul montre que pour une smectite de surface spécifique de $800\text{m}^2/\text{g}$, une couche d'eau de 5 Angström à la surface des particules représente une teneur en eau de 40%, l'eau étant supposée de densité égale à 1. Une grande partie de l'eau interstitielle dans les smectites est du type eau liée.

L'eau adsorbée a des propriétés mécaniques différentes de celle d'un milieu continu. Des observations sur des films ultra minces de liquide (quelques molécules en épaisseur) entre des plaques de mica montrent un comportement très particulier de ce film lorsque l'on rapproche et éloigne les plaques, une couche entière de molécules est chassée ou s'installe de manière quasi instantanée.

D'autre part, des mesures de cisaillement montrent l'existence d'un seuil sur la force de friction en deçà duquel il n'y a pas de mouvement. Ce seuil s'abaisse lorsque le nombre de couches de molécules entre les plaques augmente. Lorsqu'il y a mouvement, la force de friction ne dépend pas de la vitesse de cisaillement. (Gee et al. 1990).

Outre les propriétés particulières de l'eau liée, la composition chimique du fluide interstitiel et en particulier les espèces chimiques dissoutes ont un rôle important dans le comportement des argiles. Les minéraux argileux réagissant avec les ions en solution, les interactions entre ces ions et le squelette peuvent être fort complexes.

Rappelons que mis à part leur faible perméabilité, c'est précisément cette interaction avec les ions dissous et en particulier leur capacité de rétention qui font des argiles des matériaux intéressants pour le confinement des déchets nucléaires.

III.1.2. Influence de la température sur la pression de double couche diffuse.

La théorie de double couche diffuse, complétée à courte distance entre particules par les forces d'attraction de van der Waals est communément employée pour comprendre le fonctionnement de suspensions colloïdales.

Dans les argiles, la distance entre particules peut être très réduite, et cette théorie est a priori réservée à des suspensions argileuses.

Cependant, la répulsion de double couche agit à une distance de même ordre de grandeur que celui des pores du squelette d'argile (de quelques microns à quelques fractions de microns). Ces forces ont donc un rôle important dans l'équilibre mécanique interne du squelette d'argile.

On cherche ici à évaluer l'effet d'une variation de température sur l'intensité des forces de répulsion de double couche.

1. Description d'une double couche diffuse.

La surface des particules d'argile est généralement chargée négativement. Cette charge est équilibrée par la présence de cations dans le fluide interstitiel. Certains de ces ions sont liés à la surface des particules, généralement de façon transitoire, et ils forment la couche dite de Stern et d'Helmholtz, de quelques Angströms d'épaisseur. En dehors de cette couche, les ions forment une atmosphère soumise à une agitation thermique, que l'on appelle la double couche diffuse d'origine électrique.

Au sein de l'atmosphère d'ions en solution existe deux forces en compétition :

- la force électrostatique résultant de la distribution de charge.
- les forces d'agitation thermique.

La répartition des concentrations des ions en solution est stable lorsque la pression résultant de l'agitation thermique est en équilibre avec la densité d'effort volumique due aux forces électrostatiques.

Considérons deux particules identiques disposées face à face. La symétrie du problème de part et d'autre du plan médian séparant les deux particules entraîne une distribution ionique symétrique. En particulier, la charge est globalement neutre dans chaque demi espace.

La force d'interaction entre les deux particules est égale à la somme des efforts exercés par un demi espace sur le second. Les forces en présence sont :

- Les forces électrostatiques : les charges du demi espace de droite sont soumises aux forces résultant du champ électrique créé par les charges du demi espace de gauche. La distribution de charge étant symétrique de part et d'autre du plan médian, la résultante des forces électrostatiques entre les deux régions est une force de répulsion.

- Les forces dues à la pression du fluide à l'interface entre les deux régions. La concentration en cations au niveau de l'interface entre les deux régions est supérieure à celle qui existe pour une seule particule. La contribution des forces de pression conduit également à une répulsion entre les deux particules.

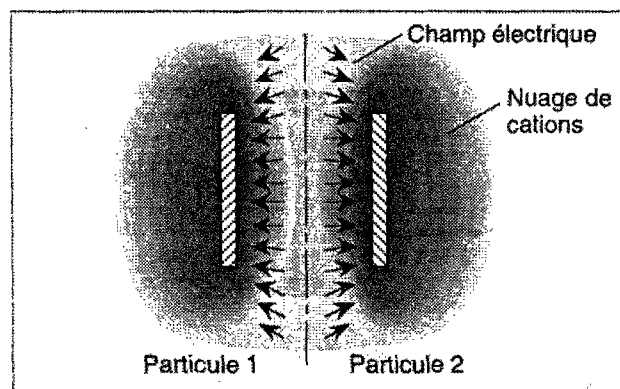


Figure 4 : Représentation schématique de deux particules en interaction, avec leur nuage de contre-ions.

Ainsi, deux particules identiques en solution exercent entre elles une force de répulsion, dite pression de double couche.

Cette description des forces interparticulaires est incomplète. A courte distance, les forces de van der Waals sont de très forte intensité, et on a une attraction entre particules. Mais en général, l'étude des interactions à très courte distance de deux particules fait appel à une physique d'une autre nature, car une description par un milieu continu est erronée lorsque la distance entre particules est de l'ordre de quelques distances atomiques.

2. Facteurs influençant la pression de double couche.

La pression de double couche Π entre deux plaques infinies dépend des caractéristiques du fluide interstitiel et des particules. Cette force est fonction de la distance qui sépare les deux particules, mais elle dépend également de la charge des particules et de la salinité de la solution. Enfin cette force dépend de l'agitation thermique, elle varie donc avec la température.

Les équations permettant de calculer Π sont rappelées en annexe 1. On étudie dans cette partie l'influence de divers facteurs dont la température. Ces résultats sont obtenus par un calcul par différences finies et des formules approchées.

En premier lieu, on note que le logarithme de Π varie de façon quasi linéaire en fonction de la distance entre les plaques. Cette loi de variation est à rapprocher des résultats des essais de compression isotropes des argiles qui montrent généralement une relation linéaire entre l'indice des vides et le logarithme de la pression effective appliquée à l'échantillon. Cette loi expérimentale peut être attribuée à la pression d'interaction entre deux plaques en remarquant que la distance entre plaques est liée à la taille des pores (Bolt, 1956).

La pression Π dépend fortement de la concentration en sel ρ^∞ . On a généralement diminution de la pression Π lorsque la concentration en sel augmente (figure 5). Lorsque la

concentration ρ^∞ tend vers zéro, seuls subsistent en solution les cations nécessaires pour maintenir la neutralité électrique de l'ensemble.

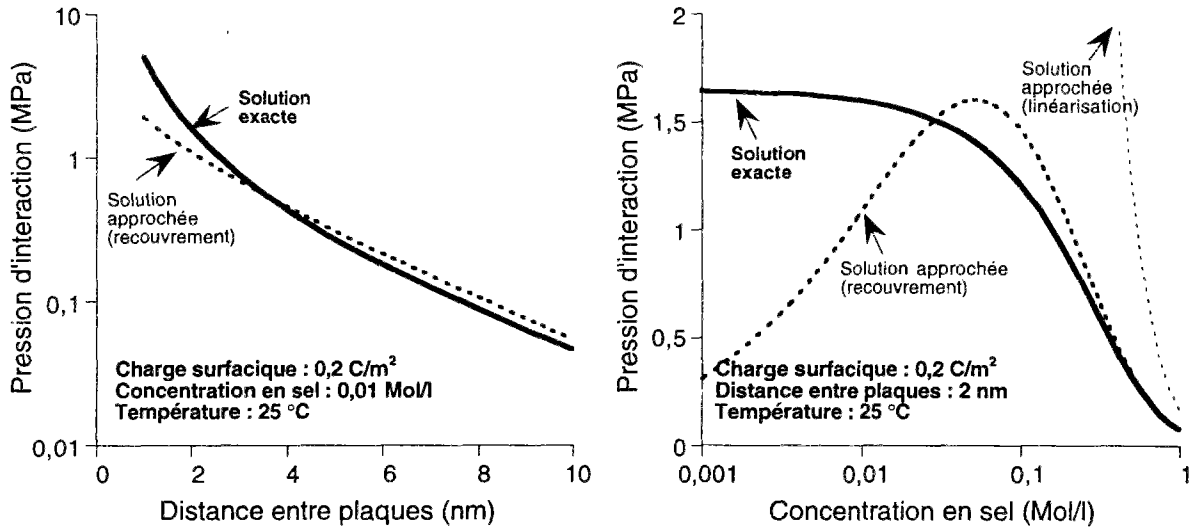


Figure 5 : Pression d'interaction entre deux plaques en fonction de la distance entre plaques (à gauche) et de la concentration en sel de type NaCl (à droite). La solution exacte obtenue par différences finies est comparée à des solutions approchées.

La pression Π diminue lorsque la charge surfacique baisse. La charge surfacique vaut environ $0,3 \text{ C/m}^2$ lorsque tous les sites disponibles à la surface de la particule sont libres. Lorsque la couche de Stern est importante, la charge σ à considérer dans les calculs de double couche est beaucoup plus faible.

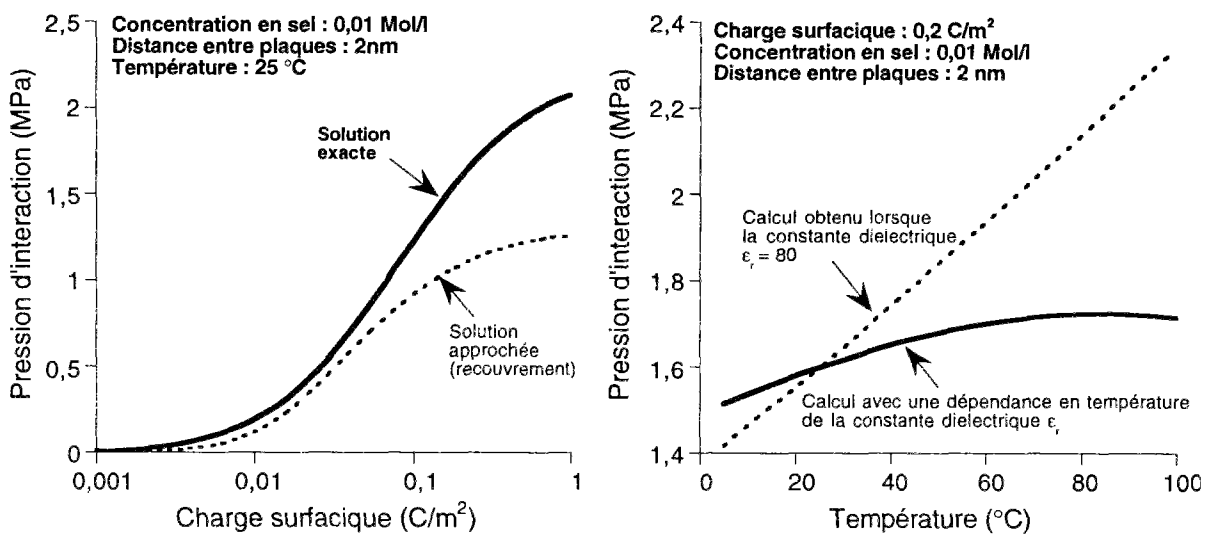


Figure 6 : Pression d'interaction entre deux plaques en fonction de la charge surfacique des plaques (à gauche) et de la température (à droite). Sur la courbe en trait continu à droite, la loi de dépendance de ϵ_r en fonction de la température a été ajustée sur une loi affine : $\epsilon_r = 88 - 0,367 \theta(^{\circ}\text{C})$.

Comparée aux paramètres précédents, plus haut, l'influence de la température est peu manifeste. En supposant que la permittivité relative de la solution est constante, l'on calcule une augmentation de la pression d'interaction lorsque la température augmente.

Cependant, la permittivité relative de l'eau pure diminue lorsque la température s'élève. En admettant qu'il en est de même pour l'eau dans le fluide interstitiel, la variation de pression avec la température est très faible lorsque la température varie de 0°C à 100°C.

Il serait cependant hâtif de conclure à une influence négligeable de la température sur la pression Π . En effet, la température intervient dans tous les équilibres chimiques. Or l'épaisseur de la couche de Stern, la compétition entre cations échangeables résultent d'équilibres chimiques qui se modifient en fonction de la température. Tous ces facteurs viennent compliquer la modélisation des interactions entre particules, et les effets réels de la température sur la pression de double couche peuvent être très différents de ceux calculés ici.

III.1.3. Conclusion.

L'étude microscopique des milieux argileux progresse sans cesse, mais il demeure toujours un écart important entre la somme des connaissances accumulées et la modélisation macroscopique du comportement de ces matériaux. La structure microscopique des milieux naturels tels que les argiles est complexe et elle ne présente généralement pas une organisation bien définie permettant de formuler des lois macroscopiques incontestables en partant des observations physiques au niveau microscopique.

Les enseignements des observations à un niveau microscopique sont cependant nombreux et certains points méritent cependant d'être soulignés.

On note en premier lieu l'aspect cristallin des minéraux argileux, avec une particularité des réseaux cristallins à se développer suivant un plan. L'empilement des couches cristallines résulte de liaisons chimiques plus faibles, ce qui autorise des combinaisons variées. Les particules d'argiles sont d'aspect plan ou ondulé, et de faible épaisseur. Une conséquence de cette structure est l'importance de la valeur de la surface spécifique.

L'eau présente dans les argiles n'a pas toutes les caractéristiques du liquide que nous connaissons habituellement. A la surface des particules d'argiles, on a affaire à un liquide bidimensionnel, dont les propriétés sont intermédiaires entre celle d'un solide visqueux et d'un liquide. Ces termes ne sont que des images simplifiées d'un comportement complexe de l'eau dite liée au squelette. Ce comportement particulier de l'eau liée n'est pas anecdotique, car l'extrême finesse des particules d'argiles donnant lieu à une surface spécifique importante, la proportion d'eau liée est souvent prépondérante.

D'autre part, cette brève introduction aux aspects microscopiques des argiles montre que ces matériaux sont loin d'être chimiquement inertes. Les échanges de cations entre fluide et squelette ont des conséquences sur les interactions entre particules, et en cela sur le comportement mécanique et hydraulique du matériau. Le modèle de double couche diffuse, complété par la prise en compte des forces d'attraction de van der Waals, constitue une théorie séduisante pour calculer les forces interparticulaires résultant des interactions complexes entre surfaces chargées, équilibre des ions en solution et agitation thermique. Bien que sa pertinence pour les argiles soit parfois mise en cause du fait des faibles distances entre particules (on privilégie en ce cas le rôle de l'eau liée), l'étude de ce modèle apporte cependant quelques précisions sur le rôle des principaux facteurs affectant les interactions à distances entre particules.

La pression de double couche diffuse fournit des explications plausibles quant au caractère logarithmique de la loi reliant pression et déformation volumique dans les argiles. De même, il apparaît nettement qu'une faible concentration en sel dissous dans l'eau renforce les forces de répulsion entre particules, ce qui favorise certainement un gonflement du milieu.

Les apports du modèle de double couche sont très limités en ce qui concerne les aspects thermiques. La faible dépendance en température des pressions du modèle de double couche ne permet pas de formuler une conclusion générale à ce sujet. La température, qui intervient dans tous les équilibres chimiques, peut cependant modifier de façon indirecte cette force d'interaction, notamment en déplaçant les équilibres d'adsorption de molécules en surface et donc la charge surfacique. Ce peut être l'origine du phénomène d'écrouissage thermique des argiles qui est décrit plus loin.

III.2. Introduction au comportement thermomécanique macroscopique.

Dans les milieux poreux saturés par une phase fluide, la rhéologie ne peut se limiter à une loi de comportement entre les déformations du matériau et l'état des contraintes appliquées. En effet, une variation de la pression du fluide saturant effectuée pour un état de contrainte maintenu constant entraîne une déformation. Les déformations sont donc fonction de la contrainte appliquée, mais également de la pression du fluide saturant (et de la température).

III.2.1. Equations d'état du comportement thermoporoélastique.

1. Définition de l'apport de masse fluide

Un milieu poreux saturé peut être vu comme une superposition de deux milieux continus en interaction : le squelette et le fluide interstitiel saturant l'espace poreux. Le squelette est le matériau qui serait obtenu en extrayant du milieu poreux tout le fluide interstitiel.

La cinématique et la déformation d'un volume élémentaire de milieu poreux sont repérées par rapport au squelette. Pour des transformations infinitésimales, cette déformation est mesurée par les composantes du tenseur des déformations linéarisées ϵ .

Un volume élémentaire de milieu poreux échange de la masse fluide avec l'extérieur. Dans un état déformé, la masse de ce volume élémentaire a varié. La masse volumique r est reliée à la masse volumique initiale r_0 par la relation :

$$r \, d\Omega = (r_0 + m) \, d\Omega_0 \quad (6)$$

La variable m est l'apport de masse fluide (Biot 1941). C'est une variable définie sur la configuration initiale, c'est-à-dire une variable lagrangienne (par rapport au squelette).

Le comportement observé en laboratoire sera dit drainé ou non drainé suivant la présence ou non d'un apport de masse fluide au sein de l'échantillon. Le terme drainé rappelle que ce comportement s'observe en laboratoire lorsque les circuits de drainage sont ouverts et la pression de fluide imposée à une pression constante p_0 .

2. Loi thermoporoélastique linéaire isotrope

Les lois d'état élastique relient contraintes σ , pression interstitielle p et température θ aux variables déformation ϵ , apport de masse fluide m et entropie S . Le comportement thermoporoélastique linéaire isotrope consiste à poser (Biot 1956, Coussy 1991) :

$$\sigma - \sigma_0 = (K - \frac{2}{3}\mu) \text{tr}\epsilon \, \mathbf{1} + 2\mu\epsilon - bM \frac{m}{\rho^{fl}_0} \mathbf{1} - 3\alpha_m K \theta \mathbf{1} \quad (7)$$

$$p - p_0 = M (-b \text{tr}\epsilon + \frac{m}{\rho^{fl}_0}) + 3\alpha_m M \theta \quad (8)$$

$$S - S_0 = m s^0_m + 3\alpha_m K \text{tr}\epsilon - 3\alpha_m M \frac{m}{\rho^{fl}_0} + \frac{C_\epsilon}{T_0} \theta \quad (9)$$

où s^0_m , et ρ^{fl}_0 sont respectivement l'entropie massique et la masse volumique du fluide dans l'état initial.

Sept caractéristiques indépendantes sont présentes dans les équations (2) à (4).

Quatre d'entre elles concernent les évolutions isothermes :

- K est le module d'incompressibilité non drainée isotherme. Il relie linéairement la variation de la traction moyenne $\text{tr}(\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}_0)/3$ à la dilatation volumique relative $\text{tr}\boldsymbol{\varepsilon}$ dans une expérience non drainée ($m = 0$) et isotherme ($T = T_0$).
- μ est le module de cisaillement isotherme comme en élasticité classique.
- M est le module de Biot. Ce coefficient relie la variation de pression interstitielle à la variation d'apport de masse fluide dans une expérience isotherme et isochore ($\text{tr}\boldsymbol{\varepsilon} = 0$) (Biot).
- b est le coefficient de Biot. Il représente le rapport de l'apport de masse fluide m , normalisé par la densité volumique initiale de fluide ρ^{fl}_0 , et de la variation volumique relative $\text{tr}\boldsymbol{\varepsilon}$, dans une expérience isotherme drainée ($p = p_0$).

Les trois autres caractéristiques sont utiles en présence d'une variation de température :

- C_E est la capacité calorifique non drainée à déformation constante.
- α est le coefficient de dilatation thermique linéique en condition non drainée.
- α_m est un coefficient d'apport de masse fluide thermique drainé isochore. Ce coefficient relie la variation d'apport de masse fluide avec la variation de température dans une expérience drainée et isochore ($\text{tr}\boldsymbol{\varepsilon} = 0$).

III.2.2. Les coefficients de dilatation thermique.

1. Les couplages thermiques en poroélasticité.

En éliminant le terme d'apport de masse fluide entre les deux équations (2) et (3), on obtient alors la relation suivante :

$$\boldsymbol{\sigma} + bp \mathbf{1} = \boldsymbol{\sigma}_0 + bp_0 \mathbf{1} + \left((K - b^2M) - \frac{2}{3}\mu \right) \text{tr}\boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{1} + 2\mu\boldsymbol{\varepsilon} - (3\alpha K - 3\alpha_m bM) \theta \mathbf{1} \quad (10)$$

Le tenseur $\boldsymbol{\sigma} + bp \mathbf{1}$ est noté $\boldsymbol{\sigma}'^{\text{él}}$, c'est le tenseur des contraintes effectives élastique. Avec cette notation, la loi (5) a la même forme que la loi thermoélastique pour les matériaux solides.

$$\boldsymbol{\sigma}'^{\text{él}} - \boldsymbol{\sigma}'_0{}^{\text{él}} = (K_0 - \frac{2}{3}\mu) \text{tr}\boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{1} + 2\mu\boldsymbol{\varepsilon} - 3\alpha_0 K_0 \theta \mathbf{1} \quad (11)$$

On définit le module d'incompressibilité drainée K_0 et un coefficient de dilatation thermique α_0 caractérisant les évolutions drainées.

$$K_0 = K - b^2M \quad (12)$$

$$\alpha_o = \frac{\alpha K - \alpha_m b M}{K_o} \quad (13)$$

Dans les milieux poreux saturés, il existe deux coefficients de dilatation thermique indépendants α et α_m ou α_o et α_m . Ces deux coefficients sont distincts des coefficients de dilatation thermique de la phase solide et de la phase fluide, car les déformations de ces matériaux sont définis à une autre échelle que celle du milieu poreux.

D'autres combinaisons peuvent être envisagées. Les expressions des coefficients de couplages thermoporoélastiques intervenant dans diverses conditions expérimentales sont présentées dans le tableau 1.

Condition d'expérience	Isobare ($\sigma = \sigma_o$)	Isochore ($\epsilon = 0$)	Oedométrique ($\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = 0$)
Drainé ($p=p_o$)	$\Delta \text{tr } \epsilon = 3 \alpha_o \Delta T$ $\Delta m = -\rho^{fl}_o \frac{1}{B_S} 3(\alpha - \alpha_o) \Delta T$	$\Delta \sigma_m = -3 \alpha_o K_o \Delta T$ $\Delta m = -\rho^{fl}_o 3 \alpha_m \Delta T$	$\Delta \epsilon_{xx} = 3 \alpha_o \frac{K_o}{\lambda_o + 2\mu} \Delta T$ $\Delta m = -\rho^{fl}_o \frac{bM}{\lambda + 2\mu}$ $3\left(\alpha \frac{K}{\lambda + 2\mu} - \alpha_o \frac{K_o}{\lambda_o + 2\mu}\right) \Delta T$
Non Drainé ($m=0$)	$\Delta \text{tr } \epsilon = 3 \alpha \Delta T$ $\Delta p = \frac{K_o}{b} 3(\alpha - \alpha_o) \Delta T$	$\Delta \sigma_m = -3 \alpha_o K_o \Delta T$ $\Delta p = 3 \alpha_m M \Delta T$	$\Delta \epsilon_{xx} = 3 \alpha \frac{K}{\lambda + 2\mu} \Delta T$ $\Delta p = \frac{\lambda_o + 2\mu}{b}$ $3\left(\alpha \frac{K}{\lambda + 2\mu} - \alpha_o \frac{K_o}{\lambda_o + 2\mu}\right) \Delta T$

Tableau 1 : Effets de la température sur les paramètres hydromécaniques en fonction des conditions d'expérience. ($\sigma_m = \text{tr } \sigma/3$ est la contrainte moyenne, B_S est le coefficient de Skempton $\frac{bM}{K}$, λ désigne le coefficient de Lamé).

2. Relations avec les constituants

Les sept coefficients de la loi thermoporoélastique sont des données expérimentales, ils peuvent être mesurés sur un échantillon dans un laboratoire. Les difficultés de mesure ou d'instrumentation font que peu de ces coefficients sont mesurés directement.

Les relations qui suivent donne une estimation de la valeur de certaines caractéristiques d'après les caractéristiques du fluide et du squelette.

$$b = 1 - \frac{K_o}{K_S} \quad (9)$$

$$\frac{1}{M} = \frac{b - \phi_o}{K_S} + \frac{\phi_o}{K_{fl}} \quad (10)$$

$$\frac{K}{bM} \alpha + \left(1 - \frac{K}{bM}\right) \alpha_o = (1 - \phi_o) \alpha_s + \phi_o \alpha_{fl} \quad (11)$$

Les modules K_s et K_{fl} sont les modules d'incompressibilité des constituants squelette et fluide. Les coefficients α^s et α^{fl} sont les coefficients de dilatation thermique des constituants solide et fluide, et ϕ désigne la porosité du milieu.

Ces relations sont établies avec les hypothèses suivantes Coussy []:

- 1) Squelette homogène, isotrope et de comportement thermoporoélastique linéaire
- 2) Linéarisation des équations d'état du fluide saturant l'espace poreux.

Ces trois relations permettent de réduire le nombre d'expériences dans la détermination des caractéristiques thermoporoélastiques.

Pour les argiles saturées, on ajoute généralement les simplifications suivantes :

- Les constituants du squelette sont pratiquement incompressibles ($K_s \gg K_o$).
- Le coefficient de Skempton $\frac{K}{bM}$ est proche de 1.

La relation (6) montre que la dilatation non drainée est voisine de la moyenne volumique des dilatations des constituants fluide et solide. On utilise souvent les relations suivantes :

$$\alpha \approx (1 - \phi_o) \alpha_s + \phi_o \alpha_{fl} \quad \text{et} \quad \alpha_o \approx \alpha_s \quad (14)$$

Il est toutefois préférable de faire un usage prudent de ces relations et de privilégier les mesures directes des coefficients thermiques. En effet, les hypothèses 1) et 2) sont rarement satisfaites et de plus l'eau contenue dans les argiles n'est pas dans le même état physique que celui d'une eau pure, ses propriétés thermiques sont mal connues.

III.2.3. Contraintes effectives dans les argiles.

Selon le principe de Terzaghi, la rhéologie des sols consiste en une loi liant déformations avec les variations de contraintes effectives et la température. Les lois rhéologiques des sols sont alors analogues à celles des matériaux solides, la contrainte effective jouant le même rôle que la contrainte moyenne pour les solides.

La contrainte effective est définie par la différence² entre la contrainte appliquée et la contrainte provenant de la pression du fluide.

$$\sigma'_{\text{Terzaghi}} = \sigma + p \quad (15)$$

² Il s'agit ici d'une somme car les conventions de signes sont différentes pour les contraintes et les pressions. Dans ce texte, les contraintes sont positives pour des tractions.

Lorsque la pression du fluide est maintenue constante, la contrainte et la contrainte effective se déduisent l'une de l'autre par un simple décalage. L'analyse du comportement drainé du matériau permet ainsi de construire la loi rhéologique du matériau poreux saturé en suivant les mêmes procédures que pour un matériau solide.

Le principe de Terzaghi est très commode pour aborder la rhéologie des sols, son emploi est justifié par de nombreuses observations expérimentales qui le corroborent.

Les travaux de Biot, puis de Coussy ont permis de comprendre le sens physique de ce principe qui est alors perçu comme une hypothèse. Ces travaux montrent notamment les résultats suivants :

1) Si la phase solide est incompressible au cours des évolutions élastiques du matériau, alors le principe de Terzaghi s'applique pour les évolutions élastiques de ce matériau.

Les argiles sont des matériaux qui ont une forte porosité et dont la compressibilité du squelette est forte par rapport à celle de la partie solide. Ces arguments jouent donc en faveur de l'utilisation de l'hypothèse de Terzaghi pour décrire leur comportement élastique, y compris pour un comportement élastique non linéaire de ces matériaux.

2) Lorsque la phase solide est incompressible au cours des évolutions plastiques, le potentiel d'écoulement plastique s'exprime en fonction de la contrainte effective de Terzaghi.

Dans le cadre général de la plasticité des matériaux poreux saturés, les potentiels plastiques (critère, écoulement et écrouissage) sont des fonctions de l'état des contraintes, de la pression et des forces d'écrouissage.

Ces hypothèses sont bien vérifiées pour les argiles dont les déformations volumiques plastiques proviennent d'un accroissement (ou d'une diminution) de l'espace poral.

Dans les argiles saturées, les contraintes effectives élastiques, les contraintes effectives plastiques et les contraintes effectives de Terzaghi ont les mêmes valeurs. On peut donc étudier le comportement poroélastoplastique de ces matériaux par une analyse des résultats d'essais, que l'on interprète de la même façon que pour des matériaux solides en substituant la contrainte par la contrainte effective de Terzaghi.

III.3. Ecrouissage thermique des argiles.

L'absence d'une relation indiscutable entre la température et pression de double couche rend difficile toute généralisation concernant le comportement des argiles en température.

Cependant il existe de nombreuses expériences thermomécaniques qui mettent en évidence un phénomène dit de consolidation thermique sur diverses argiles. On présente ici une brève synthèse de ces essais.

III.3.1. Les essais de Campanella & Mitchell revisités.

Campanella & Mitchell ont publié en 1968 une analyse de résultats d'essais de chauffage sur des échantillons d'argile en laboratoire. L'objet de ces essais est d'étudier l'influence de la température sur la consolidation des argiles. Cette étude, parmi les premières sur ce sujet, est l'une des plus convaincantes et elle est souvent citée en référence.

1. Les résultats des essais.

Des échantillons d'illite remaniées sont reconsolidés pendant une semaine sous une charge isotrope de 0,4 MPa avec une contre pression de 0,2MPa. Cette opération est faite à la température ambiante (18 °C). Ensuite, tout en maintenant un état de contrainte et de pression constant, la température de l'échantillon varie par paliers journaliers et l'on mesure les volumes d'eau expulsés ou absorbés par l'échantillon. Trois cycles de chauffage et de refroidissement comportant 3 à 8 paliers sont ainsi répétés sur le même échantillon.

Les résultats en figure 7 montre un comportement irréversible du matériau très marqué au cours du premier cycle. De 65°F (18°C) à 138°F (59°C) on mesure un volume d'eau drainé de 1,40 cm³ soit environ 1,9% du volume initial de l'échantillon. Au cours du refroidissement à 18°C, le volume d'eau entrant dans l'échantillon est inférieur au volume expulsé lors du chauffage. Il en résulte un bilan net 0,75 cm³ d'eau expulsée au cours de ce cycle de chauffage soit près de 1% du volume initial de l'échantillon. L'échantillon connaît une contraction irréversible.

Le second cycle de chauffage donne lieu à une contraction irréversible de bien plus faible ampleur, d'environ 0,1%. Il en est de même pour le troisième cycle. La réponse du matériau au cours de ces cycles de chauffage est pratiquement réversible.

L'article de Campanella et Mitchell donne quelques informations sur la plasticité du matériau. Trois essais de consolidation sous chargement mécanique isotrope sont réalisés à trois niveaux de température : 76,5 °F (24,7°C), 100°F (37,8°C) et 124,5°F (51,4°C). (figure 8)

La pentes des droites de consolidation vierge sont quasiment identiques dans les trois essais :

$$\lambda_e = \frac{d e}{d \ln p} = 0,170 \text{ (à } 25^\circ\text{C)} \text{ et } 0,155 \text{ (à } 51^\circ\text{C)} \quad (16)$$

En revanche, l'ordonnée de ces droites diminue avec la température. On note une diminution de 0.035 (environ 1,7% en variation de volume) entre 25°C et 51°C. Cette valeur est d'un ordre de grandeur comparable à la contraction thermique observée lors du chauffage sur la figure 7, ce qui laisse penser que cet écart provient également d'un écrouissage thermique.

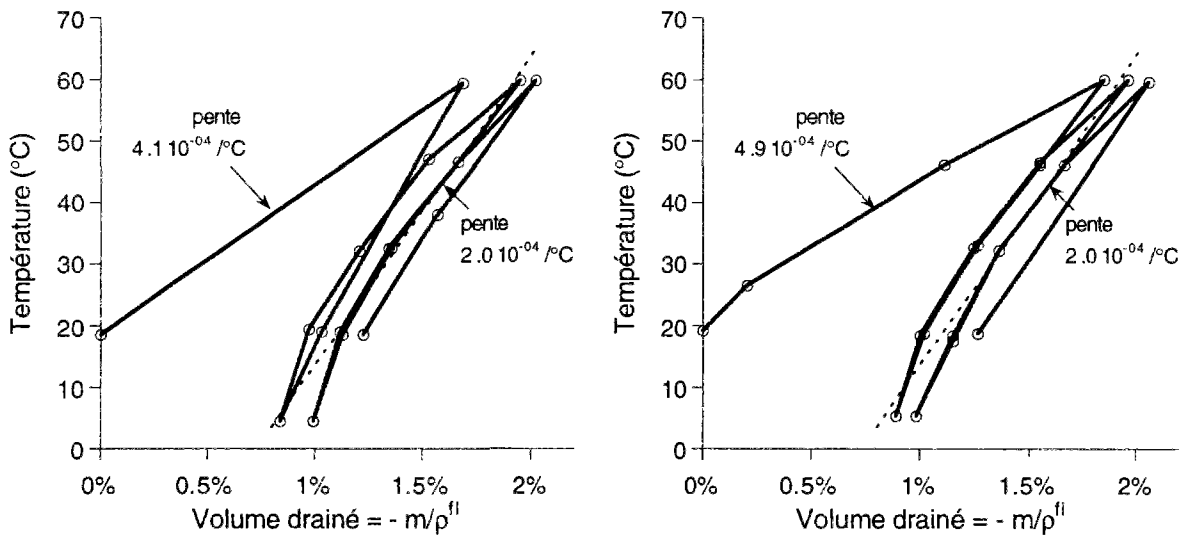


Figure 7 : Mesure du volume d'eau drainé en fonction de la température pour un essai triaxial sous état de contrainte isotrope ($\sigma = 0,4$ MPa) avec contre-pression interstitielle (0,2MPa). (D'après Campanella et Mitchell, 1968)

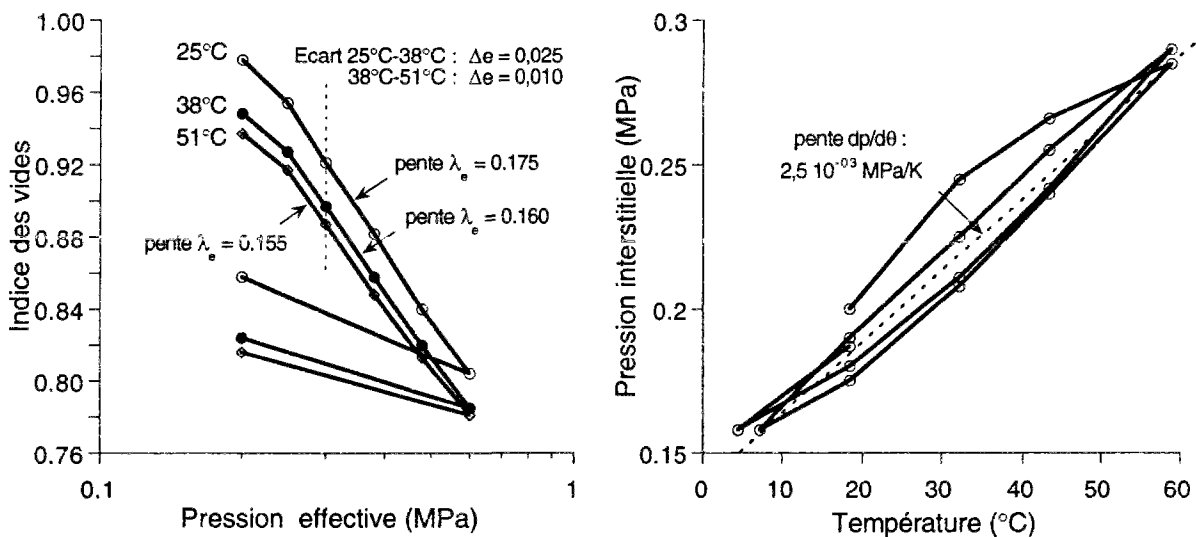


Figure 8 : Essais de consolidation isotrope à diverses températures (à gauche). Effet de la température sur les pressions interstitielles en condition non drainée (à droite). (Courbes d'après Campanella et Mitchell, 1968)

2. Estimation des paramètres thermoporoélastoplastiques.

Ces essais révèlent manifestement une évolution plastique activée par la température, que nous interprétons par un écrouissage thermique.

On se place d'emblée dans un cadre poroplastique, laissant de côté tout effet visqueux.

Tous les essais présentés dans l'article de Campanella & Mitchell sont effectués sous condition de chargement isotrope, et les paramètres mesurés sont des quantités volumiques, à l'exception des mesures d'extension axiale que l'on a omises ici. On limitera donc cette analyse au comportement en volume du matériau.

Paramètres élastiques :

La pente des courbes de la figure 7 lors des cycles réversibles fournit la relation suivante (tableau 1) :

$$\frac{1}{B_S} 3(\alpha - \alpha_0) = 2,5 \cdot 10^{-04} \text{ K}^{-1} \quad (17)$$

La deuxième courbe de la figure 8 (extraite du même article) donne les variations de pression en fonction des variations de température. La pente moyenne fournit une deuxième relation (tableau 1) :

$$\frac{K_0}{b} 3(\alpha - \alpha_0) = 2,0 \cdot 10^{-05} \text{ MPa/K} \quad (18)$$

En admettant $b=B_S=1$, on en déduit une estimation du module d'incompressibilité K_0 d'environ 12MPa.

Cette valeur est en accord avec l'ordre de grandeur de cette pente de décharge κ_e figure 7. L'allure de la courbe de décharge n'est pas connue de façon précise car l'on ne dispose que de deux mesures, en fin de charge plastique et après décharge. La pente κ_e mesurée dans ce diagramme logarithmique est comprise entre 0,03 et 0,05. Dans un diagramme linéaire, on trouverait un module tangent K_0 compris entre 10 et 20MPa.

Pour compléter cette caractérisation, il faut proposer une valeur pour α_0 , par exemple 10^{-05} K^{-1} qui est une valeur moyenne de la dilatation thermique de la plupart des minéraux.

Paramètres plastiques

La courbe figure 78 permet de déterminer les paramètres plastique en isotherme. La pente de la droite de consolidation vierge λ_e vaut environ 0,16, la pente de décharge vaut environ 0,04. On en déduit la loi d'écrouissage suivante :

$$p_c = p_c(\theta) \exp(-v \varepsilon^p) \quad (19)$$

avec $v = (1+e_0) / (\lambda_e - \kappa_e) \approx 17$

Il faut d'autre part déterminer l'ampleur de l'écrouissage thermique. La contraction de volume irréversible lors du premier cycle thermique de 18° à 59°C représente 1% du volume initial de l'échantillon. Cette contraction provient d'un écrouissage thermique gêné par l'état de contrainte.

La contraction irréversible a la même ampleur dans une évolution isotherme lorsque le rapport entre le chargement initial et final vaut 1,17 (valeur déterminée d'après les résultats figure 8).

D'après notre analyse de l'écrouissage thermique, la limite d'élasticité du matériau est thermorétrécissante, et l'écrouissage thermique libre pour une élévation de température de 40°C donne une réduction du seuil d'élasticité telle que $p_c(59^\circ\text{C})/p_c(18^\circ\text{C}) = 1/1,17 = 0,85$.

3. Simulation numérique.

Une simulation des essais a été entreprise avec un modèle Cam clay écrouissable en température qui est détaillé dans le chapitre suivant. On donne ci-après les valeurs des paramètres, sans en donner ici la signification. Notre objectif ici est simplement de montrer que l'écrouissage thermique est un concept pertinent pour l'interprétation des ces expériences.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques générales</i>			<i>Caractéristiques générales</i>		
Porosité (% volume)	ϕ_0	50 %	Indice des vides	e_0	1,00
<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Pente de gonflement $\partial e/\partial \ln p$	κ_e	0,020	Pente de gonflement $\partial e/\partial \ln p$	κ_e	0,040
Pression effective de référence	$p_{\text{réf}}$	0,2 MPa	Module d'incompressibilité drainé	K_0^T	10,00 MPa
Coefficient de Biot	b	1,000	Incompressibilité non drainé	K	4410,0 MPa
Module de Biot	M	4400,0 MPa	Coeff. de Skempton $\partial p/\partial \sigma$	B_s	0,998
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Dilatation linéique drainée	α_0	1,00E-05 /K	Coeff. $\partial m/\partial \theta$ isochore non drainé	α_m	7,50E-05 /K
Dilatation linéique non drainée	α	7,49E-05 /K	Chal. latente élast. drainé ($p' = -p_{\text{réf}}$)		8,8E+04 J/m ³
<i>Caractéristiques plastiques</i>			<i>Caractéristiques plastiques</i>		
Pression de consolidation initiale	p_{c0}	0,2 MPa	Pente de charge plastique $\partial e/\partial \ln p$	λ_e	0,084
Ecrou. isoth. : $p_c(\theta) \exp(-v \varepsilon^p)$	v	15,7 -	Pente de charge plastique $\partial e/\partial \ln p$	λ_e	0,167
Ecrou. therm. : $p_{c0} \exp(-v \alpha_p \theta)$	α_p	8,7E-05 /K	Chal. latente plastique ($p' = -p_{c0}$)	L_χ	-2,4E+05 J/m ³

Tableau 2 : Estimation des caractéristiques thermoporoélastiques des échantillons d'illite décrits par Campanella et Mitchell. (La signification des coefficients est explicitée dans la partie suivante § III.4.)

On note sur les figures suivantes que les principales tendances observées lors des essais sont reproduites par le modèle. En particulier :

- l'amplitude de la contraction irréversible est correctement estimée,
- les pentes de chargement et de déchargement des essais de compression isotropes sont correctement reproduites.
- les courbes de compression isotropes sont translatées lorsque la température est modifiée.

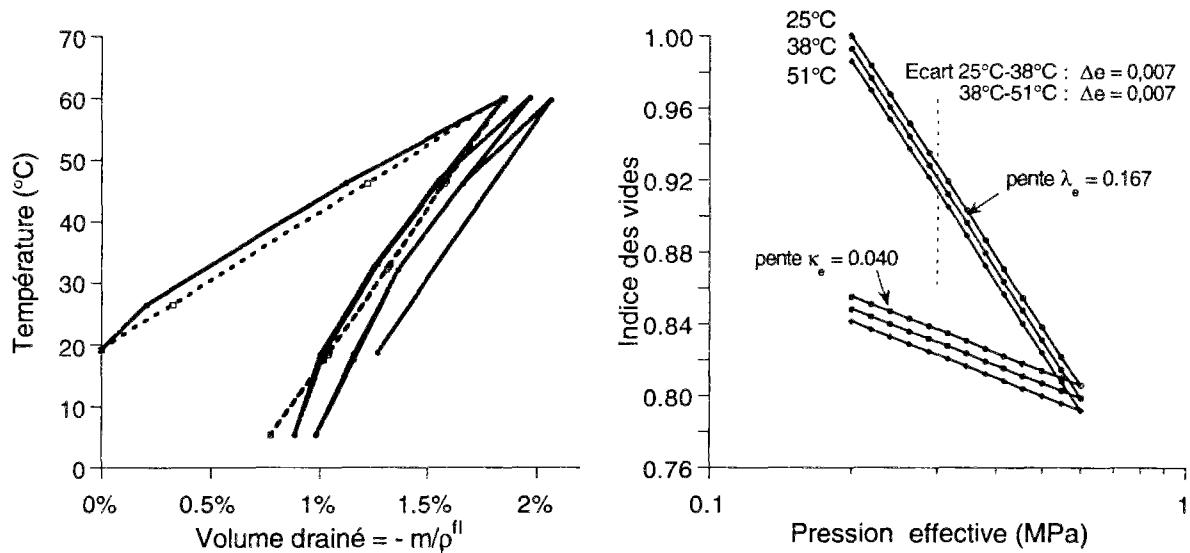


Figure 9 : Comparaison entre essai et modèle pour les mesures du volume d'eau drainé en fonction de la température pour un essai triaxial sous état de contrainte isotrope. (à gauche essai I-V-6, à droite essai de compression isotrope).

L'ampleur de la translation est plus faible que celle que l'on relève sur les résultats expérimentaux. Cependant, ces trois essais portent sur des échantillons différents et une dispersion expérimentale n'est pas à exclure.

Globalement, cette simulation avec un modèle plastique avec écouissage thermique rend très bien compte de l'ensemble des mesures expérimentales.

III.3.2. Les évidences expérimentales des propriétés de l'écrouissage thermique.

1. Mise en évidence d'un écouissage thermique libre.

Existence d'un écouissage thermique libre : article de Plum et Esrig.

Dans un article publié un an après celui de Campanella et Mitchell, Plum et Esrig étudient l'influence de l'état mécanique initial de l'échantillon sur sa réponse en température. Le principe de ces essais est identique à celui des essais de Campanella et Mitchell : divers échantillons

d'une illite remaniée sont consolidés sous 12 kPa de pression effective dans un oedomètre à une température de 24 °C.

Dans un premier essai, l'échantillon est soumis à une compression oedométrique en conditions drainée et isotherme (à 24 °C). Ce chargement est interrompu à deux reprises pour effectuer un cycle de chauffage et de refroidissement (chauffage à 50°C et refroidissement à 24°C). Le premier cycle a été effectué à une pression effective de 110 kPa (16 psi) et le second à 220 kPa (32 psi). Deux faits marquants sont notés sur chacun des cycles :

- le chauffage provoque une contraction de l'échantillon, qui s'avère irréversible après refroidissement.
- après un cycle de chauffage-refroidissement, on note une translation de la courbe de consolidation vierge (indice des vides fonction du logarithme de la pression effective verticale). Cette translation se fait dans le sens d'une augmentation de la pression effective.

Une contraction irréversible lors du chauffage de l'échantillon a déjà été notée par Campanella & Mitchell. Les résultats de Plum & Esrig tendent à montrer de plus que la valeur de cette contraction dépend peu du niveau de contrainte, du moins dans un état normalement consolidé (c'est-à-dire à la frontière du domaine élastique).

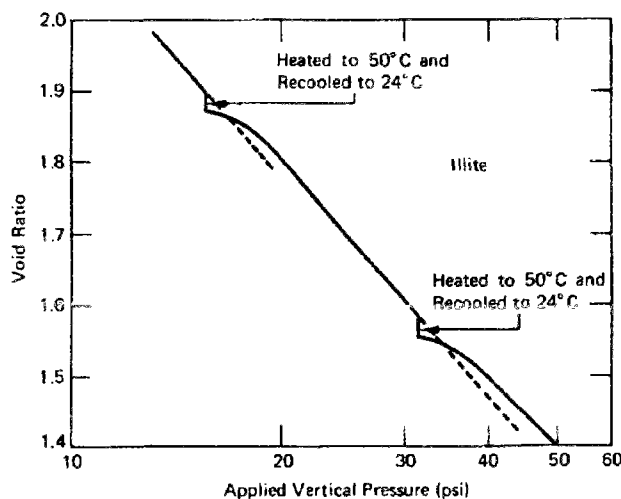


Figure 10 : Effet d'un cycle de chauffage et de refroidissement sur le comportement mécanique dans un oedomètre.

La translation de la courbe de consolidation vierge après un cycle de chauffage et refroidissement témoigne d'une augmentation du seuil de plasticité du matériau. L'écart entre les deux courbes donne une mesure fiable de l'augmentation du seuil de plasticité. On note ainsi une augmentation du seuil de plasticité d'un facteur à peu près constant, (respectivement 1,05 et 1,07) pour les deux cycles de chauffage de même amplitude (26 °C).

Cet effet est tout à fait conforme à ce que l'on attend d'un écouvissage thermique gêné par l'état de contrainte décrit dans le précédent chapitre.

Ces résultats d'essais sont consistants avec un modèle d'écrouvissage thermique, pour lequel le seuil de plasticité p_c (ici la pression effective verticale) évolue suivant une loi du type :

$$p_c = p_{c0} \exp(- A e^P - B \theta) \quad (20)$$

où e^P et θ sont respectivement l'indice des vides plastiques et la température. A et B sont des scalaires positifs. En effet :

- la valeur absolue du seuil augmente et l'indice des vides diminue lors d'un chargement isotherme, le coefficient A est donc positif. En l'absence de déchargement mécanique, la valeur de ce coefficient ne peut être déterminée avec cet essai. On sait cependant que A est supérieur à la pente de la droite de consolidation vierge : $\underline{A} > 2,07$ (A est proche de cette valeur si la raideur élastique du matériau est élevée).
- Le coefficient B étant supposé positif, le seuil de plasticité tend à diminuer lorsque la température augmente (domaine thermorétrécissant). La pression effective étant maintenue lors du chauffage, l'écrouvissage est gêné par l'état de contrainte et l'indice des vides plastiques diminue d'environ 0,03 pour les cycles de chauffage considéré (de 24°C à 50°C). On en déduit : $\underline{B/A} = 0,03/26 = 1,15 \cdot 10^{-3} (1/^\circ\text{C})$.
- Lors du refroidissement de 50°C à 24°C, le seuil de plasticité p_c augmente d'environ 6%. Cette augmentation est due à un écouvissage thermique libre, c'est-à-dire au facteur $\exp(-B\theta)$. On en déduit : $\underline{B} = \ln(1,06)/26 = 2,25 \cdot 10^{-3} (1/^\circ\text{C})$.

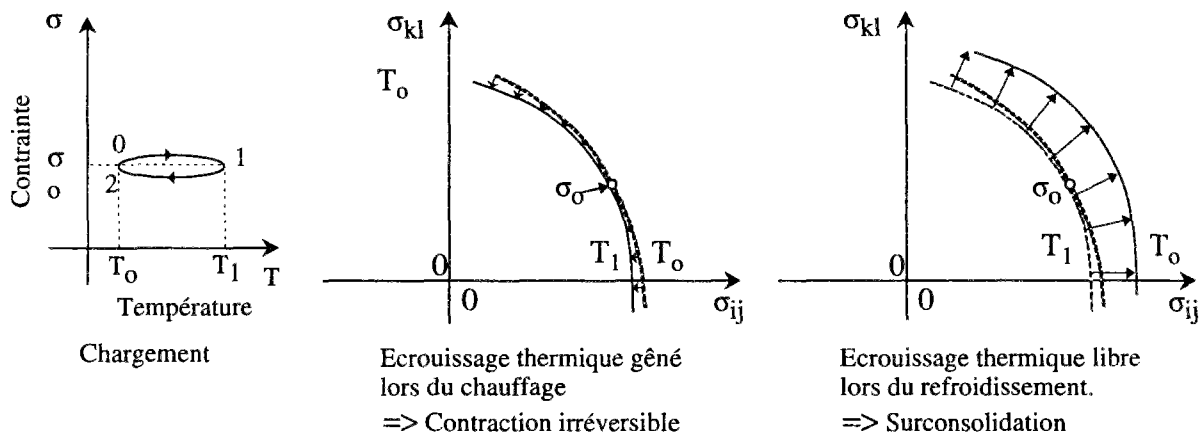


Figure 11 : Interprétation des résultats d'essais par un phénomène d'écrouvissage thermique.

Compte tenu des imprécisions de mesure, l'accord entre ces trois valeurs est remarquable. Le coefficient A concerne l'écrouvissage mécanique usuel, le coefficient B l'écrouvissage thermique. Lors du chauffage, l'effet de l'écrouvissage thermique libre est exactement compensé par l'écrouvissage mécanique, ce qui est cohérent avec la description d'un écouvissage thermique

géné par l'état de contrainte. Lors du refroidissement, l'écrouissage thermique s'effectue librement et l'on mesure son ampleur lors du rechargement mécanique.

Réversibilité d'un écrouissage thermique libre : article de Habibagahi.

Habibagahi présente des résultats d'essai où des écrouissages thermiques libres sont très clairement mis en évidence. Ce sont des essais oedométriques où la température est modifiée au cours d'un cycle de déchargement-rechargement. Dans ces essais, il ne se produit donc pas d'écrouissage thermique gêné puisque le chauffage (ou le refroidissement) a lieu pour un chargement très inférieur au seuil plastique.

Le matériau étudié est une argile remaniée composée de 70% d'Illite et de 20% de chlorite. L'auteur a examiné l'effet d'un chauffage de 25°C à 50°C et celui d'un refroidissement de 50°C à 25°C sur des essais distincts, qui ont été répétés. Les résultats les plus significatifs sont présentés sur la figure 11a.

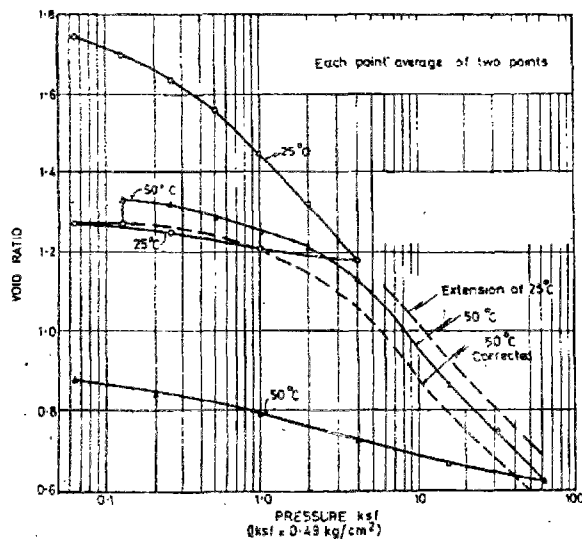


FIGURE 5. Temperature effect on void ratio of normally consolidated and overconsolidated sample

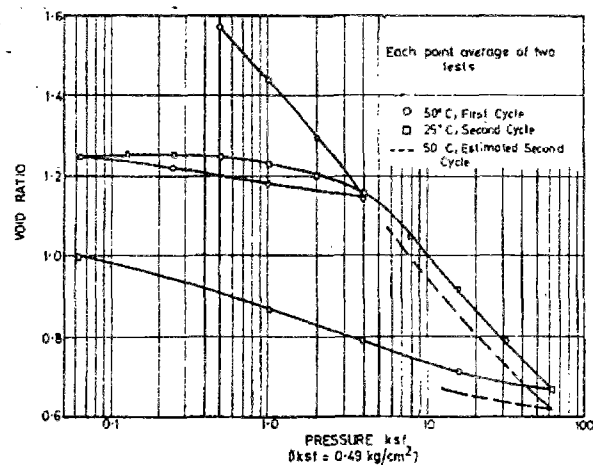


FIGURE 6. Temperature effect on void ratio of normally consolidated and overconsolidated sample

Figure 11a : Écrouissage thermique libre dans des essais oedométriques. À gauche, le matériau est chauffé lors du premier déchargement et la courbe de consolidation vierge est translatée vers des pressions effectives plus faibles. La correction concerne un problème de gaz dans l'échantillon. À droite, le matériau est refroidi lors du premier déchargement et la courbe de consolidation vierge est translatée vers des pressions effectives plus importantes. (Habibagahi, 1977).

Il est remarquable de constater dans ces essais que l'écrouissage thermique libre a lieu aussi bien lors du chauffage que lors du refroidissement, et que le sens de variation est opposé.

Le caractère réversible de l'écroissage thermique libre est en effet difficile à montrer car ce phénomène a lieu de façon latente lors du chauffage ou du refroidissement. Cette preuve expérimentale directe de la réversibilité des écroissages thermiques libres est unique à notre connaissance.

2. Influence de l'état de surconsolidation.

Résultats de Plum et Esrig

Dans le même article, Plum et Esrig s'intéressent à l'influence de l'état de surconsolidation de l'argile sur sa réponse en température. Le taux de surconsolidation représente le rapport entre le maximum de la pression effective atteinte dans le passé et la pression effective actuelle. Lorsque l'on considère une seule direction de chargement (ici des essais oedométriques), le taux de surconsolidation vaut 1 lorsque l'état de contrainte actuel est sur la frontière du domaine élastique, il est supérieur à un lorsque l'état de contrainte est en deçà de la limite élastique.

Les résultats de divers cycles de chauffage de 24°C à 50°C pour une illite ont été représentés sur un graphe exprimant l'amplitude de la contraction de l'échantillon en fonction du taux de surconsolidation. Il apparaît de façon claire que l'amplitude des contractions au cours des cycles thermiques diminue lorsque l'état de contrainte s'éloigne du seuil élastique. Pour un taux de surconsolidation de 1.8, la réponse du matériau pour un cycle thermique est réversible.

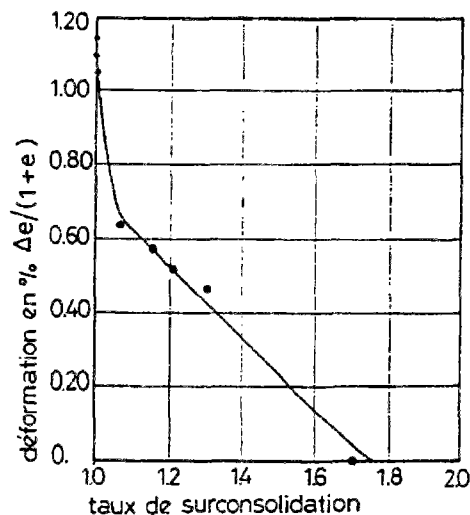


Figure 12 : Influence du taux de surconsolidation sur les contractions irréversibles au cours des cycles thermiques de 24°C à 50°C (Plum et Esrig 1969).

Cette courbe présentée par Plum et Esrig joue en faveur de l'interprétation de ces essais par un comportement plastique avec écroissage thermique du domaine d'élasticité. La

diminution du seuil de limite d'élasticité lors du chauffage se produit de la même manière dans tous ces essais, mais les effets irréversibles ne se manifestent que lorsque l'on est proche du critère.

Cependant la réduction du domaine de plasticité avec la température est plus importante que prévue. En effet, dans l'analyse précédente, l'écrouissage thermique libre de 50°C à 25°C conduit à une augmentation du seuil de limite d'élasticité d'environ 6%. De façon réciproque, un chauffage de 25°C à 50°C doit donner lieu à un écrouissage thermique libre lorsque le taux de surconsolidation initial est supérieur à 1,06. Or, des effets irréversibles ont lieu pour des taux de surconsolidation 1 et 1,8. Manifestement, il existe une différence entre ces deux analyses.

A notre avis, il s'agit en fait d'un problème plus général que l'on rencontre souvent dans la modélisation du comportement des argiles. Au cours d'un chargement oedométrique, les irréversibilités apparaissent avant d'avoir atteint la pression de préconsolidation. La transition entre un comportement élastique et un comportement plastique n'est pas très bien marquée dans les argiles.

On assimile souvent la pression de préconsolidation (déterminé par l'intersection de deux droites) avec un seuil de limite d'élasticité³. Or les courbes des essais de compression montrent généralement un infléchissement de la réponse en déformation pour des chargements bien plus faibles (par exemple de 40% à 50% de la valeur de la pression de préconsolidation), ce qui tend à montrer que le seuil de limite d'élasticité se situe en fait en deçà de la pression de consolidation. Aussi, lors d'une augmentation de température, des écrouissages thermiques gênés se produisent à des taux de surconsolidation élevés.

Confirmation de l'influence du taux de surconsolidation par Desmars et Charles

Dans un article publié en 1982, Desmars et Charles présentent des essais similaires pour des chargements isotropes. On donne brièvement leurs conclusions qui rejoignent celles de Plum et Esrig :

- Pour un matériau donné, un cycle de chauffage refroidissement de 25°C à 50°C effectué à divers stades d'un chargement de compression donne une contraction irréversible d'une ampleur identique.
- Suivant les matériaux, l'ampleur de la contraction diffère. Elle est importante dans les matériaux argileux fortement plastiques, et elle est inexistante dans les sables.
- L'ampleur de la contraction décroît en fonction du taux de surconsolidation.

³La pression de préconsolidation est définie par la pression au point d'intersection des droites de déchargement-rechargement avec la droite de consolidation vierge dans un graphe représentant l'évolution de l'indice des vides en fonction du logarithme de la pression effective.

Cependant Desmars et Charles présentent des résultats avec des contractions irréversibles pour des taux supérieurs à 4 au lieu de 1.8 pour Plum et Esrig, ce qui signifie donc une très large zone d'influence de l'écroissage thermique.

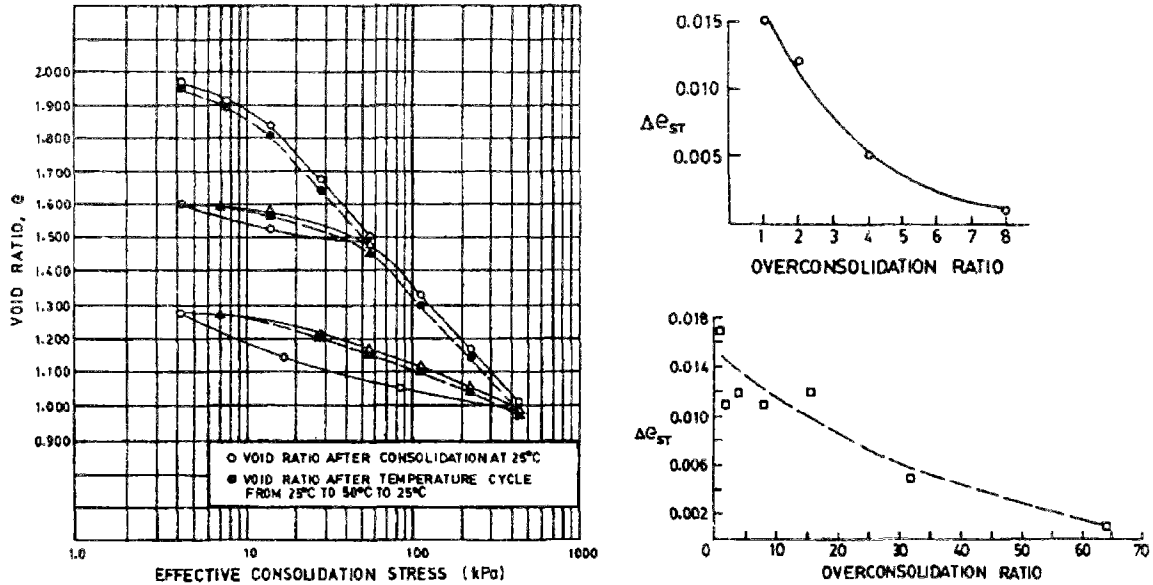


Figure 13 : Essais sur une argile marine à grande profondeur (Desmars et Charles 1982). A gauche, chaque palier de consolidation triaxiale effectuée à 25°C (symbole O) est suivi d'un cycle thermique 25-50-25°C (symbole ●). A droite, les contractions irréversibles en fonction du taux de surconsolidation pour les deux rechargements de l'essai précédent.

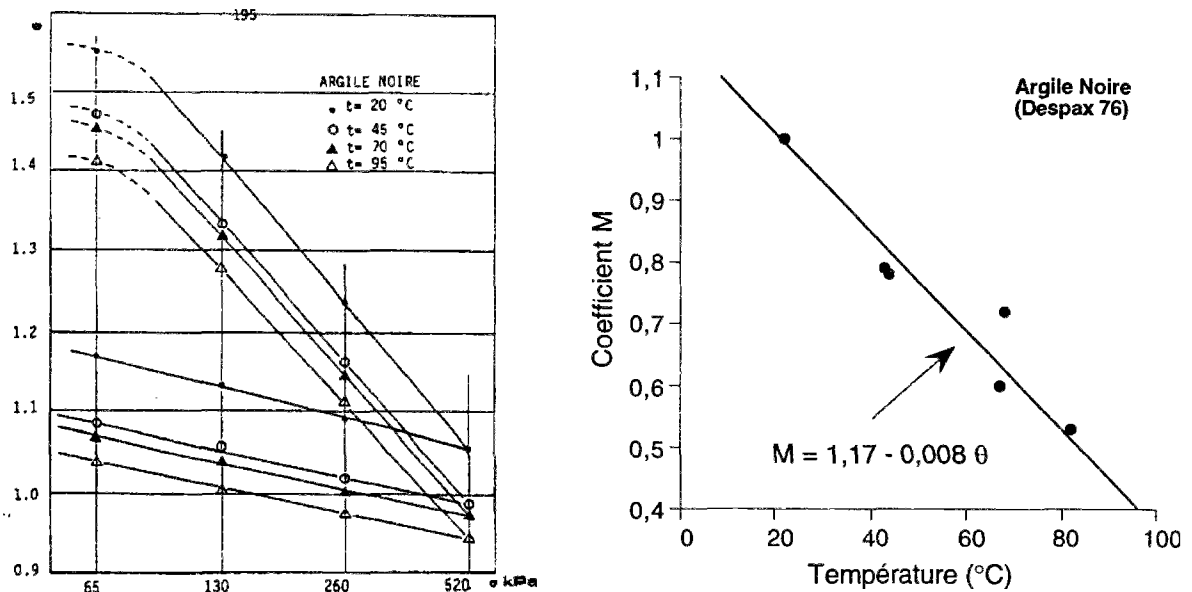


Figure 14 : Essais sur une argile noire (Despax 1976). A gauche : résultat d'essais de consolidation oedométrique à diverses températures. A droite : influence de la température sur le paramètre M (pente de la ligne d'état critique).

3. Influence de la température sur l'état critique.

Pour la plupart des argiles, l'état de chargement atteint à la fin d'un essai triaxial de compression déviatorique vérifie certaines propriétés. On note en fin d'essai (en condition drainée ou non drainée) une relation entre le déviateur des contraintes, la contrainte effective moyenne et l'indice des vides. Cet état dit critique se caractérise par le rapport entre le déviateur des contraintes et la contrainte effective moyenne (paramètre M) et par une relation entre indice des vides et le logarithme de la pression effective moyenne. Nous verrons plus loin comment ce concept d'état critique intervient dans une théorie élastoplastique du comportement du matériau.

Despax (1976) a étudié l'évolution en température du paramètre M pour une argile de type kaolinite (argile noire), en analysant des essais triaxiaux non drainés à vitesse de déformation constante. Il conclut à une décroissance de ce paramètre lorsque la température s'élève. D'autre part, l'argile étudiée manifeste également une contraction en température (figure 14).

L'évolution du paramètre M avec la température n'est pas la même sur toutes les argiles. Lors des essais sur l'argile de Boom présentés plus loin, il n'a pas été noté de variations sensibles de M avec la température. On ne peut donc pas conclure à une tendance générale quant à la variation en température de ce paramètre.

III.3.3. Influence de la température sur les effets différés.

Cette étude thermodynamique de l'écrouissage thermique est limitée au comportement plastique. On examine cependant ici les effets d'un chargement thermique sur le comportement différé car le phénomène d'écrouissage thermique peut expliquer en grande partie ces comportements. On donne ici quelques résultats et quelques idées d'interprétation qui sont développées de façon plus précise à l'aide d'un modèle simple présenté en annexe.

La consolidation drainée des argiles présente généralement une phase dite primaire, due aux mouvements du fluide interstitiel, et une phase dite secondaire qui résulte du comportement visqueux de ces matériaux.

En ce qui concerne la phase primaire, c'est-à-dire les effets différés dus à la diffusion du fluide interstitiel, on note principalement l'effet de la variation de viscosité du fluide (en général de l'eau) avec la température, et dans une moindre mesure, un effet résultant d'une modification de la perméabilité intrinsèque du sol. Ce dernier facteur dépend essentiellement de la minéralogie, de l'état de contrainte et également de la composition du fluide interstitiel. (Fleureau 79, Philipponnat 77).

Notre intérêt se porte vers la phase de consolidation secondaire, car elle produit des déformations irréversibles liées au comportement visqueux du matériau.

Les effets de la température sur la phase secondaire ont été abordés par divers auteurs, notamment ceux mentionnés plus haut. Une étude bibliographique très complète peut être trouvée dans (Boisson Billotte Norotte 1993) cité en référence. Parmi d'autres contributions sur ce sujet, citons également les travaux de Fleureau (79) et Huret (85) en plus des références déjà mentionnées.

1. Résultats de Plum & Esrig et Mitchell & Campanella

Plum et Esrig ont réalisé deux types d'essais de consolidation où la température intervient :

- soit le matériau est chauffé de 24°C à 50°C au cours de la phase de consolidation secondaire, puis la température est maintenue à 50°C.
- soit un cycle de chauffage-refroidissement (24-50-24°C) est effectué au cours de la phase de consolidation secondaire.

Les effets instantanés (hormis la diffusion hydraulique) provoqués par la température ont déjà été présentés. Ces auteurs se sont également intéressés au comportement à plus long terme.

Les paramètres de la phase de consolidation secondaire sont évalués avant et après le chargement thermique. Dans le cas d'un cycle thermique, la pente de tassement en fonction du logarithme du temps est divisée par un facteur de 5 environ. Dans le cas d'une élévation de température maintenu par la suite, cette pente augmente très légèrement.

Mitchell et Campanella (1968) montrent des résultats d'essais où la vitesse de fluage est multipliée par 5 lorsque la température s'élève de 20°C à 40°C au cours de la phase de consolidation secondaire (illite remaniée, pression effective de 0,2MPa, déviateur de 0,12MPa soit environ 60% de la résistance ultime de cette argile). Il faut cependant prendre garde au fait que ces auteurs changent l'origine des temps en début de chaque chargement thermique tandis que Plum et Esrig prennent en compte le temps écoulé depuis le début du palier de consolidation.

De façon générale, la procédure choisie pour mesurer le coefficient de consolidation secondaire après un chargement thermique diffère suivant les auteurs, ce qui complique les comparaisons. Il est de plus difficile de différencier les déformations volumiques liées à l'incrément de température, résultant de la dilatation des constituants fluide et solide et de la diffusion hydraulique, de celles liées au comportement visqueux du matériau.

2. Résultats de l'étude de Billotte Boisson et Norotte

Billotte Boisson et Norotte ont effectué plus récemment une étude très complète portant sur trois argiles non remaniées prélevées en région parisienne. Des essais oedométriques ont été

réalisés à 20°C, 80°C et 110°C et la phase de fluage secondaire a été observée pendant une période de six semaines à neuf mois.

Ce travail montre entre autres les résultats suivants :

- la pente de la courbe de consolidation vierge des trois argiles évolue peu entre 20°C et 110°C. On note une légère augmentation, mais ces variations peuvent être attribuées à un tassement dû à la phase secondaire.
- le taux de consolidation secondaire, mesuré sur des essais de consolidation à diverses températures, est multiplié par deux entre 20°C et 80°C et par trois environ entre 20°C et 110°C.
- lors d'une élévation de la température, un tassement est observé après dissipation des surpressions interstitielles. Ce tassement disparaît lorsque le coefficient de surconsolidation est supérieur à 2.
- après une augmentation de température, on note une tendance à une augmentation du taux de consolidation secondaire dans un rapport variable suivant les argiles (figure 15 et 16).
- après une diminution de température, le taux de consolidation secondaire s'annule et devient même parfois négatif (gonflement).

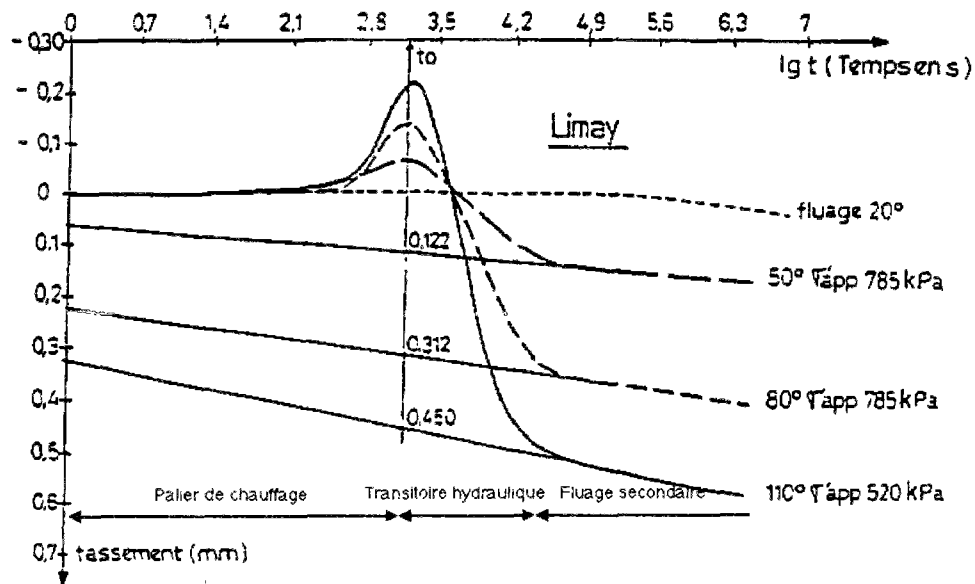


Figure 15 : Essai de fluage oedométrique avec paliers de température sur l'argile de Limay. On note les trois phases de la réponse (chargement thermique, diffusion hydraulique, consolidation secondaire) et le changement de l'origine des temps pour chaque palier. Les pentes finales de ces courbes donnent le taux de consolidation secondaire.

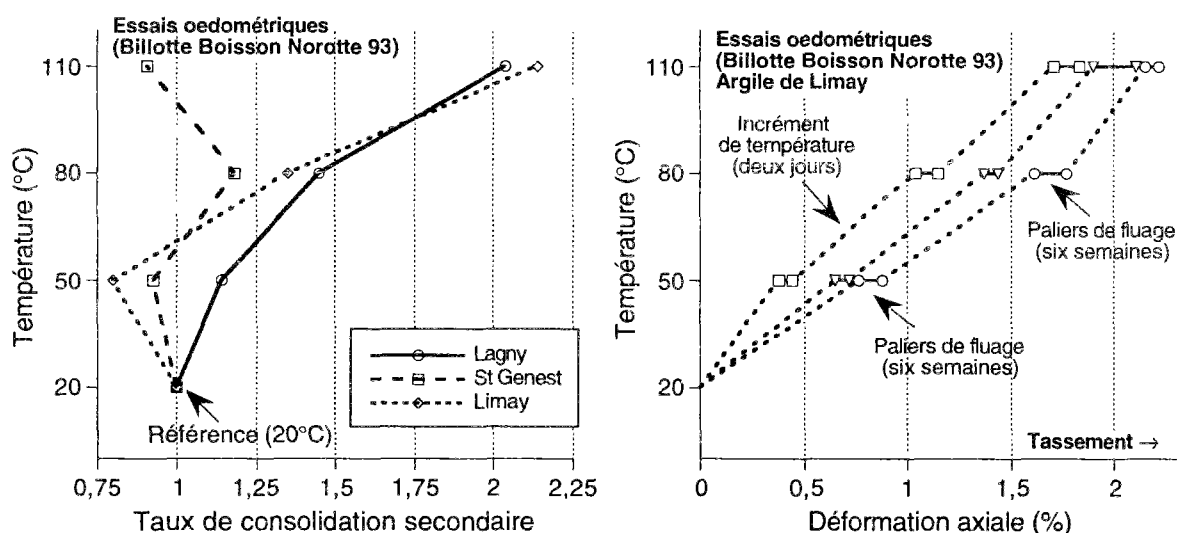


Figure 16 : Evolution du taux de consolidation secondaire lors des essais de fluage de longue durée suivis d'incrément de température (à gauche). Tassement observé pour trois essais de montée en température suivis d'un palier de fluage de six semaines (à droite).

3. Interprétation viscoplastique

On peut tenter une interprétation de ces résultats par un effet d'un écouissage en température.

L'écrouissage thermique des argiles se caractérise par une diminution des seuils plastiques lorsque la température augmente. Cet écouissage est le plus souvent gêné par l'état de contrainte lors d'un chauffage, tandis qu'un écouissage thermique libre se produit lors d'un refroidissement. Le matériau reste donc normalement consolidé dans le premier cas (au sens la contrainte appliquée est égale au seuil de plasticité à la température courante), il devient surconsolidé après refroidissement. Le refroidissement produit donc des effets analogues à celui d'une décharge mécanique (surconsolidation), alors que le chauffage dans un état normalement consolidé ne modifie pas le taux de surconsolidation.

Sur les résultats en fluage, on note que l'effet d'un refroidissement produit un résultat semblable à celui d'une décharge mécanique, à savoir un arrêt du fluage. En revanche le chauffage accélère le fluage.

Si l'on considère un modèle viscoplastique avec écouissage positif, la "distance" entre un "seuil viscoplastique" (inférieur au seuil plastique) et l'état de contrainte maintenu constant diminue au cours du temps. La vitesse de fluage est généralement fonction de cette distance. En admettant que le seuil viscoplastique est écouissable thermiquement, une augmentation de ce seuil (lors d'un refroidissement par exemple) va diminuer, voire arrêter complètement le fluage. Ainsi peut s'expliquer l'arrêt du fluage au cours d'un refroidissement.

Lors du chauffage en revanche, le seuil viscoplastique diminue, ce qui accroît la "distance" entre ce seuil et l'état de contrainte. Le fluage devrait alors être considérablement accéléré. Cependant les résultats expérimentaux font état d'une faible modification de cette vitesse de fluage, ce qui signifie au contraire que le seuil viscoplastique a peu évolué. L'écrouissage thermique du seuil viscoplastique est, de la même façon que pour le seuil plastique, gêné par l'état de contrainte (maintenu constant au cours du chauffage).

Pour appuyer ces propos, il faut disposer d'un modèle où les écrouissages des seuils plastiques et viscoplastiques sont liés. Cela peut se faire en interprétant les déformations plastiques du modèle comme résultant d'une accélération très forte du fluage qui produit une déformation quasiment instantanée. La mesure des effets différés dans les expériences provient alors d'une phase ultérieure plus lente du fluage du matériau. Dans cette interprétation, on fait une "régularisation" viscoplastique des phénomènes plastiques.

Pour éclaircir ce point, un exemple est détaillé en annexe sur un modèle rhéologique simple à une dimension. Cet exemple apporte de plus quelques idées pour la modélisation du phénomène de consolidation retardée des argiles.

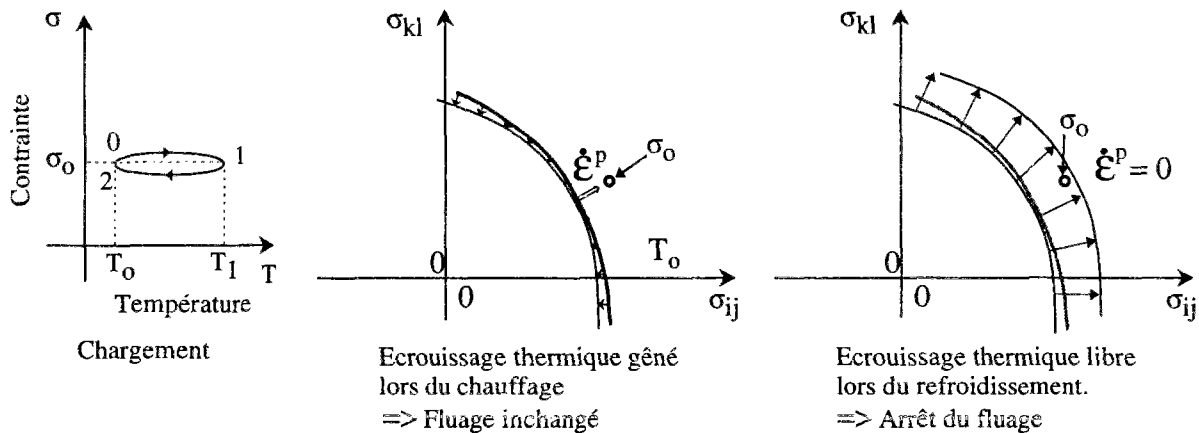


Figure 17 : Interprétation des effets de la température sur le comportement différé avec un modèle viscoplastique. La vitesse de déformation plastique suit une loi $\dot{\epsilon}^p = \frac{1}{\eta} \langle f(\sigma, \zeta(T)) \rangle$. Lors du chauffage la vitesse de fluage est considérablement accélérée et on interprète les résultats par un phénomène plastique, accompagné d'un écrouissage thermique gêné. Le fluage est alors inchangé hormis une éventuelle variation de la viscosité η avec la température. En revanche, un écrouissage thermique libre du seuil viscoplastique a lieu lors du refroidissement et le fluage s'arrête.

Chapitre 4

**EXTENSION THERMOMÉCANIQUE
DU MODÈLE CAM CLAY.**

L'ARGILE DE BOOM.

IV. EXTENSION THERMOMÉCANIQUE DU MODÈLE CAM CLAY.

Les modèles Cam clay sont des modèles de comportement plastiques très souvent utilisés pour caractériser les sols. On présente dans une première partie une extension de ce modèle au comportement thermomécanique, en suivant le formalisme rigoureux présenté au chapitre 2.

Suit une analyse du comportement de l'argile de Boom d'après une synthèse de plusieurs caractérisations expérimentales. Les valeurs des paramètres du modèle Cam clay sont calées en fonction des résultats d'essais.

Dans une dernière partie, on se livre alors à une analyse critique de cette loi de comportement par des simulations numériques des résultats d'essais.

On verra que la loi ainsi obtenue ne s'ajuste pas parfaitement sur les résultats expérimentaux. La raison de ce désaccord est évidente : le modèle Cam clay est un modèle simple comportant peu de paramètres qui ne peut rendre compte de toutes les particularités d'un matériau donné. Nous n'avons cependant pas cherché à améliorer la loi de comportement ainsi obtenue car les résultats obtenus avec le modèle Cam clay sont suffisamment précis pour la suite de ce travail.

On trouvera en bibliographie plusieurs modèles de comportement plastique avec un écrouissage thermique permettant un meilleur ajustement des essais de laboratoire. Le modèle proposé par (Hueckel et Borsetto 1990) est très proche du modèle que l'on présente ici mais il comporte beaucoup plus de paramètres car la loi d'écrouissage est ajustée avec des polynômes de degré deux ou trois. Le modèle proposé par (Laloui 1993) est de type viscoplastique avec un critère plastique multimécanisme (Aubry et al. 1985). Des paramètres adaptés à l'argile de Boom sont publiés pour ces deux modèles (Modaressi et al. 1991) et (Baldi et al. 1991).

Les argiles non saturées sont également concernées par un écrouissage thermique (Saix 1991). On trouvera dans (Gens 1993) une extension thermomécanique du modèle proposé par (Alonso et al. 1990). Cette extension prend en considération un écrouissage thermique du matériau.

Les modèles comportant un écrouissage thermique sont donc généralement complexes et difficiles à calibrer pour un matériau donné. C'est un parti pris de cette étude que de privilégier la simplicité du modèle au détriment d'un ajustement imparfait de la loi de comportement sur les résultats d'essais de laboratoire. Il ne s'agit cependant pas d'une manifestation d'une méfiance vis-à-vis de la qualité et de l'intérêt de ces mesures. Cette démarche se comprend lorsque l'on

cherche à analyser le comportement d'un ouvrage fait dans des matériaux imposés par la nature. Les mesures inexplicables sont rarement le fait d'un raffinement insuffisant de la loi de comportement, leur origine provient le plus souvent d'un nombre insuffisant de données expérimentales d'une autre nature, que ce soit la géométrie, l'état initial, la qualité de la mesure in situ... Dans ces conditions, les modèles simples présentent l'avantage de faciliter l'analyse de résultats et de les rendre plus intelligibles en laissant de côté des phénomènes de second ordre.

IV.1. Extension thermomécanique du modèle plastique Cam clay.

Les concepts de l'élastoplasticité ont été développés à l'origine pour décrire le comportement des métaux. Ces concepts s'appliquent de la même façon pour les sols, l'interprétation des essais en terme de seuil de plasticité et de développement de déformations irréversibles étant commune à ces deux classes de matériaux. Dans les deux cas, la réponse du matériau est raide et essentiellement réversible lorsque les variations de contraintes restent en deçà d'une surface de plasticité, tandis qu'une variation de contraintes traversant cette surface donne une réponse moins raide et des déformations irréversibles.

Dans les sols cependant, la transition entre élasticité et plasticité est moins marquée que pour les métaux et la caractérisation des surfaces de plasticité est moins précise. D'autre part, le comportement déviatorique des sols évolue fortement en fonction de la contrainte effective moyenne. Enfin, la partie élastique est fortement non-linéaire.

Ces différences conduisent souvent à des modèles plus complexes que pour les métaux tout en s'insérant dans un même cadre élastoplastique. Le modèle de Cam clay est un modèle simple qui reproduit l'essentiel des caractéristiques du comportement plastique des argiles avec un minimum de paramètres.

IV.1.1. Description du modèle Cam clay.

Ce modèle a été décrit pour la première fois par Roscoe et Burland en 1968. Il est nommé Cam clay modifié afin de le distinguer du modèle Cam clay original (Roscoe et Schofield, 1963). On a laissé de côté le qualificatif "modifié" car ce modèle est en fait le plus couramment utilisé dans les calculs numériques.

Dans ce qui suit, on confond contraintes effectives élastiques, plastiques avec les contraintes effectives de Terzaghi. Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, il s'agit d'une hypothèse sur la rhéologie du matériau, qui n'est pas nécessairement vérifiée. Cette hypothèse est justifiée pour l'analyse du comportement des argiles saturées.

Le modèle Cam clay sera donc décrit en fonction des contraintes effectives $\sigma' = \sigma + p \mathbf{1}$.

1. Concepts sous-jacents au modèle Cam clay.

La résistance en cisaillement des sols est fonction de la contrainte de compression moyenne à laquelle ils sont soumis. En règle générale, cette résistance est d'autant plus élevée que la compression moyenne est grande.

Avec les critères de Mohr-Coulomb ou de Drucker-Prager, la résistance en cisaillement augmente de façon affine en fonction de la contrainte moyenne. Ces critères sont couramment employés dans les études de la stabilité d'ouvrage en terre.

Lorsque l'on aborde le comportement plastique des sols, l'usage de ces critères soulève cependant quelques difficultés :

- le domaine d'élasticité défini par un critère de Mohr-Coulomb (ou de Drucker-Prager) n'est pas borné en compression alors que les essais en compression isotrope montrent l'existence d'un seuil de plasticité et d'un écrouissage dans cette direction de chargement.
- l'écoulement plastique associé à un critère de Mohr-Coulomb est dilatant alors que l'on observe nettement une contractance sur les argiles normalement consolidées.

Le concept des états critiques du matériau apporte des informations supplémentaires sur le comportement des argiles. Un état critique est généralement atteint à la fin d'un essai de compression déviatorique. Il caractérise expérimentalement un écoulement plastique libre sans variation de volume.

En examinant les états critiques atteints dans différents essais effectués sous divers confinements, il a été remarqué :

- un rapport constant entre le déviateur des contraintes et la contrainte effective moyenne.
- une relation affine entre le logarithme de la pression effective et l'indice des vides.

L'intérêt du modèle Cam clay est de relier le concept des états critiques du matériau à une approche élastoplastique classique :

- la surface de plasticité a une forme distincte de la surface formée par le lieu des états critiques,
- l'écrouissage du domaine d'élasticité est nul pour des états de contraintes à l'intersection de ces deux surfaces.

Ainsi, l'écrouissage du domaine d'élasticité se termine lorsque l'état de contrainte croise la surface formée par le lieu des états critiques. A cet instant, l'écoulement plastique se fait librement. Ce point marque généralement la fin d'un essai.

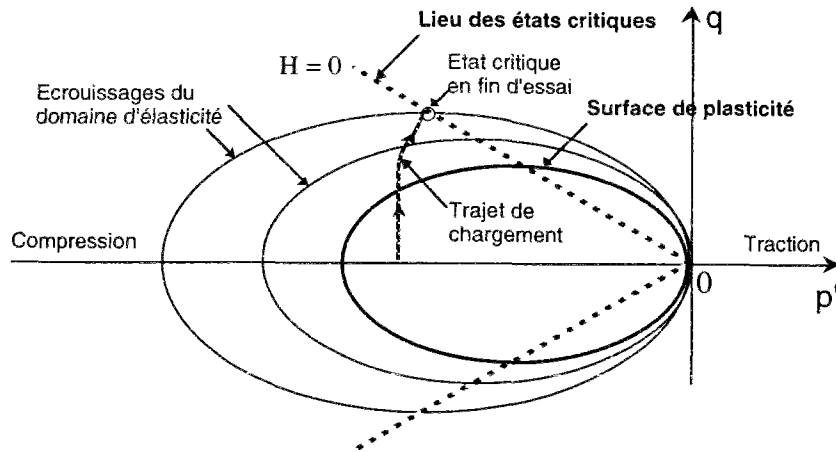


Figure 1 : Schéma des écrouissages au cours d'un trajet de chargement déviatorique.

Les états critiques se caractérisent par un écoulement plastique libre sans variation de volume. La déformation volumique plastique est donc proportionnelle à la variable interne d'écrouissage χ .

Le modèle plastique de Cam clay se construit donc autour de deux idées fortes :

- le lieu des états critiques forme une surface intrinsèque pour un matériau donné.
- la surface de plasticité a une forme différente de la surface précédente, l'écrouissage permettant de décrire précisément le lieu des états critiques.

2. Equations du modèle Cam clay.

Le modèle Cam clay est le modèle le plus simple que l'on puisse concevoir en suivant les idées exposées précédemment :

- ce modèle élastoplastique est isotrope, seuls interviennent le premier et le deuxième invariant des contraintes. On le représente dans le plan des contraintes effectives moyennes et déviatoriques (p' , q) :

$$p' = \frac{1}{3} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}') \quad (p' < 0 \text{ en compression}) \quad (1)$$

$$q^2 = \frac{3}{2} [\text{dév}(\boldsymbol{\sigma}') : \text{dév}(\boldsymbol{\sigma}')] \quad (2)$$

- la forme du critère est simple. Dans le plan (p' , q) c'est une ellipse passant par l'origine dont la taille est paramétrée par p_c :

$$f(\boldsymbol{\sigma}', p_c) = p'(p' + p_c) + \left(\frac{q}{\mathcal{M}}\right)^2 = 0 \quad (3)$$

- le coefficient \mathcal{M} est constant, il ne constitue pas un paramètre d'écrouissage. Les ellipses se déduisent donc les unes des autres par une homothétie centrée en l'origine.

- l'écoulement plastique est associé au critère :

$$d\boldsymbol{\varepsilon}_v^p = \text{tr}(d\boldsymbol{\varepsilon}^p) = d\lambda \frac{\partial f}{\partial p'} \quad (4)$$

$$d\epsilon_v^p = d\lambda \frac{\partial f}{\partial q} \left[\frac{3}{2q} d\epsilon_v(\sigma) \right] \quad (5)$$

- l'écroûissage est relié à l'indice des vides plastique e_v^p par une loi exponentielle :

$$p_c = p_{c0} \exp(-\nu_e e_v^p) \quad (6)$$

Les concepteurs du modèle Cam clay ont choisi une variable d'écroûissage égale à l'indice des vides plastique car l'on note aux états critiques une relation entre l'indice des vides et l'état de contrainte.

Pour un usage de ce modèle dans un calcul numérique, il est plus facile d'associer l'écroûissage à la déformation volumique plastique. Dans l'hypothèse de petites transformations du squelette, on obtient une expression équivalente de la loi d'écroûissage :

$$p_c = p_{c0} \exp(-\nu \epsilon_v^p) \quad \text{avec} \quad \nu = (1 + e_0) \nu_e \quad (7)$$

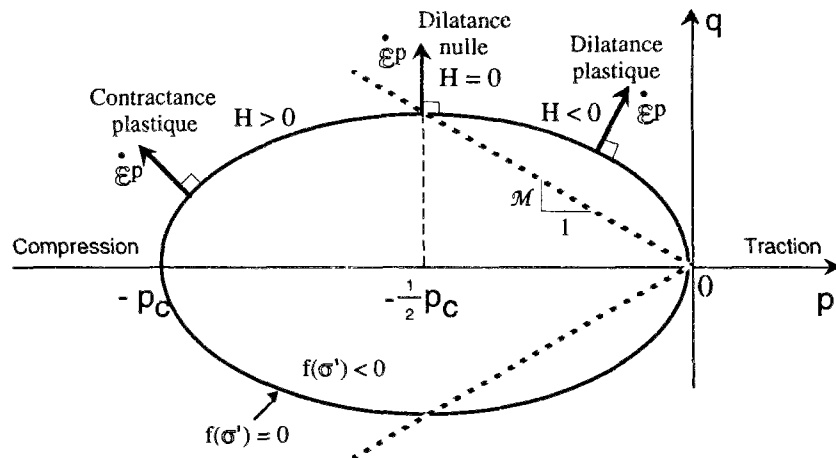


Figure 2 : Principales caractéristiques du modèle plastique Cam clay.

3. Les potentiels thermodynamiques de la plasticité

On choisit pour décrire l'écroûissage le couple de variables thermodynamiques associées (p_c, ϵ_v^p) . L'énergie bloquée V prend la forme suivante :

$$V(\epsilon_v^p) = \frac{1}{\nu} p_{c0} \exp(-\nu \epsilon_v^p) \quad (8)$$

L'écoulement des déformations plastiques étant associé au critère de plasticité, le potentiel d'écoulement g est égal au critère f

Le potentiel d'écoulement permettant de d'affirmer $\chi = \epsilon_v^p$ est tel que :

$$h(\sigma', p_c) = \frac{1}{2}(2p' + p_c)^2 \quad (9)$$

On a en effet :

$$d\chi = d\lambda \frac{\partial h}{\partial p_c} = d\lambda(2p' + p_c) = d\lambda \frac{\partial f}{\partial p'} \quad (10)$$

4. Module d'écrouissage et état critique

Le module d'écrouissage H a pour expression (chapitre 2) :

$$H = - \frac{\partial f}{\partial p_c} \frac{\partial p_c}{\partial \epsilon_v^p} \frac{\partial h}{\partial p_c} = p' \cup p_c (2p' + p_c) \quad (11)$$

Ce module d'écrouissage est positif pour des états de forte compression effective, ($p' < -\frac{1}{2} p_c$) et il devient négatif pour des états de faible compression effective.

Le module d'écrouissage s'annule lorsque l'état de contrainte vérifie :

$$p' = -\frac{1}{2} p_c \quad \text{et} \quad q = \pm \frac{1}{2} \mathcal{M} p_c \quad (12)$$

Ainsi, l'ensemble des états critiques pour différentes valeurs du paramètre d'écrouissage p_c a pour équation $p' = \mathcal{M}q$.

5. Dissipation intrinsèque

Le paramètre p_c est associé à la déformation volumique plastique dans la dissipation. La dissipation intrinsèque D_I a donc pour expression :

$$D_I = \sigma' : \dot{\epsilon}^p + p_c \dot{\epsilon}_v^p = \frac{(p' + p_c) p_c}{2p' + p_c} \dot{\epsilon}_v^p \quad (13)$$

Compte tenu de (3) et (4), on vérifie que la dissipation intrinsèque est toujours positive.

En revanche, p_c ne peut être associé à l'indice des vides plastiques dans la dissipation, car on obtiendrait une expression de D_I qui peut être négative.

6. Potentiel élastique.

Pour compléter la description de la loi de comportement, il faut se donner les lois d'état élastiques. S'agissant d'un modèle adapté aux sols, on considère une loi élastique non linéaire, dont l'expression incrémentale est la suivante :

$$d\varepsilon_v^e = \text{tr}(d\varepsilon^e) = -\kappa_\varepsilon \frac{dp'}{p'} \quad (14)$$

$$\text{dév}(d\varepsilon^e) = 2\mu \text{dév}(d\sigma) \quad (15)$$

Le potentiel élastique adapté à cette formulation s'obtient par deux intégrations successives (chapitre 2) :

$$\varphi(\varepsilon^e) = \kappa p'_o \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e}{\kappa_\varepsilon}\right) + \mu \text{dév}(\varepsilon^e) : \text{dév}(\varepsilon^e) + s_o : \text{dév}(\varepsilon^e) \quad (16)$$

les valeurs de références p'_o et s_o définissent l'état de contraintes effectives pour une déformation nulle. Le terme $K_o^T = \frac{p'_o}{\kappa_\varepsilon}$ est égal au module tangent d'incompressibilité autour de cet état de référence.

IV.1.2. Extension du modèle Cam clay pour des chargements thermiques.

On recherche une extension réaliste sans multiplier les paramètres afin de conserver la simplicité de ce modèle.

1. Extension thermomécanique des équations d'état élastiques.

Pour tenir compte des variations de température θ , on propose les lois incrémentales suivantes :

$$d(\varepsilon_v^e - 3\alpha_o\theta) = -\kappa_\varepsilon \frac{dp'}{p'} \quad (17)$$

$$\text{dév}(d\varepsilon^e) = 2\mu \text{dév}(d\sigma) \quad (18)$$

Le coefficient nouvellement introduit α_o représente le coefficient de dilatation linéique (drainé) du matériau. Ce coefficient de dilatation thermique est supposé ne dépendre ni de la contrainte effective moyenne, ni de la température. C'est un choix arbitraire qui doit être confronté à des résultats expérimentaux, et qui pourra être révisé en fonction du problème traité.

Un potentiel élastique compatible avec ces équations est le suivant :

$$\varphi(\varepsilon^e, \theta) = \kappa_\varepsilon p'_o \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e - 3\alpha_o\theta}{\kappa_\varepsilon}\right) + \mu \text{dév}(\varepsilon^e) : \text{dév}(\varepsilon^e) + s_o : \text{dév}(\varepsilon^e) - \frac{1}{2} \frac{C}{T_o} \theta^2 - S_o\theta \quad (19)$$

Cela entraîne les équations d'état suivantes :

$$\text{tr}(\sigma') = -p'_o \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e - 3\alpha_o\theta}{\kappa_\varepsilon}\right) \quad (20)$$

$$\text{dév}(\sigma') = s_0 + 2\mu \text{dév}(\varepsilon^e) \quad (21)$$

$$S = S_0 + \frac{C}{T_0} \theta - 3\alpha_0 p'_0 \exp\left(\frac{3\alpha_0 \theta}{\kappa_\varepsilon}\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e}{\kappa_\varepsilon}\right) \quad (22)$$

Pour faciliter les comparaisons avec l'élasticité linéaire, on donne ci-après les expressions des caractéristiques tangentes.

K_0^T , μ^T désignent les modules élastiques tangents en volume et en cisaillement, L^T et C_ε^T représentent le coefficient de chaleur latente de déformation élastique et la chaleur volumique :

$$K_0^T = -\frac{\text{tr}(\sigma')}{\kappa_\varepsilon} = \frac{p'_0}{\kappa_\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon_v^e - 3\alpha_0 \theta}{\kappa_\varepsilon}\right) \quad (23)$$

$$\mu^T = \mu \quad (24)$$

$$L^T = 3\alpha_0 K_0^T T_0 \quad (25)$$

$$C_\varepsilon^T = C - 9\alpha_0^2 K_0^T T_0 \quad (26)$$

Ainsi, le module d'incompressibilité et la chaleur latente élastique sont proportionnels à la contrainte effective moyenne.

En toute rigueur, la chaleur volumique C_ε^T mesurée pour une déformation constante dépend également du niveau de contrainte. On remarquera cependant que la chaleur volumique C_σ^T mesurée pour une contrainte maintenue constante ne dépend pas de l'état de contrainte car elle est précisément égale à la somme $C_\varepsilon^T + 9\alpha_0^2 K_0^T T_0$. En pratique, la variation de C_ε^T en fonction de la contrainte est très faible car l'écart entre des mesures calorimétriques à déformation constante ou à contraintes constantes est négligeable pour les matériaux solides.

2. La loi d'écrouissage en température.

On a vu dans le chapitre précédent que le principal effet du couplage entre plasticité en thermique est de produire une contraction irréversible lors d'un chauffage en condition drainée isotrope. On va donc mettre en valeur un coefficient thermique de dilatation "plastique".

La dépendance en température de la loi d'écrouissage est la suivante :

$$p_c = p_{c0} \exp(-\nu (\varepsilon_v^p + 3\alpha_p \theta)) \quad (27)$$

où α^p est un coefficient scalaire positif, ayant la dimension d'un coefficient de dilatation thermique.

On peut dès à présent calculer le module d'écrouissage thermique H_T (chapitre 2)

$$H_T = \frac{\partial f}{\partial p_c} \Big|_\sigma \frac{\partial p_c}{\partial \theta} \Big|_\chi = -3\alpha_p \nu p' p_c \quad (28)$$

Cette quantité intervient dans l'équation de consistance (49)II de la façon suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + H_T d\theta = H d\lambda \quad (49)II$$

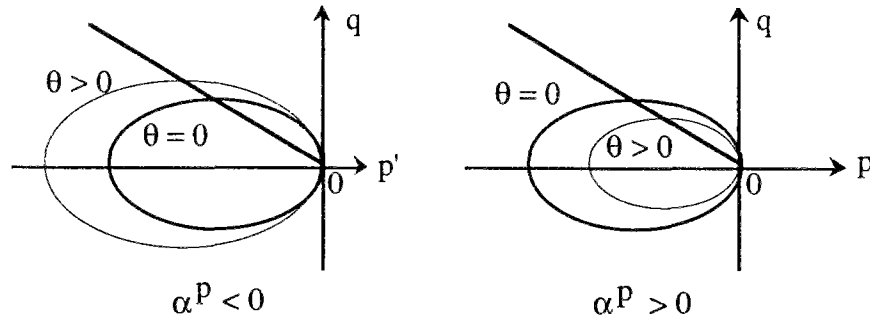


Figure 3 : Évolutions du domaine d'élasticité au cours des écrouissages thermiques libres.

La contrainte effective moyenne étant négative dans le domaine d'élasticité, le terme H_T est du même signe que α_p . Le domaine d'élasticité est thermorétrécissant lorsque α_p est positif. (figure 3)

3. Les contractions irréversibles lors du chauffage.

On va à présent s'assurer que ce modèle prédit une contraction lors d'un chauffage effectué en maintenant l'état de contraintes à la frontière du domaine d'élasticité. A cet effet, évaluons le tenseur de dilatation thermique tangent dans une évolution plastique $\alpha_0^{tg,plas}$, dont l'expression générale est la suivante (chapitre 2):

$$\alpha_0^{tg,plas} = \alpha_0 \mathbf{1} + \frac{H_T}{H} \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \sigma} \quad (95)II$$

Soit après calculs :

$$\alpha_0^{tg,plas} = (\alpha_0 - \alpha_p) \mathbf{1} + \frac{9\alpha_p p'}{q^2 - \mathcal{M}^2 p'^2} \text{dév}(\sigma) \quad (29)$$

Une contraction se produit lors du chauffage si α_p est supérieur à α_0 , ce que l'on suppose donc par la suite.

La partie isotrope du tenseur $\alpha_0^{tg,plas}$ étant constante, ce modèle donne la contraction dans un écrouissage thermique gêné par l'état de contraintes indépendamment de l'état de contrainte. En particulier, la présence d'un déviateur ne change rien à ce résultat.

Ce tenseur $\alpha_0^{tg,plas}$ comporte une partie déviatorique dont la valeur tend vers l'infini pour des états de contrainte proches de l'état critique. La déformation près de l'état critique est par conséquent sensible à de petites variations de contraintes ou de température.

4. Faut-il ajouter d'autres variables ?

Cette extension thermomécanique du modèle Cam clay requiert ainsi une seule variable supplémentaire α_p dont la signification est directement liée à des observations expérimentales.

Dans cette extension, nous n'avons pas examiné une éventuelle variation en température de la surface des états critiques. Cette possibilité n'a pas été considérée pour deux motifs. Le premier est d'ordre expérimental : on dispose de peu de données à ce sujet et les auteurs ne sont pas d'accord sur l'importance de ces variations.

L'autre raison est d'ordre plus théorique : si l'on introduit une dépendance en température du coefficient \mathcal{M} , les surfaces de plasticité du modèle ainsi construites sont écrouissables avec deux degrés de liberté p_c et \mathcal{M} , alors qu'il n'y a dans ce modèle qu'une seule variable interne ϵ_v^p . Si les observations expérimentales établissent une forte dépendance de \mathcal{M} en fonction de la température, il convient alors de rechercher quelle variable interne (autre que la déformation volumique plastique) est associée à cet écrouissage¹.

IV.1.3. Les quantités thermodynamiques associées à l'écrouissage thermique.

1. Énergie bloquée.

La loi d'écrouissage proposée plus haut dérive alors d'une énergie bloquée ayant pour expression :

$$V(\epsilon_v^p, \theta) = \frac{1}{\nu} p_{co} \exp(-\nu (\epsilon_v^p + 3\alpha_p \theta)) \quad (30)$$

L'énergie libre du modèle élastoplastique est la suivante :

$$\psi(\epsilon, \theta, \epsilon^p) = \varphi(\epsilon - \epsilon^p, \theta) + V(\epsilon_v^p, \theta) \quad (31)$$

où l'énergie libre d'origine élastique φ a été définie précédemment.

La présence de la température dans les deux fonctions φ et V modifie l'équation d'état thermique (21), les équations d'état (19) (20) restant inchangées :

$$S = S_o + \frac{C_\sigma}{T_o} \theta - 3\alpha_o p'_o \exp\left(-\frac{\epsilon_v^e - 3\alpha_o \theta}{\kappa_\epsilon}\right) + 3\alpha^p p_{co} \exp(-\nu (\epsilon_v^p + 3\alpha_p \theta)) \quad (32)$$

¹ Un écrouissage purement thermique, c'est à dire qui ne puisse être activé dans une évolution isotherme bien qu'il se manifeste lors d'une variation de température, ne sort pas du cadre thermodynamique présenté précédemment. Cependant, c'est un cas atypique pour lequel l'énergie bloquée est de premier degré par rapport à une variable interne, c'est à dire qu'elle provient uniquement de la chaleur latente d'écrouissage.

2. Chaleur latente de transformation de l'état d'érouissage.

Le terme supplémentaire dans l'entropie introduit une chaleur latente de transformation de l'état d'érouissage L_χ qui a pour expression :

$$L_\chi = -T \frac{\partial^2 V}{\partial \theta \partial \chi} = -T \nu 3\alpha_p p_c \quad (33)$$

Cette quantité s'interprète de la façon suivante : un érouissage isotherme du matériau de p_c à $p_c + dp_c$ nécessite un apport de chaleur δQ par unité de volume égal à $L_\chi d\varepsilon_v^p$. Connaissant la relation entre dp_c et $d\varepsilon_v^p$, on en déduit :

$$\delta Q = 3\alpha_p T dp_c \quad (34)$$

Le coefficient α_p étant supposé positif, δQ est de même signe que dp_c .

3. Stabilité en température

Un cycle plastique isotherme est de nature endothermique lorsque la transformation de l'état d'érouissage demande un apport de chaleur plus important que celui produit par la dissipation intrinsèque D_I . On obtient la condition suivante :

$$\frac{(p' + p_c) p_c}{2p' + p_c} \dot{\varepsilon}_v^p < -T \nu 3\alpha_p p_c \dot{\varepsilon}_v^p \quad (35)$$

Après simplification, on a :

$$1 < -\frac{p_c}{p'} < \frac{1 + 6\nu\alpha_p T}{1 + 3\nu\alpha_p T} \quad (36)$$

Ainsi, le modèle proposé est de nature endothermique pour un état isotrope normalement consolidé, il est de nature plastique exothermique près de l'état critique.

Compte tenu la condition de stabilité (51)II du chapitre 2, on est assuré de la stabilité en température pour un état de contrainte constant vérifiant la condition (36).

Il convient cependant d'exprimer quelques réserves sur ce résultat puisqu'en l'absence de mesures calorimétriques, on ne peut affirmer avec certitude que la variable interne associée à p_c est égale à la déformation volumique plastique. Dans un modèle où on associe à p_c une fonction de ε_v^p , la chaleur latente L_χ , la dissipation D_I prennent des valeurs différentes (voir II.5.6).

IV.2. Caractérisation de l'argile de Boom en laboratoire.

L'argile de Boom est présente dans le nord-est de la Belgique dans une formation qui affleure à proximité de la ville de Boom. Cette couche résulte du dépôt d'argile marine et de sables au cours de l'Oligocène moyen (Rupélien) il y a environ 30 millions d'années. Dans la région de Mol, cette couche se rencontre à partir de 160m de la surface sur une épaisseur d'environ 110m (Heremans 1980). L'analyse présentée ci-après concerne des essais sur des échantillons non remaniés prélevés sur le site de Mol dans les installations souterraines du centre d'études nucléaires belge (CEN/SCK).

IV.2.1. Caractéristiques de l'argile de Boom.

1. Composition de la phase solide

L'analyse minéralogique de l'argile de Boom montre la présence dans ce matériau des trois variétés d'argile (kaolinite, illite et smectite) ainsi que du quartz.

La partie argileuse représente 60% à 70% de la phase solide. La répartition diffère suivant les auteurs, ce qui peut être dû aux diverses méthodes de mesures employées, mais également à une répartition hétérogène des minéraux dans la formation argileuse.

L'analyse faite par le British Geological Survey en 1986 donnent les résultats suivants:

Argiles : 70%			Autres : 30%
Smectite	Illite	Kaolinite	Quartz
22%	29%	19%	30%

Tableau 1 : Répartition des principaux composés minéraux d'après le British Geological Survey (Horseman et al. 1987)

Plus récemment, l'analyse menée dans le cadre du projet Archimède conduit à la répartition suivante :

Argiles : 60%			Autres : 40%
Interstratifié désordonné Smectite-Illite (teneur en Illite 40-60%)	Interstratifié ordonné Illite-Smectite (teneur en Illite >80%)	Kaolinite Chlorite	Quartz 20% Pyrite 5% Carbonates Matière organique ...
25-30%	15-20%	10-15%	35%

Tableau 2 : Répartition des principaux composés minéraux d'après l'étude Archimède (Merceron et al. 1992).

L'illite est le principal composé argileux, mais le matériau comporte également une forte teneur en smectite. On notera également une forte présence de minéraux non argileux et de carbonates.

La surface spécifique de ce matériau est élevée (177 m²/g d'après Horseman et al.) ainsi que la capacité d'échange en cation (environ 24mécq/100g). Les cations les plus aisément incorporables dans la fraction argileuse sont dans l'ordre les ions potassium K⁺, sodium Na⁺, calcium Ca⁺⁺ et magnésium Mg⁺⁺ (Merceron et al. 1992).

2. Composition de la phase liquide

Le fluide interstitiel de l'argile est constitué par une eau très légèrement basique (ph 8,2 mesuré dans des conditions in situ). Le principal cation présent est l'ion sodium Na⁺ pour une concentration d'environ 10⁻⁰² mol/l, les ions potassium, calcium et magnésium sont également présents mais pour des concentrations 100 fois moindres. L'ensemble de ces ions intervient cependant au cours des échanges en cations. Les principaux anions sont des carbonates et à un degré moindre des ions chlorures (5 10⁻⁰⁴ mol/l) (Merceron et al. 1992).

3. Caractéristiques physiques de l'argile.

Dans des conditions in situ à Mol, cette argile a une teneur en eau comprise généralement entre 23 et 26% et une densité de 2,05 à 2,10. Ce matériau étant totalement saturé, on en déduit une porosité d'environ 40% et un indice des vides de 0,67.

Les limites d'Attenberg sont données dans le tableau 3. Selon une terminologie employée en mécanique des sols, cette argile est qualifiée de plastique.

		Horseman et al. (1987)	Baldi et al. (1988)
Limite de liquidité	LL	66%	60-70%
Limite de plasticité	LP	25%	13-19%
Indice de plasticité	IP	47%	45-55%

Tableau 3 : Limites d'Attenberg de l'argile de Boom.

4. Résistance mécanique.

Une caractérisation complète de la rhéologie est présentée en détail plus loin. On donne ici quelques aspects de la résistance en cisaillement de cette argile.

Les éléments principaux de la réponse déviatorique de l'argile en conditions triaxiales non drainées sont les suivants (Rousset, 1988) :

- le déviateur maximal ("résistance") croît avec le confinement
- une perte de résistance ("radoucissement") est observée, même sous fort confinement.
- le comportement radoucissant s'accompagne d'une phase de dilatance.

Le pic de contraintes est atteint pour une déformation axiale d'environ 5% à 6%, et la déformation en fin d'essai vaut 8 à 10%.

Dans un diagramme de Mohr, l'enveloppe des cercles correspondants aux déviateurs maximaux et résiduels peut être assimilée à une droite, dont on déduit la cohésion et l'angle de frottement non drainé à court terme et de façon résiduelle :

$$\begin{array}{ll} C_{cu} = 1,3 \text{ MPa} & \phi_{cu} = 4^\circ \\ C_{rés} = 0,8 \text{ MPa} & \phi_{rés} = 4^\circ \end{array}$$

5. Propriétés hydrauliques

L'argile de Boom est un matériau peu perméable, ce qui constitue un facteur favorable pour recevoir un stockage de déchets radioactifs. Les mesures en laboratoire et les mesures in situ fournissent des valeurs de perméabilité très faibles :

$$\begin{array}{ll} \text{- Perméabilité apparente} & k = 2 \text{ à } 4 \cdot 10^{-12} \text{ m/s} \\ \text{(Perméabilité intrinsèque)} & \kappa = 2 \text{ à } 4 \cdot 10^{-04} \text{ mDarcy} \end{array}$$

La diffusivité hydraulique est fonction des propriétés mécaniques. Elle vaut environ $10^{-07} \text{ m}^2/\text{s}$, ce qui donne un temps caractéristique supérieur à 100 jours pour une diffusion hydraulique dans une épaisseur d'argile de 1m.

6. Propriétés thermiques

Les propriétés thermiques de l'argile de Boom sont connues avec une bonne précision (Buyens et Put 1984) :

$$\begin{array}{ll} \text{- conductivité thermique} & \lambda = 1,7 \text{ W/m/K} \\ \text{- diffusivité thermique} & D_T = 6 \cdot 10^{-06} \text{ m}^2/\text{s} \end{array}$$

La conductivité thermique est peu élevée du fait de la forte teneur en eau du matériau. On note que la diffusivité thermique est plus forte que la diffusivité hydraulique, ce qui favorise des couplages thermohydrauliques forts (Giraud 1993).

IV.2.2. Résultats d'essais de laboratoire en condition isotherme.

On se livre dans cette partie à une analyse critique des caractérisations du comportement de l'argile de boom en reprenant les résultats d'essais obtenus par le British Geological Survey (Horseman et al.) et par l'ISMES (Baldi et al.). On voit ainsi que certains paramètres sont déterminés de façon sûre, tandis qu'il reste une indétermination sur d'autres paramètres, en particulier sur la pression de préconsolidation initiale et sur la forme exacte du critère de plasticité.

1. Étude du domaine des faibles déviateurs et forte compression moyenne.

L'essai oedométrique consiste à appliquer une charge mécanique dans l'axe d'un échantillon cylindrique dont les déformations radiales sont bloquées. Cet essai permet une analyse de la consolidation sous l'effet de l'écoulement hydraulique (mesure du tassement et du temps de consolidation).

On s'intéresse ici à l'évolution de l'indice des vides, mesuré après dissipation des surpressions interstitielles, en fonction de la contrainte appliquée. Il s'agit d'une étude du comportement drainé du matériau.

Le trajet de chargement suivi dans cet essai explore le domaine des fortes compressions effectives pour un déviateur faible en comparaison. Cet essai est à rapprocher des essais de consolidation isotrope drainée que l'on peut faire avec un appareil triaxial.

Dans un diagramme indice des vides en fonction du logarithme de la contrainte axiale, la rupture de pente s'interprète par un franchissement du seuil plastique initial du matériau. La valeur de la contrainte verticale effective au seuil est généralement proche de la pression de préconsolidation que l'on aurait déterminée par un essai isotrope. Aussi, on confond le plus souvent le seuil oedométrique et le seuil isotrope dans l'interprétation de ces essais.

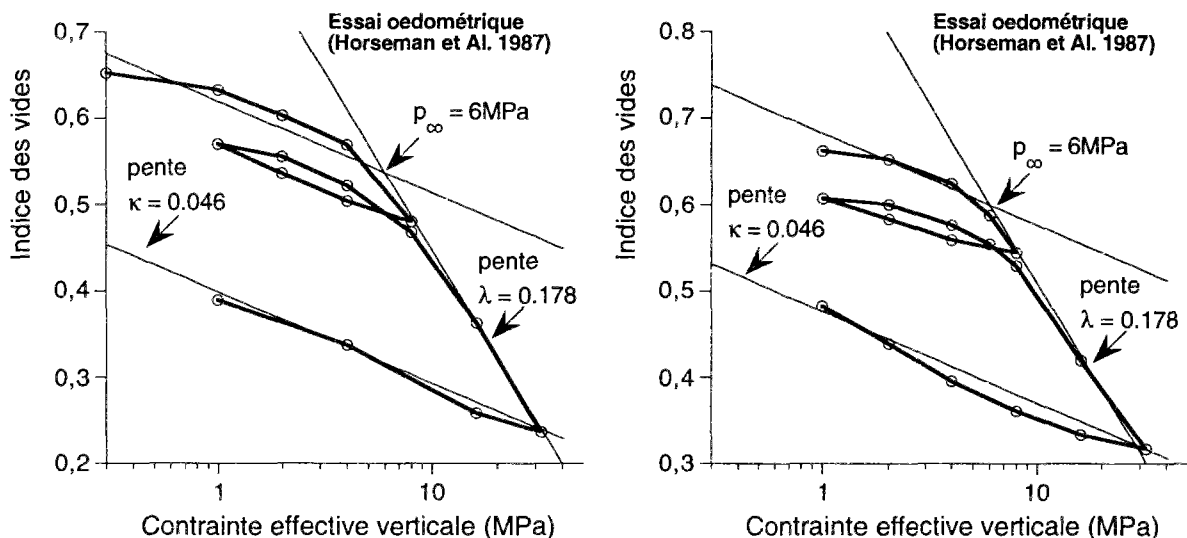


Figure 4 : Analyse d'essais oedométriques drainés effectués à température ambiante (Argile non remaniée extraite à Mol prof.=-247m). Détermination de la pression de préconsolidation et anisotropie du matériau. A gauche, résultats d'un essai oedométrique sur un échantillon d'axe vertical et détermination de la pression de préconsolidation $p_c = 6 \text{ MPa}$. A droite, même dépouillement pour un échantillon d'axe horizontal. On note que l'ordonnée des droites n'est pas la même pour le dépouillement de ces deux essais.

Les résultats présentés figure 4 montrent que le seuil plastique initial vaut environ 6MPa. La transition n'est cependant pas très nette, et cette détermination est rendue d'autant plus

imprécise qu'il faut dépouiller les résultats suivant une l'échelle logarithme pour les contraintes. On notera en particulier qu'une interprétation de ces courbes avec une pente plus faible dans le domaine élastique (c'est-à-dire un matériau plus raide) aurait conduit à la détermination d'un seuil de plasticité plus faible (entre 4 et 6MPa pour fixer les idées).

On détermine à partir des pentes κ_e et λ_e (définies figure 3) les paramètres isotropes du modèle Cam clay². En prenant pour référence un indice des vides e_0 égale à 0,67, on obtient :

$$\kappa_e = \frac{\kappa_e}{1 + e_0} = 0.028 \quad (39)$$

$$\nu = \frac{1 + e_0}{\lambda_e - \kappa_e} = 12,6 \quad (40)$$

Pour les conditions in situ à Mol ($p'=2,5\text{MPa}$), cette valeur de κ_e donne un module d'incompressibilité tangent K_0^T égal à 90 MPa.

2. Essais triaxiaux non drainés.

L'argile de Boom étant peu perméable, il est difficile de réaliser un essai véritablement drainé sur ce matériau. Le temps caractéristique de diffusion hydraulique pour un chemin de drainage de quelques centimètres est de l'ordre d'une journée si bien qu'il faut une vitesse de chargement très faible pour obtenir une pression homogène dans un échantillon dans un essai drainé.

Les essais non drainés présentent l'avantage de pouvoir être réalisés plus rapidement.

De plus, si l'on dispose d'une mesure de pression interstitielle, celle ci se révèle très utile pour déterminer un comportement dilatant ou contractant du matériau :

- lorsque le comportement de l'argile est élastique, un incrément de chargement donne une variation de pression égale et opposée à la variation de contrainte moyenne.
- lorsqu'il y a création de porosité plastique dans un essai non drainé, la variation de pression est inférieure à la variation de contrainte moyenne.

Dans une représentation du trajet de chargement en contrainte effective, la courbe s'incurve en direction des compressions lorsqu'il y a dilatance plastique. Inversement, en cas de contractance plastique, la courbe du trajet de chargement non drainé s'incurve en direction des tractions.

² En toute rigueur, les pentes devraient être déterminées par un essai de compression isotrope. On admet également que la présence d'un faible déviateur dans l'essai oedométrique a peu d'influence sur cette pente.

Sur la figure 5 sont représentées diverses courbes du trajet de chargement obtenues pour des essais non drainés avec de l'argile de Boom. En tenant compte de ce qui précède, il est visible que ce matériau est plastique dilatant pour de faibles compressions, contractant pour de fortes compressions, la transition se situant pour une contrainte effective comprise entre 2 et 2,5 MPa.

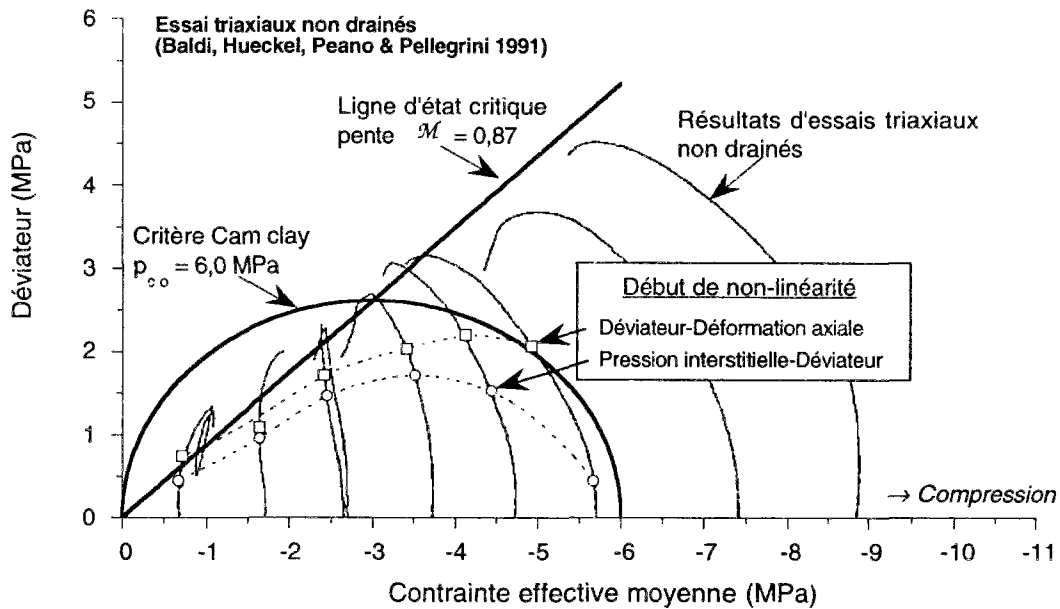


Figure 5 : Analyse de résultats d'essais déviatoriques non drainés. Essais d'après Baldi et al. 1987 et 1991 (Argile non remaniée extraite à Mol prof.=-240m). Les symboles \circ et \square représentent les points où une réponse non linéaire a été détectée par les auteurs des essais.

On a également représenté la ligne d'état critique, de pente \mathcal{M} égale à 0,87, et l'ellipse pour un critère Cam clay avec p_{co} égal à 6MPa. Ces valeurs sont celles proposées par (Baldi et al. 1991).

Il n'y a pas eu de décharge en cours d'essai si bien qu'il n'est pas possible de déterminer le moment où apparaît une déformation irréversible. A défaut, les points \circ et \square sur les courbes d'essais marquent l'endroit où une réponse non linéaire du déviateur ou de la pression interstitielle a été détectée par les auteurs des essais. Cette mesure est cependant peu fiable. Une réponse non linéaire ne constitue pas un critère suffisant pour déterminer les seuils de plasticité, une méthode plus appropriée consiste à mesurer la déformation irréversible obtenue après décharge.

Le modèle Cam clay ne peut décrire le comportement de l'argile de Boom pour toutes les directions de chargement. Avec la figure 5, on peut apprécier quand le modèle Cam clay s'applique correctement. On peut notamment faire les critiques suivantes :

- la droite d'état critique surestime les états critiques pour des contraintes effectives élevées. En revanche, cette courbe est satisfaisante sur un domaine intéressant les applications : $1 < -p' < 4$ MPa.
- le critère Cam clay s'écarte sensiblement de la courbe joignant les points de début de non-linéarité, en particulier dans le domaine dilatant (dry side).
- la transition entre les comportements contractant et dilatant a lieu vers 2 à 2,5 MPa, alors que le modèle Cam clay conduit à une transition pour $\frac{1}{2} p_{co}$, c'est-à-dire 3MPa si l'on admet $p_{co} = 6$ MPa.

La transition entre comportement contractant et dilatant est plus faible que celle prévue pour un modèle Cam clay avec une pression de préconsolidation initiale de 6MPa. Il paraît préférable de choisir une valeur initiale de p_{co} inférieure à 6 MPa, par exemple 5MPa.

D'autre part, le domaine élastique réel est nettement plus petit que celui prédit par le modèle Cam clay dans la partie dilatante. Les déviateurs mesurés dans ce domaine sont largement inférieurs à ceux autorisés par le modèle Cam clay. Un modèle plastique écrouissable s'appuyant sur une surface de plasticité de Mohr Coulomb ou de Drucker-Prager donnerait certainement des résultats satisfaisants dans cette zone. Cette idée est reprise plus loin.

Malgré ces critiques, soulignons l'intérêt du modèle Cam clay qui, avec un minimum de paramètres, rassemble cependant les principales caractéristiques du comportement du matériau.

IV.2.3. Sensibilité en température des quantités élastiques.

Les essais de laboratoires avec une mesure de la déformation lorsque la température varie sont rares. On analyse dans cette partie les résultats obtenus à l'ISMES (Baldi et al. 1991), qui ont été complétés récemment lors du projet Européen Interclay (Baldi et al. 1993).

D'autres aspects concernant le comportement en température de cette argile peuvent être consultés dans (Horseman et al.) déjà cité, dans (Rousset 1988) pour les aspects de fluage en température, et plus récemment dans (De Bruyn et Thimus 1993) à propos d'essais de compression à diverses températures. L'étude de l'ISMES reste cependant une des plus complètes sur ce sujet, on y trouve notamment des résultats portant sur l'écrouissage en température de l'argile de boom.

On examine ici la dépendance en température des modules élastiques d'incompressibilité drainée et de cisaillement, les variations en température des coefficients de dilatation thermique étant laissées de côté dans cette partie.

1. Déchargement lors d'essais isotropes

Sur la figure 6 sont rassemblées les réponses obtenues en décharge pour des essais de compression isotope drainée à diverses températures.

Ces données ne font donc pas état de fortes modifications de la compressibilité du matériau en fonction de la température, les variations observées sont tout à fait comparables à la dispersion des résultats suivant les échantillons. La raideur est plus faible sur les essais chauffés par rapport aux essais à température ambiante, mais cette tendance est peu marquée.

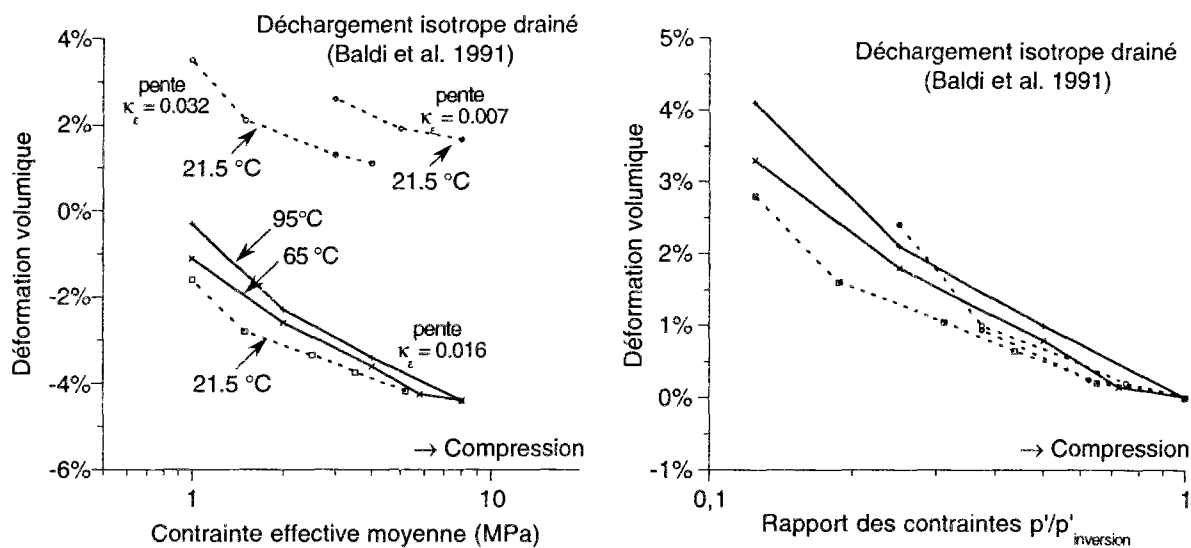


Figure 6 : Courbes de déchargement isotope drainé à diverses températures (argile de Boom non remaniée prof. -240m). Sur la figure de droite, toutes les courbes ont la même origine. D'après Baldi et al. 1991.

Ces courbes permettent à nouveau de juger de la pertinence d'un modèle Cam clay. On note en particulier que la courbe de déchargement ne suit pas exactement une loi linéaire en fonction du logarithme de la contrainte effective moyenne. La pente κ_ϵ varie du simple au double au cours d'une même décharge.

En translatant toutes les courbes à la même origine (figure de droite) Il apparaît que la pente κ_ϵ dépend surtout du rapport entre la contrainte effective actuelle et la contrainte atteinte avant décharge.

2. Déchargement au cours des essais triaxiaux.

Sur la figure 7 sont représentés des résultats d'essais triaxiaux de compression déviatorique réalisés par l'ISMES. La température mise à part, les conditions de réalisation de ces deux essais sont identiques ce qui permet d'apprécier l'influence de la température sur les propriétés du matériau.

Les modules élastiques sont généralement définis par la pente de la droite joignant les extrémités du cycle. Les cycles de déchargement rechargement ont la même allure sur ces deux essais et les pentes moyennes sont quasiment identiques. Ainsi, la loi élastique est peu affectée par cette élévation de température.

On remarque au passage le fort hystérésis au cours du cycle formé par le déchargement suivi du rechargement. Une loi élastique, même non linéaire, ne peut reproduire un tel comportement.

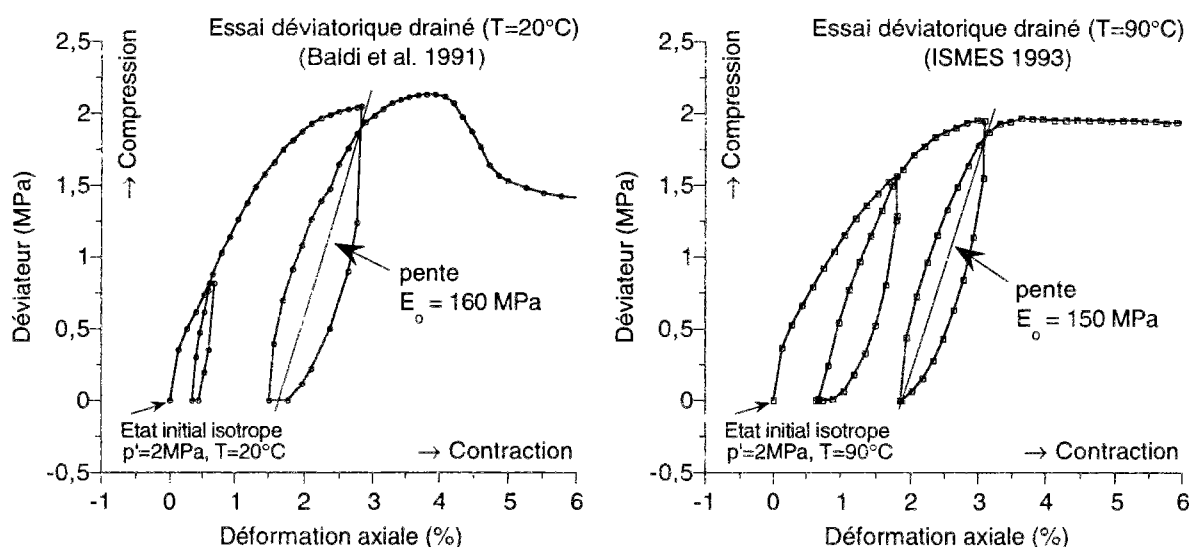


Figure 7 : Essais triaxiaux déviatoriques réalisés par l'ISMES, à gauche à 20°C , à droite à 90°C . (argile de Boom non remaniée prof. -240m).

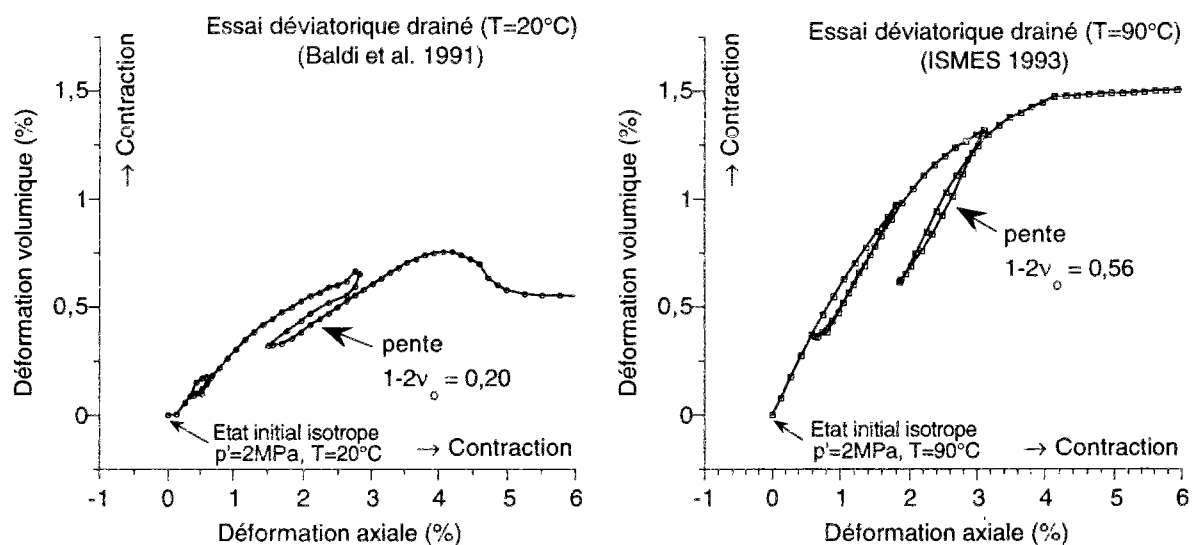


Figure 8 : Mesure de déformation volumique. Essais triaxiaux déviatoriques réalisés par l'ISMES, à gauche à 20°C , à droite à 90°C . (argile de Boom non remaniée prof. -240m).

Les variations de volume sont obtenues d'après la mesure du volume d'eau expulsé. Les hystérésis sont moins importants dans les mesures de volumes et la pente est à peu près constante au cours de la décharge.

Le coefficient de Poisson drainé ν_0 vaut 0,40 sur l'essai à 20°C et 0,22 sur l'essai à 90°C. On relève ici une forte diminution du coefficient de Poisson avec la température.

Cependant la valeur mesurée à 20°C paraît anormalement élevée, ce qui peut être attribué :

- soit à un comportement anisotrope. Les auteurs de cette campagne d'essai ont en effet relevé de fortes différences entre les mesures des déformations axiales et latérales dans des essais supposés isotropes.
- soit à un problème de drainage. La mesure de déformation volumique provient de la mesure de la masse d'eau expulsée par l'échantillon. A 90°C, le transitoire hydraulique est plus court qu'à 20°C.

3. Bilan concernant les effets de la température sur les modules élastiques

En s'appuyant sur les résultats précédents, on admet que la dépendance en température des modules élastiques peut être négligée.

On note également l'importance des hystérésis entre déchargement et rechargement. Les modules élastiques qui viennent d'être déterminés donnent une valeur moyenne de la raideur de l'argile en décharge. On verra dans le chapitre 7 quelles conséquences cela peut avoir dans un calcul de structure.

IV.2.4. Sensibilité en température des grandeurs plastiques.

Les deux essais précédents apportent des informations précieuses sur le comportement plastique de cette argile. On note l'allure tout à fait semblable de la phase d'écroutissage ainsi qu'un déviateur maximum très proche dans ces deux essais (respectivement 2,15 et 1,95 MPa à 20°C et 90°C).

1. L'absence de radoucissement dans l'essai drainé à 90°C.

Une phase de radoucissement accompagné d'une dilatance est observée à 20°C tandis qu'elle est en revanche absente de l'essai à 90°C.

Une interprétation partielle de ces résultats peut être faite par un effet de l'écroutissage thermique. En admettant que le critère se réduit au cours du chauffage (plasticité thermorétrécissant) le même trajet de chargement à différentes températures peut donner lieu à un comportement plastique avec un écroutissage négatif à température ambiante et à un

comportement plastique avec un écrouissage positif pour une température plus élevée (figure 9). On observera alors une phase radoucissante uniquement pour de faibles températures.

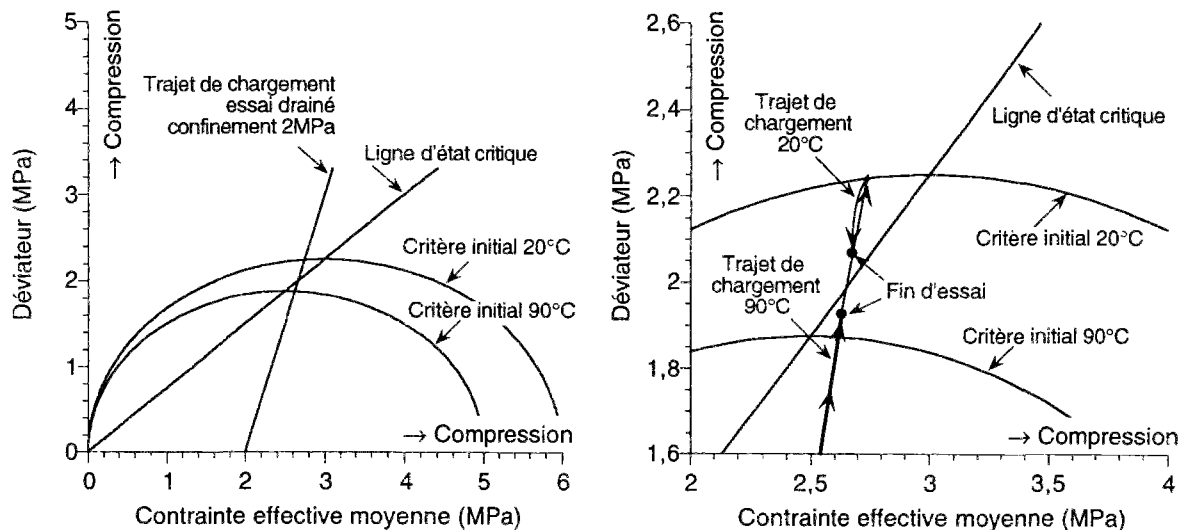


Figure 9 : Interprétation de la perte de la phase de radoucissement lorsque la température augmente par un effet d'écrouissage thermique. A gauche, l'on présente la situation en début d'essai à 20°C et à 90°C. A droite un détail du trajet de chargement en phase plastique. Les valeurs numériques sont données ici à titre indicatif, elles ne permettent pas une modélisation correcte des résultats des essais précédents.

Cette interprétation est cependant insuffisante car elle n'apporte pas d'explication claire quant à la forte différence qui existe dans les essais entre le déviateur résiduel et le pic de déviateur.

2. Critique du modèle Cam clay pour des faibles niveaux de pression effective.

Il n'est pas possible avec un modèle Cam clay de reproduire certaines phases du comportement plastique qui sont observées sur les essais des figures 7 et 8.

On note en particulier la présence d'une phase avec écrouissage positif entre 0,5 et 2% de déformation axiale qui ne peut être simulée de façon correcte par un modèle Cam clay. Cette phase plastique présente les caractéristiques suivantes :

- un seuil peu élevé : des irréversibilités sont présentes après déchargement depuis un faible déviateur.
- une contractance plastique : après décharge, on note sur les deux essais une contraction du matériau, de l'ordre de 0,5%. Cependant, ce résultat est en contradiction avec les essais non drainés (figure 4) qui indiquent une très faible dilatance pour ce niveau de pression effective.

Le modèle Cam clay s'avère donc insuffisant pour prédire certaines caractéristiques du comportement. En particulier dans un essai triaxial, ce modèle prédit soit une phase plastique avec écoulement positif et une contractance, soit une phase plastique avec écoulement négatif et une dilatance, mais en aucune façon il ne peut rendre compte d'une combinaison ou d'une succession de ces phases au cours d'un même essai.

Ces défauts ne sont pas particuliers à l'argile de Boom, dès que l'on recherche une caractérisation précise d'un matériau, le modèle Cam clay devient insuffisant. On présente plus loin quelques unes des idées que l'on rencontre dans les modèles plus élaborés.

3. Essais de chargement thermique : manifestation d'un écoulement thermique.

Des essais de chauffage et refroidissement sous conditions drainées et isotropes ont été réalisés par l'ISMES.

Un échantillon est soumis à trois cycles de chauffage et refroidissement identiques à trois états de contraintes isotropes, croissants en compression. Les pressions effectives sont successivement de 1MPa, 3MPa et 6MPa

Les déformations volumiques de l'échantillon sont mesurées au cours de ces cycles thermiques. Sur la figure 10 ne sont représentées que les mesures obtenues lors des cycles de chauffage. Ces courbes sont translattées à la même origine au début de chaque cycle, il faut donc prendre garde au fait que ces résultats concernent le même échantillon.

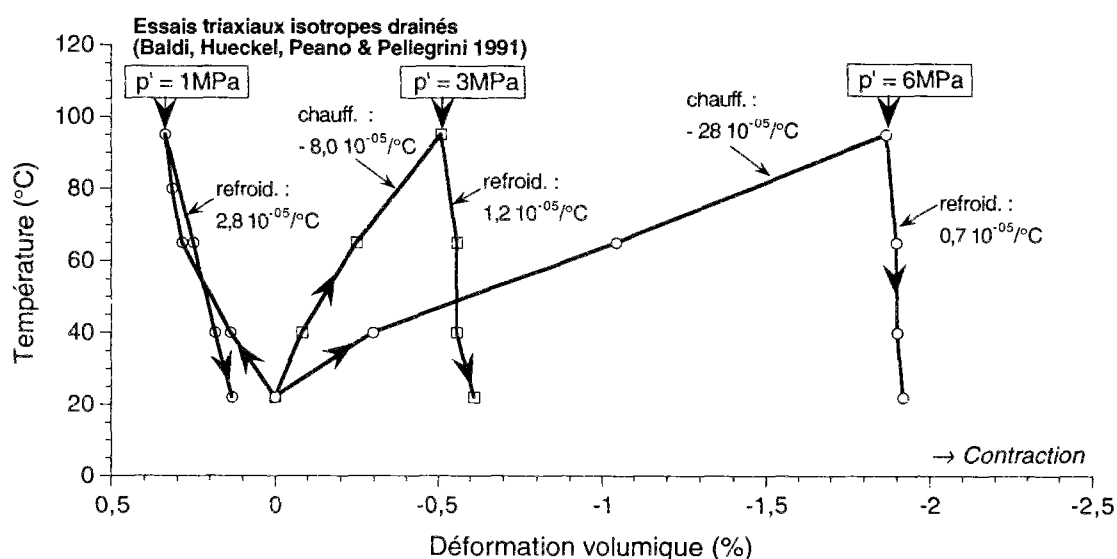


Figure 10 : Déformation volumique en fonction de la température sur trois cycles de chauffage successifs, sous chargement mécanique isotrope $p' = 1\text{MPa}$, $p' = 3\text{MPa}$ et $p' = 6\text{MPa}$, avec trois paliers de chauffage $22^\circ \rightarrow 40^\circ \rightarrow 65^\circ \rightarrow 95^\circ$. La déformation volumique est obtenue à partir de la mesure de la quantité d'eau expulsée, corrigée de la dilatation thermique de l'eau. (argile de Boom non remaniée prof. -240m). (courbes d'après Baldi et al. 1991)

On observe nettement les tendances suivantes :

- pour une pression effective faible (1MPa), la réponse volumique du matériau est quasiment réversible. On a une dilatation lors du chauffage et une contraction lors du refroidissement.
- pour une pression effective élevée (6MPa), on note une contraction irréversible. On a une forte contraction lors du chauffage et une contraction plus faible lors du refroidissement.
- le cas intermédiaire (3MPa) donne lieu à une contraction irréversible de plus faible ampleur.

Ces résultats s'interprètent par une manifestation d'un écrouissage thermique. La contraction irréversible est due à un écrouissage thermique gêné par l'état de contrainte. Elle a lieu lorsque l'état de contrainte est proche du critère, c'est-à-dire des pressions effectives élevées.

Signalons quelques difficultés d'ordre expérimental dans l'analyse de ces résultats. En effet les variations de volume du squelette présentées plus haut sont obtenues à partir de la mesure de la quantité d'eau expulsée, corrigée de la dilatation thermique de l'eau. Cependant, les valeurs obtenues ne sont pas en accord avec les mesures de déformations axiales, ce que les auteurs attribuent à une anisotropie du matériau.

A l'aide d'un autre essai réalisé sur un échantillon d'axe horizontal (le précédent est d'axe vertical), la déformation volumique a été calculée d'après les mesures axiales de deux échantillons, en supposant que le comportement du matériau est orthotrope de révolution selon l'axe vertical.

La déformation volumique calculée ainsi s'approche de la mesure de l'eau expulsée, ce qui va dans le sens d'un comportement anisotrope de l'argile de boom. Mais l'écart entre ces deux mesures reste important lors des phases de refroidissement, ce que les auteurs attribuent à une dilatation thermique de l'eau dans l'échantillon différente de celle d'une eau libre. Il n'est toutefois pas exclu que ces différences proviennent d'une dispersion entre les mesures faites sur les échantillons vertical et horizontal.

La mesure de la déformation volumique en température étant de toute façon indirecte dans ces essais, nous avons choisi de nous fier aux mesures de volume obtenues d'après la mesure de l'eau expulsée. Avec ces mesures, les variations de volume mesurées à une température donnée sont indépendantes de la dilatation thermique de l'eau.

4. Bilan des résultats d'essais en température.

Les essais réalisés par l'ISMES montrent de façon indiscutable la présence d'un écouissage thermique de l'argile de Boom. Une anisotropie de l'argile rend plus difficile une mesure quantitative des contractions irréversibles, mais l'existence d'un écouissage thermique ne fait pas de doute dans ces résultats. On peut cependant regretter de ne pas pouvoir confirmer ces résultats avec des essais provenant d'une autre origine.

L'écouissage thermique est manifeste sur les essais où la pression effective est élevée. L'ampleur des contractions irréversible qui ont été mesurés est tout à fait comparable aux valeurs obtenues par Campanella et Mitchell, ou Desmars et Charles. De ce point de vue, l'écouissage thermique de l'argile de Boom n'est ni plus ni moins important que pour d'autres argiles.

Cependant, c'est certainement la première fois qu'un écouissage thermique est observé sur une argile profonde, non remaniée ayant une très faible perméabilité. Par exemple, les matériaux étudiés par Campanella et Mitchell sont des sédiments marins qui ont été reconsolidés en laboratoire, dont la perméabilité est nettement plus élevée. L'ISMES a montré depuis des résultats comparables sur une argile italienne (Pontida).

Un second résultat ne doit cependant pas passer inaperçu. Les essais drainés effectués sous un faible confinement n'ont pas montré de fortes différences lorsqu'ils sont réalisés à 20°C et à 90°C. Si un écouissage thermique est certain pour des pressions effectives élevées, on ne peut pas en dire autant lorsque le taux de surconsolidation est important. En particulier, le déviateur maximal n'a pas varié entre 20°C et 90°C.

Dans les applications, il faut donc garder à l'esprit que l'écouissage thermique n'est établi par ces essais que pour des fortes pressions effectives. Dans d'autres situations, il faut être vigilant avant de conclure à un effet des écouissages thermiques du matériau.

IV.3. Simulations numériques.

IV.3.1. Jeu de paramètres Cam clay pour l'argile de Boom.

Le modèle Cam clay étendu aux comportements thermomécaniques peut être aisément calé avec les données des essais précédents.

Ce modèle comporte en effet très peu de paramètres. Il faut déterminer le coefficient de dilatation thermique drainé α_0 et le coefficient d'écouissage thermique α_p et les paramètres Cam clay usuels pour un comportement isotherme. Ces coefficients sont ajustés d'après les pentes des courbes de la figure 10 :

$$\alpha_o = 1,0 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C} \quad \left(\frac{1}{3} \text{ de la pente du refroidissement}\right) \quad (41)$$

$$\alpha_o - \alpha_p = -9,0 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C} \quad \left(\frac{1}{3} \text{ de la pente du chauffage}\right) \quad (42)$$

La pression de préconsolidation et le coefficient d'écrouissage ν ont été déterminés précédemment en fonction des pentes des essais oedométriques (relations (39) et (40)).

L'ensemble des paramètres est rassemblé dans le tableau 4. On se référera par la suite à ce jeu de paramètres sous le nom de "paramètres usuels de l'argile de Boom".

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques générales</i>			<i>Caractéristiques générales</i>		
Porosité (% volume)	ϕ_o	40 %	Indice des vides	e_o	0,67
<i>Caractéristiques élastiques</i>			<i>Caractéristiques élastiques</i>		
Pente de gonflement $\partial \varepsilon / \partial \ln p$	κ_ε	0,0275	Pente de gonflement $\partial e / \partial \ln p$	κ_e	0,046
Module de cisaillement	μ	77 MPa	Pression effective de référence	$p_{\text{réf}}$	2,5 MPa
Dilatation linéique drainée	α_o	1,0E-05 /K	Module d'incompressibilité drainé	K_o^T	90 MPa
			Module d'Young drainé ($p' = -p_{\text{réf}}$)	E_o^T	180 MPa
			Coeff. Poisson drainé ($p' = -p_{\text{réf}}$)	ν_o^T	0,17
			Chal. latente élastique ($p' = -p_{\text{réf}}$)		8,0E+05 J/m ³
<i>Caractéristiques plastiques</i>			<i>Caractéristiques plastiques</i>		
Pression de préconsolidation	p_{co}	5,0 MPa	Pente de charge plastique $\partial \varepsilon / \partial \ln p$	λ_ε	0,061
Pente de la droite d'état critique	\mathcal{M}	0,87 -	Pente de charge plastique $\partial e / \partial \ln p$	λ_e	0,102
Ecrou. isoth. : $p_c(\theta) \exp(-\nu \varepsilon_p)$	ν	12,6 -			
Ecrou. therm. : $p_{co} \exp(-\nu 3\alpha_p \theta)$	α_p	1,0E-04 /K	Chal. latente plastique ($p' = -p_{co}$)	L_χ	-1,3E+06 J/m ³

Tableau 4 : Paramètres "usuels" du comportement de l'argile de Boom avec un modèle Cam clay écrouissable en température.

Avec ces valeurs, la pression de préconsolidation p_c chute de 5,0MPa à 20°C à 3,8 MPa à 90°C.

La loi de comportement Cam clay avec écrouissage thermique a été programmée dans le code de calcul par éléments finis CESAR-LCPC. Quelques développements ont été réalisés dans ce logiciel pour introduire le caractère non linéaire de la loi élastique, ainsi que l'écrouissage en température. L'algorithme de projection plastique sur le critère Cam clay a été amélioré. La direction d'écoulement est calculée de façon itérative pour être orthogonale au critère sur le point projeté. Cet algorithme est à la fois plus robuste et plus précis que la méthode précédemment employée qui utilisait une linéarisation pour faire cette projection.

Une vérification de ces développements a été faite à l'occasion des simulations qui suivent. En effet, ces calculs peuvent aisément être comparées à un calcul analytique direct.

IV.3.2. Simulation de l'écroissage thermique gêné en condition isotrope.

Les essais thermiques en condition isotrope drainée ont été calculés avec le modèle Cam clay avec écroissage thermique. Les résultats de calcul avec les paramètres usuels définis dans le tableau 4 sont représentés figure 11, avec les résultats d'essais.

Les contractions irréversibles lors du cycle de chauffage à 6MPa sont globalement bien reproduites par ce modèle.

En revanche, les résultats d'essai du cycle de chauffage à 3MPa, font état d'une contraction dès le premier palier de température alors que cette modélisation conclut à une réponse élastique du matériau. La réponse à 3 MPa est réversible et identique à celle obtenue pour 1 MPa.

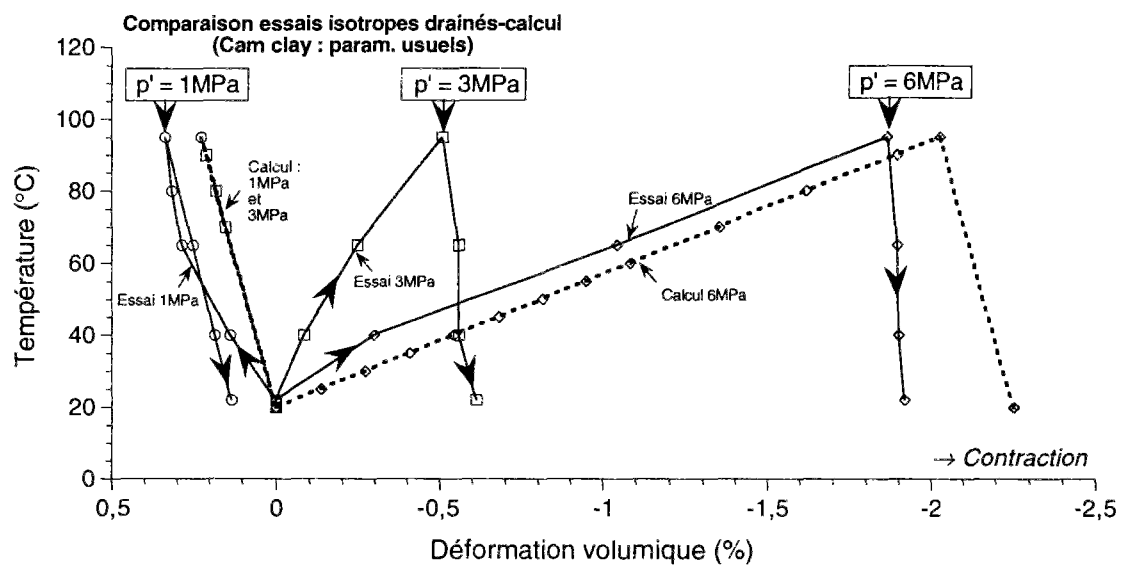


Figure 11 : Comparaison entre essais en température et calculs Cam clay avec les paramètres usuels.

On relève ainsi deux défauts de ce modèle :

- le calcul pour une pression effective de 3MPa est réversible.
- une pente de décharge est trop faible pour un fort confinement.

Le seuil de plasticité initial à 20°C n'est pas atteint pour une pression effective de 3MPa. On n'a pas dans de déformation plastique dans les calculs au cours du chauffage car l'écroissage thermique libre est trop faible. Il est difficile de parvenir à une simulation correcte des essais isothermes et des essais en température. Il faut en effet concilier les données suivantes:

- l'écroissage lors des chargements mécaniques isothermes (terme ν)
- les contractions irréversibles lors des écroissages thermiques gênés (terme α_p)
- l'écroissage thermique libre (produit $\nu\alpha_p$)

La loi d'écrouissage comportant deux paramètres, il est difficile de répondre à tous ces impératifs en même temps.

Dans la simulation présentée figure 12, le coefficient d'écrouissage isotherme ν est augmenté afin d'accroître l'intensité des écrouissages thermiques libres.

Avec ces paramètres, la contraction irréversible au cours du cycle de chauffage à 3MPa est correctement calculée. Mais l'écrouissage thermique a lieu librement sur la première partie de ce cycle thermique, alors que des contractions volumiques sont mesurées dès le premier palier de chauffage. La pente de la réponse volumique en fonction de la température change brusquement dans les simulations alors que la variation est plus progressive dans les essais.

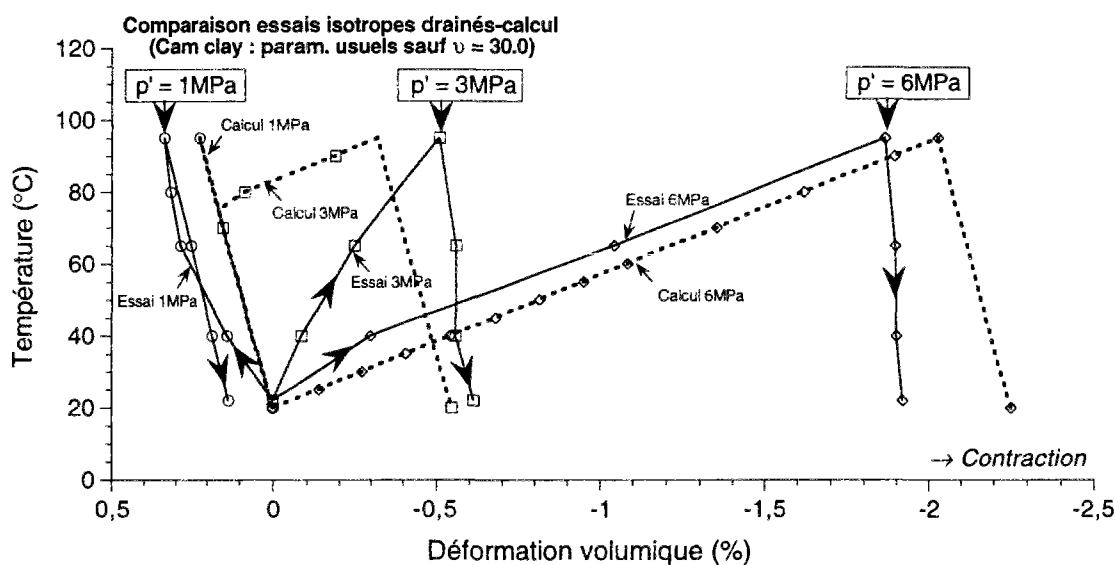


Figure 12 : Variante du calcul précédent. Le coefficient ν est choisi égal à 30 au lieu de 12,6.

De façon plus générale, la transition entre comportement élastique et comportement plastique est très progressive sur les essais. Dans un modèle avec peu de paramètres, la transition est nettement plus brutale. Ce défaut n'est pas propre aux chargements thermiques, il s'observe également au cours d'un chargement isotherme.

Ainsi, ce n'est pas tant l'écrouissage thermique qui est mis en cause dans ces résultats, mais la loi d'écrouissage en général. Pour parvenir à une meilleure modélisation de ces essais, il faut diminuer les seuils élastiques initiaux et modifier la loi d'écrouissage afin d'obtenir une transition graduelle entre élasticité et plasticité.

IV.3.2. Simulation des essais oedométriques.

La figure 13 présente une comparaison entre essais et modèle avec les jeux de paramètres précédents.

Lorsque le coefficient d'écroutissement est élevé ($\nu = 30$), la déformation volumique plastique est sous-estimée. En revanche, une simulation correcte est obtenue pour les paramètres usuels.

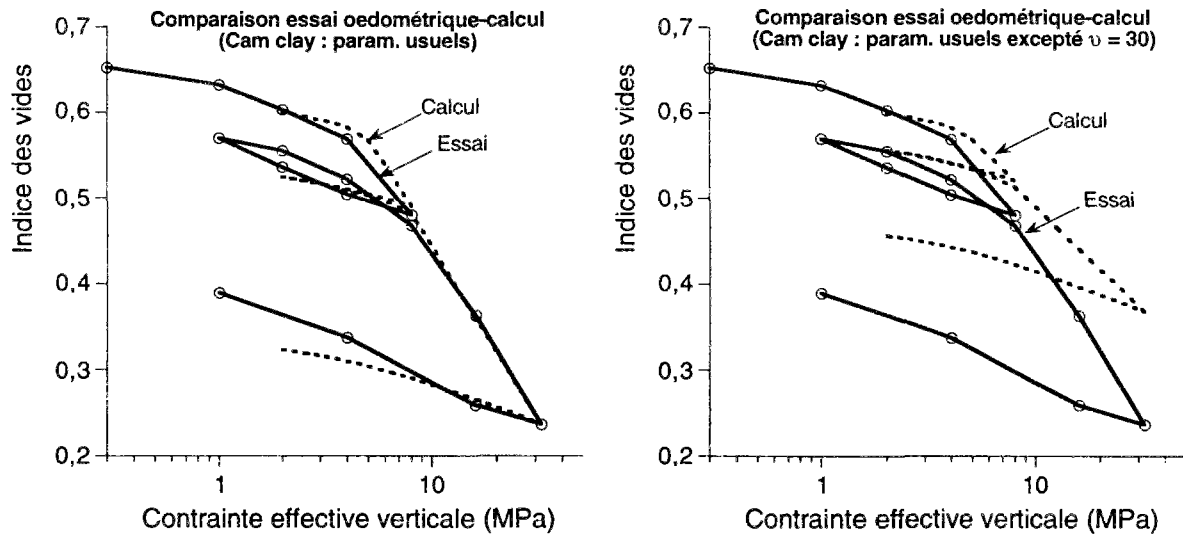


Figure 13 : Simulation des essais de Horseman et al. avec le modèle Cam clay. A gauche, les paramètres sont ceux définis dans le tableau 2 (modèle I). A droite, l'effet de l'écroutissement est accru ($\nu = 30$ au lieu de 12,6).

IV.3.3. Simulation des essais déviatoriques à partir d'un état surconsolidé.

Une simulation des essais triaxiaux à 20°C et à 90°C est présentée figure 14 et 15.

Malgré un calcul correct des déviateurs maximaux et surtout des mesures volumiques à 90°C, cette simulation montre plusieurs insuffisances de ce modèle.

En particulier, la raideur de l'argile dans cette phase du chargement est surestimée car le modèle ne tient pas compte de la phase d'écroutissement au début du chargement. Le radoucissement en fin d'essai est également ignoré par ce modèle.

Il n'y a pas lieu de revenir sur les défauts de cette modélisation. Il est bien évident qu'on ne peut simuler tous les trajets de chargements sans compliquer quelque peu le modèle. Le jeu de paramètres "usuels" est un ajustement correct compte tenu des limitations de ce modèle.

Un modèle "ad hoc" construit spécialement pour s'ajuster à ces résultats d'essai est décrit en annexe.

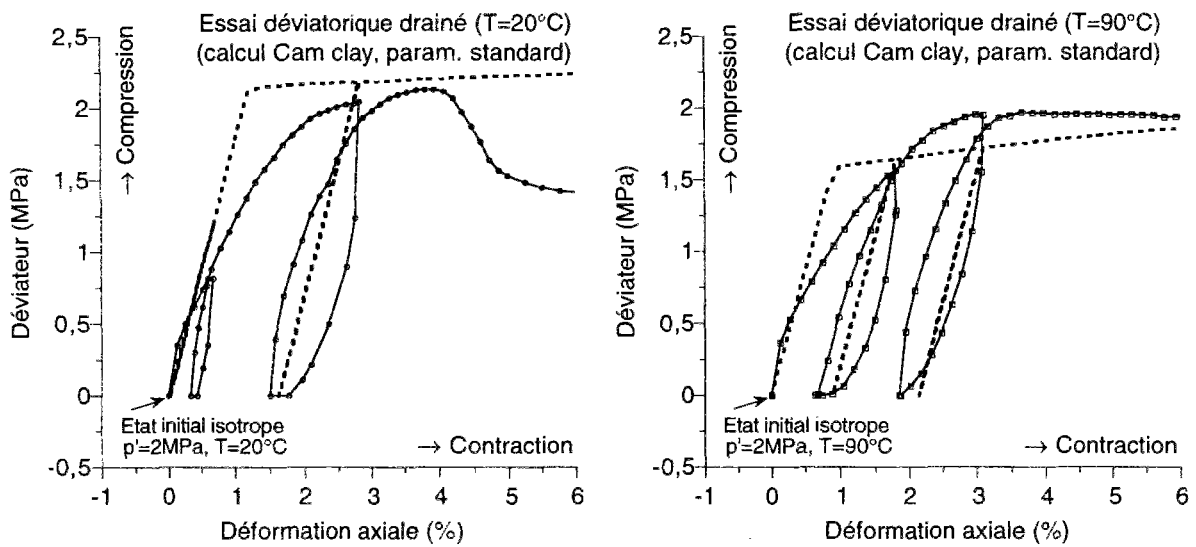


Figure 14 : Simulation des essais triaxiaux avec les paramètres standards. (calculs à refaire à gauche). réponse déviatorique.

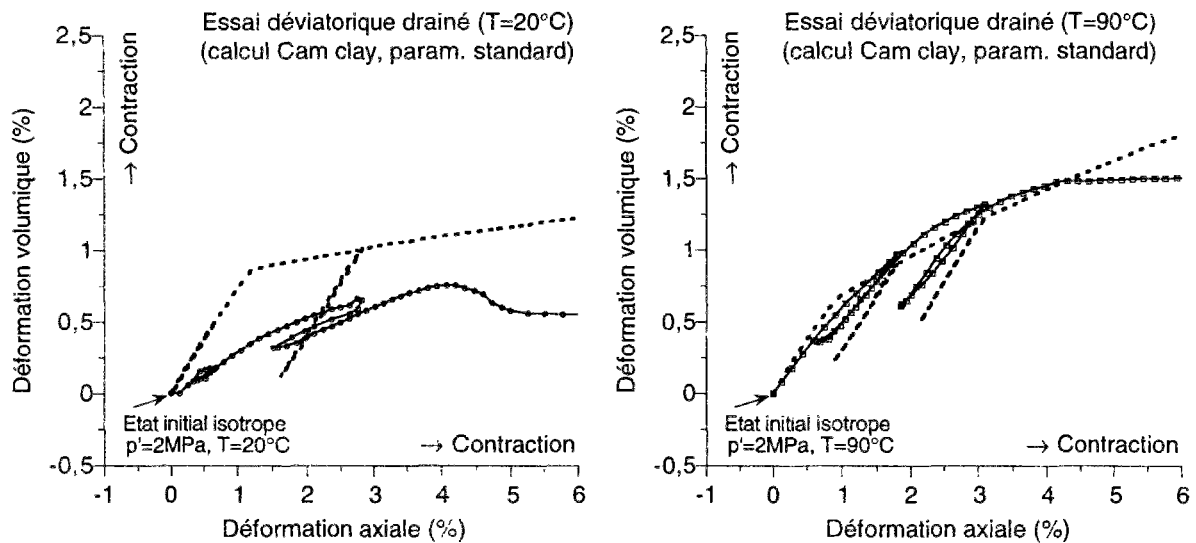


Figure 15 : Simulation des essais triaxiaux avec les paramètres standards. Réponse volumique.

Il ne faut cependant pas se faire d'illusions sur les capacités des modèles plus complexes. Un meilleur ajustement sur des résultats d'essais de laboratoire n'est pas une finalité en soi, un modèle de comportement n'a d'intérêt qu'en fonction de son aptitude à produire des modélisations satisfaisantes de problèmes réels.

Les résultats des simulations des essais in situ présentées dans le chapitre 7 montrent en effet que le modèle Cam clay reste un outil performant face à un problème réel.

Chapitre 5

**CALCUL D'UN DÉGAGEMENT DE
CHALEUR EN MILIEU INFINI.**

V. CALCUL D'UN DÉGAGEMENT DE CHALEUR EN MILIEU INFINI.

Dans un stockage des déchets radioactifs l'épisode thermique, avec les dilatations puis les contractions qu'il impose, est susceptible de bouleverser les formations géologiques. Dans les milieux argileux, la présence d'un fluide interstitiel vient compliquer les couplages entre thermique et mécanique. Si l'on ajoute à présent un couplage entre plasticité et la température, la complexité des équations demande une approche méthodique de ce problème.

On aborde ici des points laissés de côté précédemment :

- les diffusions hydrauliques et thermiques
- la formulation d'un problème d'évolution thermoporomécanique.
- la résolution d'un calcul de structure.

V.1. Problème d'évolution thermoporomécanique quasi-statique.

V.1.1. Lois de conceptions hydraulique et thermique.

Nous formulons ici les dernières relations de comportement, qui relient les flux de chaleur et de masse fluide aux forces thermodynamiques qui leur sont associées.

Dans les milieux poreux saturés, l'inégalité de Clausius Duhem a la forme suivante :

$$D_I + \Phi_T + \Phi_H \geq 0 \quad (1)$$

L'expression de la dissipation intrinsèque D_I est donnée en annexe du chapitre 2.

Les deux autres termes Φ_T et Φ_H sont les dissipations volumiques associées aux transports de chaleur et de masse fluide :

$$\Phi_T = -\frac{1}{T} \mathbf{q} \cdot \text{grad}T \quad (2)$$

$$\Phi_H = \frac{1}{\rho^{fl}} \mathbf{w} \cdot (-\text{grad}p + \rho^{fl}\mathbf{F}) \quad (3)$$

\mathbf{F} désigne les forces massiques, le vecteur \mathbf{q} est le vecteur courant de chaleur, le vecteur \mathbf{w} est le vecteur courant de masse fluide.

Le vecteur \mathbf{q} est bien connu, c'est le flux de chaleur surfacique apporté par conduction. Le vecteur \mathbf{w} est l'analogue de \mathbf{q} pour les échanges de masse fluide. Il est tel que si da est une

surface matérielle attachée au squelette, de normale \mathbf{n} , la quantité de masse fluide qui passe par unité de temps à travers cette surface vaut $\mathbf{w} \cdot \mathbf{n} da$.

Le flux volumique correspondant s'obtient en divisant le terme précédent par la masse volumique ρ^{fl} . Le vecteur $\frac{\mathbf{w}}{\rho^{fl}}$ est appelé vitesse de filtration.

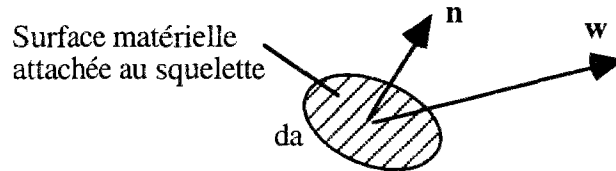


Figure 1 : Le vecteur courant relatif de masse fluide \mathbf{w} .

Les forces associées dans la dissipation aux vecteurs courant d'entropie $\frac{\mathbf{q}}{T}$ et au vecteur filtration $\frac{\mathbf{w}}{\rho^{fl}}$ sont respectivement les termes $(-\mathbf{grad}T)$ et $(-\mathbf{grad}p + \rho^{fl}\mathbf{F})$. Les lois de conduction de Fourier et de Darcy consistent à relier linéairement ces quantités :

$$\mathbf{q} = -\kappa \cdot \mathbf{grad}T \quad \frac{\mathbf{w}}{\rho^{fl}} = \mathbf{k} \cdot (-\mathbf{grad}p + \rho^{fl}\mathbf{F}) \quad (4)$$

Lorsque le milieu est isotrope, les lois précédentes font intervenir des scalaires k et κ à la place des tenseurs κ et \mathbf{k} . Ce sont respectivement la conductivité thermique et perméabilité.

On vérifie que les dissipations Φ_T et Φ_H sont séparément positives si k et κ sont positifs.

La perméabilité k est rarement employée dans la pratique, on lui préfère la perméabilité hydraulique k_h ou la perméabilité intrinsèque ξ . Ces quantités sont définies comme suit :

- Les forces massiques \mathbf{F} sont généralement les forces de pesanteur, et la loi de Darcy s'exprime simplement en fonction du gradient de la charge hydraulique $h = \frac{p}{\rho^{fl}g} - z$ (z désigne une cote verticale). La perméabilité hydraulique k_h est reliée à k par la relation :

$$k_h = \rho^{fl}g k \quad (5)$$

- La perméabilité intrinsèque ξ permet d'exprimer la perméabilité du milieu indépendamment de la nature du fluide (supposé newtonien),

$$\xi = \eta k \quad (6)$$

η est la viscosité du fluide.

V.1.2. Formulation d'un problème d'évolution thermoporomécanique quasi-statique.

1. Hypothèse des petites perturbations

L'hypothèse des petites perturbations autorise une linéarisation complète des équations du problème d'évolution. Elle consiste en l'ensemble des hypothèses suivantes (Coussy 1991) :

- transformations infinitésimales du squelette
- petits apports de masse fluide
- petites variations des variables d'état du fluide (pression, température, entropie, masse volumique...)
- petits déplacements du squelette
- petits vecteurs courant de masse fluide
- petits vecteurs courant de chaleur.

Dans ce qui précède, le qualificatif "petit" dépend en fait du problème traité et du degré de précision que l'on souhaite. On négligera dans la résolution d'un problème thermomécanique les termes de deuxième ordre par rapport à ces "petites" quantités.

L'hypothèse des petites perturbations est compatible avec des déplacements importants des particules fluides. Cela est essentiel si l'on veut traiter des problèmes réels.

En revanche, l'hypothèse des petites perturbations ne permet pas de traiter les transports de chaleurs par convection. En effet les transports de chaleur par convection sont négligés car ils proviennent de termes de deuxième ordre lorsque l'on considère les hypothèses ci-dessus.

2. Equations d'équilibre.

Nous nous plaçons dans l'hypothèse des petites perturbations quasi-statiques, c'est-à-dire que l'on suppose en plus des hypothèses précédentes que les forces d'inerties sont négligeables. Dans la suite on supposera l'absence de forces massiques \mathbf{F} .

Dans l'état de référence, le champ des contraintes initiales σ_0 équilibre les efforts surfaciques sur la frontière $\partial\Omega_0$ du domaine Ω_0 étudié. En raison de l'hypothèse des petites perturbations on confond la géométrie du domaine initial et du domaine actuel.

On note \mathcal{T} la variation des efforts surfaciques entre l'état actuel et l'état de référence. L'équilibre mécanique de l'état actuel exige que l'état de contrainte actuel σ satisfasse :

$$\mathbf{div} (\sigma - \sigma_0) = 0 \quad \text{dans } \Omega_0 \quad (7)$$

$$(\mathbb{C} - \mathbb{C}_0) \cdot \mathbf{n} = \mathcal{T} \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (8)$$

\mathbf{n} est la normale extérieure du domaine Ω .

3. Equations de bilans de masse fluide et de chaleur.

Le taux d'accroissement de la masse fluide est relié au courant de masse fluide \mathbf{w} à la frontière du domaine. En confondant les géométries initiale et actuelle, l'équation de conservation de la masse fluide s'écrit au niveau local :

$$\dot{m} = -\text{div } \mathbf{w} \quad (9)$$

Le bilan thermique est plus complexe, car il faut tenir compte d'une part de la chaleur dissipée et d'autre part de la chaleur transportée avec le fluide. Lorsque l'on confond les géométries initiale et actuelle, l'équation thermique a la forme suivante (Coussy 1991) :

$$T(\dot{S} + \text{div}(s_m \mathbf{w})) = r - \text{div } \mathbf{q} + D_I + \Phi_H \quad (10)$$

r désigne la puissance thermique des sources volumiques de chaleur.

Compte tenu des hypothèses de petites perturbations et de la relation (9), on a :

$$T_0(\dot{S} - s_m^0 \dot{m}) = r - \text{div } \mathbf{q} + D_I \quad (11)$$

s_m^0 désigne l'entropie massique du fluide dans son état de référence. Le groupement $S - s_m^0 m$ se retrouve également dans les équations d'états linéarisées.

On remarquera que la chaleur latente de transformation de l'état d'écrouissage $L\chi$ n'est pas présente dans l'équation (11). Cette quantité intervient en effet dans les équations d'état, au même titre que la chaleur latente élastique.

Dans la plupart des problèmes, on suppose que le terme de dissipation D_I est négligeable dans le bilan thermique (11) devant les échanges de chaleur par conduction.

4. Bilan des équations de champ

Les équations d'équilibre et de conservation s'appliquent de la même façon pour tous les milieux poreux. Le bilan entre équations et inconnues est équilibré par les lois de comportement du matériau et par les lois de conduction.

Lorsque la loi de comportement est linéaire, toutes les équations de champs sont linéaires. Avec les hypothèses de petites perturbations, on peut mener une résolution linéaire d'un problème d'évolution dans un milieu de comportement thermoporélastique linéaire

Inconnues		Nbre de scalaires	Equations de champ	Nbre d'équ. scalaires
Déplacement du squelette	ξ	3		
Tenseur de déformation	ϵ	6	Définition du tenseur linéarisé ϵ	6
Apport de masse fluide	m	1		
Vecteur courant de masse fluide	w	3	Conservation de la masse fluide	1
Entropie réduite	$S - s_m^0$	1		
Vecteur courant de chaleur	q	3	Equation thermique	1
Tenseur des contraintes	σ	6	Equilibre mécanique	3
Pression du fluide	p	1		
Température	θ	1		
Sous total		25	Sous total	11
Variables internes	$\epsilon^P, \phi^P; \chi$	7 + n	Lois de conduction	6
			Equations d'état	8
			Lois complémentaires	7 + n
		32 + n	32 + n	

Tableau 1 : Récapitulatif des équations de champs et des inconnues.

5 Conditions aux limites et chargement.

Les conditions aux limites à adjoindre aux équations précédentes sont de trois types : mécanique, hydrauliques et thermiques.

Elles sont imposées à tout instant sur la frontière $\partial\Omega$ du domaine.

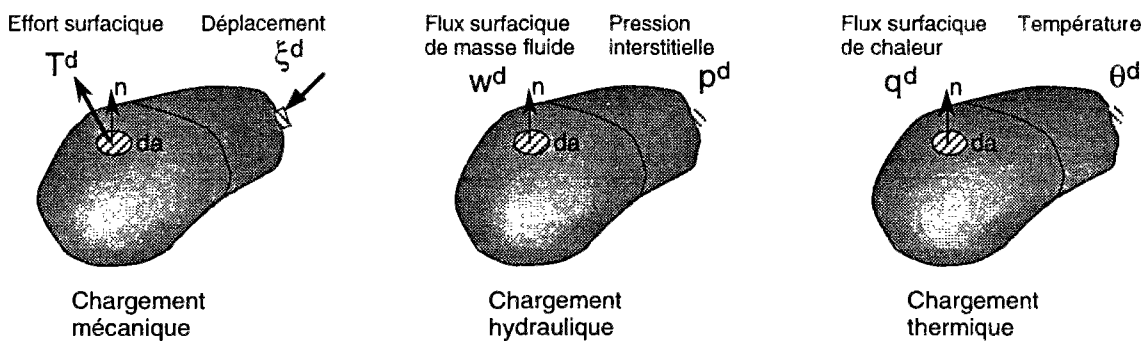


Figure 2 : Définition des conditions aux limites pour un problème thermoporomécanique.

Conditions aux limites mécaniques : en tous les points de la frontière, on impose les composantes ξ_i du déplacement ξ ,
ou bien les composantes T^d_i des efforts surfaciques T .

Conditions aux limites hydrauliques : en tous les points de la frontière, on impose

la pression interstitielle $p = p^d$,

ou bien le flux surfacique de masse fluide $\mathbf{w} \cdot \mathbf{n} = w^d$

Conditions aux limites thermiques : en tous les points de la frontière, on impose

la température $\theta = \theta^d$,

ou bien le flux surfacique de chaleur $\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = q^d$

Le chargement est défini par la donnée des conditions aux limites et des termes volumiques (tels que poids, sources volumiques de chaleur...).

V.2. Couplages thermohydromécaniques pour un dégagement de chaleur en milieu infini.

L'étude des couplages thermohydromécaniques dans une structure soumise à un chargement thermique est un problème complexe même lorsque le comportement du matériau est élastique linéaire. La résolution passe le plus souvent par des méthodes numériques. Diverses simplifications peuvent cependant être faites avant d'aborder ce problème.

V.2.1. Hypothèse de découplage thermique.

En toute rigueur, la présence de couplages entre les comportements thermique et hydromécanique rend impossible un calcul du champ de température sans calculer également les champs mécanique et hydraulique.

Cependant, dans la plupart des matériaux solides la variation des paramètres hydromécaniques exerce généralement une influence négligeable sur l'équation thermique dès lors que l'écart de température excède quelques degrés, quelle que soit l'amplitude des déformations. Il en va de même dans les matériaux poreux.

Avec l'hypothèse de découplage thermique, le problème thermique peut être résolu indépendamment de l'évolution des autres variables du problème. Le champ de température à tout instant est alors une donnée du problème thermohydromécanique.

Cette hypothèse consiste en l'ensemble des hypothèses suivantes :

- les termes de chaleurs latentes de transformation de l'état hydromécanique sont négligeables dans l'équation d'état portant sur l'entropie.
- la chaleur provenant de la dissipation intrinsèque est négligeable dans l'équation thermique (11),
- les transports de chaleur par convection sont négligeables devant les transports de chaleur par conduction.

Avec cette hypothèse, l'équation d'état portant sur l'entropie (13b)^{II} se simplifie. Lorsque la capacité volumique du matériau est constante, on obtient la relation suivante :

$$S - s^0_{mm} = \frac{C}{T_0} \theta \quad (12)$$

On néglige donc à la fois les chaleurs latentes élastiques¹ et la chaleur latente de transformation de l'état d'écroutissage L_χ . Il faut cependant se rappeler que la valeur de cette dernière quantité n'est généralement pas mesurée.

Avec les hypothèses précédentes, on aboutit à l'équation de diffusion de la chaleur sous sa forme classique :

$$\kappa \Delta T = C \dot{T} \quad (13)$$

Les couplages thermohydromécaniques peuvent être schématisés ainsi :

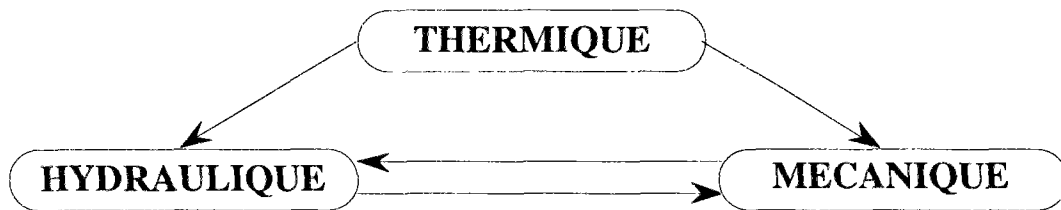


Figure 3 : Schéma des couplages thermohydromécaniques.

Les résultats thermiques influencent les calculs hydromécaniques, mais en revanche, les variations des paramètres hydromécaniques sont sans effet sur les calculs thermiques.

L'hypothèse de découplage thermique est jugée pertinente dans les problèmes thermomécaniques liés à l'enfouissement des déchets radioactifs.

V.2.2. Calcul linéaire d'un dégagement de chaleur en milieu infini.

Le cas d'un dégagement de chaleur dans un massif homogène et infini est intéressant car plusieurs simplifications facilitent la résolution de ce problème. On trouvera dans (Giraud 1992) une étude très complète de ces problèmes pour différentes géométries unidimensionnelles.

En s'inspirant de ces résultats, on développe ici une approche générale pour la résolution d'un tel problème.

¹ Lors d'une résolution numérique couplée des équations thermomécaniques, on n'a généralement pas intérêt à négliger les chaleurs latentes élastiques. En conservant ces termes, le système à inverser est symétrique.

Cette étude fait ainsi apparaître deux coefficients fonctions des caractéristiques du comportement de l'argile qui permettent de juger a priori de l'importance des couplages thermohydromécaniques lors d'un dégagement de chaleur.

1. Superposition spatiale en milieu infini.

Le théorème de superposition s'applique de façon générale pour tous les problèmes linéaires, il stipule qu'en raison de la linéarité de toutes les équations, il y a correspondance linéaire entre les données du problème et sa solution.

Ainsi, la solution d'un problème comportant plusieurs sources de chaleur identiques notées (q_1, q_2, \dots, q_n) peut être obtenue en additionnant les solutions des n problèmes avec une seule source active $(q_1, 0, 0, \dots, 0)$ $(0, q_2, 0, \dots, 0)$... $(0, 0, \dots, 0, q_n)$.

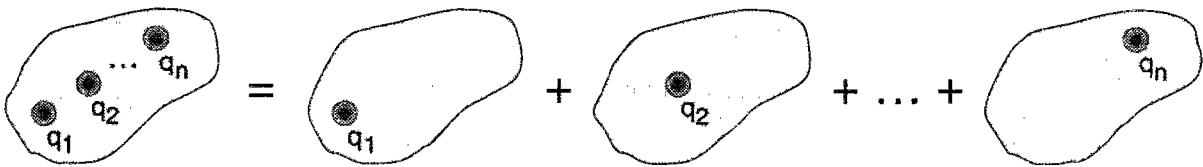


Figure 4 : Superposition spatiale de n sources de chaleur.

Dans un milieu homogène et infini, ces n solutions sont identiques à une translation spatiale près.

En appliquant ce procédé de façon continue, un chargement thermique défini par une densité de source volumique de chaleur $r(x)$ peut être vu comme la superposition du problème défini par une source ponctuelle en milieu infini. Par conséquent, la solution pour un chargement thermique défini par $r(x)$ s'obtient par un produit de convolution spatiale à partir de la solution du problème élémentaire d'une source de chaleur ponctuelle placée à l'origine.

Ce principe de superposition en milieu infini et homogène n'est valable que si les chargements thermiques sont définis par des flux. Si la température est imposée on ne peut pas additionner ainsi des solutions élémentaires avec une température imposée.

Dans les problèmes de stockage en souterrain de déchets radioactifs, le chargement thermique provient d'un ensemble de puits ou de galeries contenant des déchets exothermiques. Les superpositions sont très utiles pour déterminer le champ de températures, cette méthode peut également s'employer pour obtenir les champs de pressions et de déplacements dans un calcul thermoporoélastique linéaire.

2. Equation de Navier.

On rappelle l'expression de la loi de comportement poroélastique linéaire et isotrope :

$$\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_0 = (K - \frac{2}{3}\mu)\text{tr}\underline{\varepsilon} \mathbf{1} + 2\mu\underline{\varepsilon} - bM \frac{m}{\rho f l_0} \mathbf{1} - 3\alpha K \theta \mathbf{1} \quad (14)$$

$$p - p_0 = M (-b \text{tr}\underline{\varepsilon} + \frac{m}{\rho f l_0}) + 3\alpha_m M \theta \quad (15)$$

On suppose pour simplifier que les valeurs des contraintes, pression et température sont égales à zéro dans l'état de référence.

Lorsque le massif est homogène, le report des relations de comportement dans l'équation d'équilibre mécanique $\text{div } \underline{\sigma} = 0$ conduit à l'équation de Navier (Coussy 1991) :

$$(\lambda_0 + 2\mu) \text{grad}(\text{tr } \underline{\varepsilon}) - \mu \text{rot rot } \underline{\xi} - b \text{grad } p - 3\alpha_0 K_0 \text{grad } \theta = 0 \quad (16)$$

Cette équation se simplifie si le champ de déplacement solution est irrotationnel. Cette condition est vérifiée pour de nombreux problèmes en géométrie infinie.

En particulier, des arguments de symétrie montrent que le champ de déplacement est irrotationnel pour le problème élémentaire d'une source de chaleur ponctuelle placée dans un massif infini homogène. Par superposition on en déduit que le champ de déplacement est irrotationnel pour tout problème dont le chargement thermique est défini par des flux.

Avec un champ de déplacement irrotationnel, on a :

$$(\lambda_0 + 2\mu) \text{tr } \underline{\varepsilon} = b p + 3\alpha_0 K_0 \theta + \text{Cte} \quad (17)$$

Aucun chargement n'est imposé depuis l'infini. En tenant compte des conditions aux limites à l'infini, on obtient une relation entre la déformation volumique, la pression et la température :

$$(\lambda_0 + 2\mu) \text{tr } \underline{\varepsilon} = b p + 3\alpha_0 K_0 \theta \quad (18)$$

3. Système de diffusion couplé.

On choisit de travailler avec les inconnues principales p et θ . Compte tenu des lois d'état (14) (15) et de la relation (18), les autres inconnues $\underline{\sigma}$, m et $S - m s^0_m$ s'expriment en fonction de p et θ .

Le report des lois des conductions thermique et hydraulique dans les équations thermique (11) et dans celle de la conservation de la masse fluide (9) donne les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{m}{\rho^{f_1}_0} \right) = k \Delta p \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (S - m s^o_m) = \frac{\kappa}{T_0} \Delta \theta + \frac{r}{T_0} \quad (20)$$

En remplaçant m et $S - m s^o_m$ par leurs expressions en fonction de p et θ , on aboutit au système de diffusion suivant :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{D_H} & -\Lambda \frac{1}{D_H} \\ 0 & \frac{1}{D_T} \end{pmatrix} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} p \\ \theta \end{pmatrix} = \Delta \begin{pmatrix} p \\ \theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{r}{\kappa} \end{pmatrix} \quad (21)$$

D_H , D_T et Λ sont des coefficients formés à partir des caractéristiques du matériau. Les termes de D_H et D_T sont des diffusivités, le troisième terme Λ est un coefficient de couplage.

La diffusivité thermique D_T est définie par le rapport de la conductivité thermique κ avec la capacité calorifique volumique C .

$$D_T = \frac{\kappa}{C} \quad (22)$$

La diffusivité hydraulique a pour expression :

$$D_H = kM \frac{\lambda_0 + 2\mu}{\lambda + 2\mu} \quad (23)$$

λ_0 et λ sont respectivement les coefficients de Lamé drainée et non drainée, reliés par la relation $\lambda = \lambda_0 + b^2M$.

Le coefficient de couplage Λ est défini par l'expression suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda_0 + 2\mu}{b} 3 \left(\alpha \frac{K}{\lambda + 2\mu} - \alpha_0 \frac{K_0}{\lambda_0 + 2\mu} \right) \quad (24)$$

En rapprochant cette expression des termes du tableau 1 au chapitre 3, on voit que Λ peut être mesuré directement en condition oedométrique. Le coefficient Λ relie les variations de pression aux variations de température en condition oedométrique non drainée :

$$\Lambda = \left. \frac{\partial p}{\partial \theta} \right|_{m=0, \text{ oedom.}} \quad (25)$$

4. Résolution du système couplé pour un flux thermique constant

Le système de diffusion (21) est entièrement découplé lorsque la quantité Λ est nulle. Dans le cas contraire, il faut diagonaliser la matrice pour résoudre cette équation de diffusion.

La température est une des quantités diffusantes, l'autre quantité est une combinaison de p et θ :

$$\tilde{p} = p + \Lambda \frac{D_T}{D_H - D_T} \theta \tag{26}$$

Les quantités θ et \tilde{p} sont solutions de la même équation de diffusion $\frac{\partial}{\partial t} X = D \Delta X$, la première avec une diffusivité D_T , la seconde avec une diffusivité D_H .

Lorsque le flux thermique imposé est constant, les conditions aux limites sont identiques à un facteur près. Par conséquent, la quantité \tilde{p} satisfait aux mêmes équations que l'écart de température θ . La pression p se déduit de la solution en température $\theta(x,t)$:

$$p(x,t) = \Lambda \frac{D_T}{D_T - D_H} \left(\theta(x,t) - \theta(x, \frac{D_H}{D_T} t) \right) \tag{27}$$

Dans ce cas particulier, la résolution du problème complet thermoporoélastique se ramène à un calcul thermique.

On donne ci-après une construction géométrique permettant de calculer la valeur de la pression à partir de la courbe d'évolution en température.

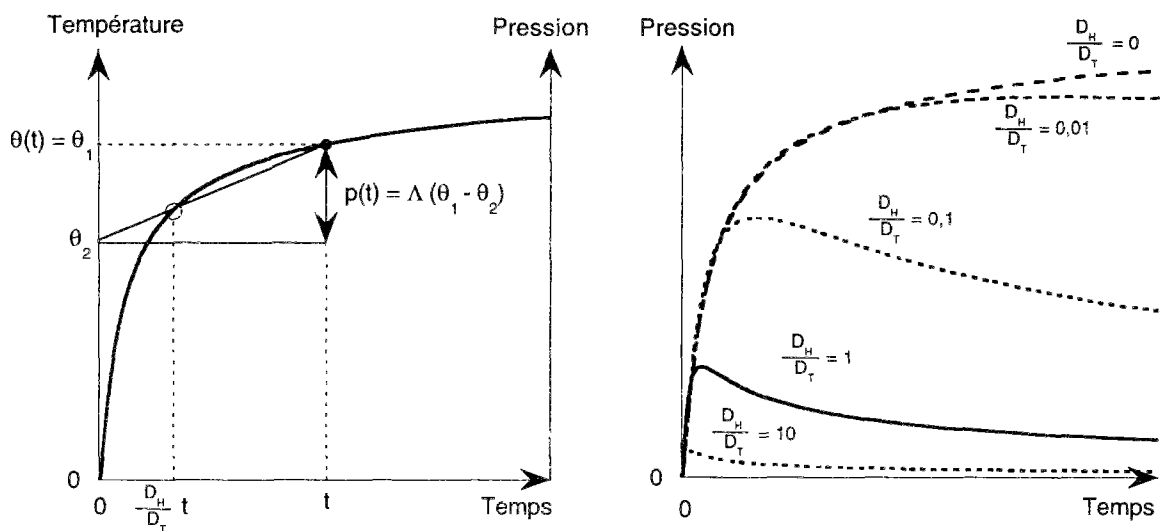


Figure 5 : Construction géométrique de la valeur de la pression à partir de la courbe d'évolution de la température pour un chargement thermique à flux constant (à gauche). Evolution correspondante de la pression pour divers ratios de diffusivité (à droite).

5. Les grandeurs essentielles en élasticité.

Deux paramètres seulement déterminent les couplages entre température et pression :

- le rapport de diffusivité $\frac{D_H}{D_T}$,
- le coefficient de couplage Λ .

L'intensité du couplage est proportionnelle au coefficient Λ . Ce couplage est d'autant plus important que la diffusivité hydraulique est faible devant la diffusivité thermique.

Le coefficient Λ est positif lorsque le coefficient de dilatation thermique non drainé α est supérieur au coefficient de dilatation thermique drainé α_0 , ce qui est le cas pour la plupart des matériaux. On a une augmentation de la pression interstitielle lors d'un échauffement.

Au cours de la phase de montée de la pression interstitielle, Λ représente le rapport entre les élévations de pression et les élévations de température (figure 5).

Cette propriété nous sera utile dans l'analyse des essais in situ. En effet, il est généralement difficile d'extraire directement des informations sur les caractéristiques du massif dans un essai in situ, car il faut tenir compte de la structure géométrique des essais. Or la relation (27) est indépendante de la forme géométrique de la source chauffante. On peut donc déterminer Λ dans un essai in situ en évaluant le rapport entre les élévations de pression et les élévations de température en un point quelconque du massif.

V.2.3. Effets de la poroplasticité.

Si l'on tente de reproduire le raisonnement précédent en poroplasticité, des termes supplémentaires liés à la déformation plastique apparaissent dans l'équation de Navier. L'équation de diffusion hydraulique est profondément modifiée lorsqu'une partie du massif a une réponse plastique.

L'expression suivante est obtenue en condition isotherme dans l'hypothèse où les contraintes effectives élastiques et plastiques sont égales aux contraintes effectives de Terzaghi ($b=\beta=1$) :

$$\dot{m} = D_H \left(\Delta m - \rho_o^fl \frac{\lambda_o \Delta(\text{tr } \epsilon^p) + 2\mu \text{div div}(\text{dév } \epsilon^p)}{\lambda_o + 2\mu} \right) \quad (28)$$

Les dérivées spatiales de la déformation plastique viennent perturber l'équation de diffusion hydraulique. On notera que la diffusion hydraulique est modifiée même lorsque la dilatance plastique est nulle.

En présence d'un chargement thermique, l'écroûissage thermique va modifier et amplifier les couplages entre thermique et mécanique. Ces effets doivent être examinés dans les milieux argileux car la limite élastique diminue lors d'un échauffement.

Une étude générale des effets de la plasticité au cours des chargements thermiques n'est pas possible. Il faut mener une étude spécifique face à un problème particulier. Le recours à des calculs numériques s'impose du fait de la complexité des équations.

V.2.4. Couplages secondaires en présence de non-linéarités élastiques.

Certaines caractéristiques hydromécaniques sont sensibles à la température, cet effet étant plus ou moins marqué suivant les matériaux. Il est donc difficile de généraliser, une étude particulière devant être entreprise pour chaque matériau.

Cependant, le fluide saturant les milieux poreux usuels étant généralement de l'eau, la dépendance en température des propriétés de ce liquide mérite l'attention. On note en particulier que dans une gamme usuelle de température comprises entre 20°C et 80°C, le coefficient de dilatation thermique triple et la viscosité de l'eau diminue dans le même rapport (figure 6).

L'accroissement de la dilatation thermique de l'eau en fonction de la température a des répercussions sensibles sur la dilatation du milieu poreux en condition non drainée.

De même, la diminution de la viscosité de l'eau avec la température va modifier la perméabilité apparente du milieu. Dans l'hypothèse où la perméabilité intrinsèque est invariable, le coefficient de perméabilité k est inversement proportionnel à la viscosité du fluide. La perméabilité hydraulique augmente avec la température.

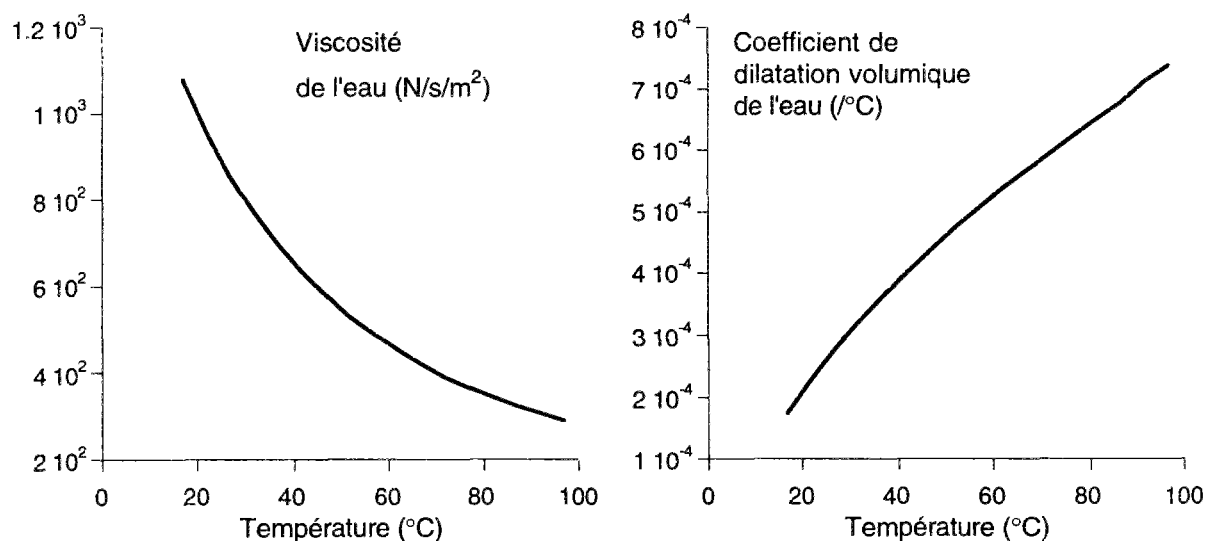


Figure 6: Viscosité et coefficient de dilatation volumique de l'eau en fonction de la température.

V.3. Calcul thermoporoplastique d'une couche de sol chauffée.

Cette étude s'inspire de la configuration du site expérimental de Mol en Belgique. Elle ne prétend cependant pas être une étude d'un cas réel, la géométrie et le chargement thermique présentés ici ne font pas référence à un projet particulier. Les caractéristiques de l'argile sont certes choisies en fonction des propriétés de l'argile de Boom à Mol, mais le seuil de plasticité initial a été réduit dans ces calculs afin d'accroître les effets des écrouissages thermiques.

V.3.1. Description de l'étude.

La structure étudiée représente un massif argileux, semi-infini suivant la direction verticale et infini suivant la direction horizontale. Le stockage de déchets radioactifs est modélisé par une couche de sol chauffée située à une profondeur moyenne de 235m. Cette couche de 30m d'épaisseur est comprise entre les cotes -250m et -220m.

Il s'agit d'une modélisation à grande échelle (celle du massif) d'un stockage de déchets radioactifs.

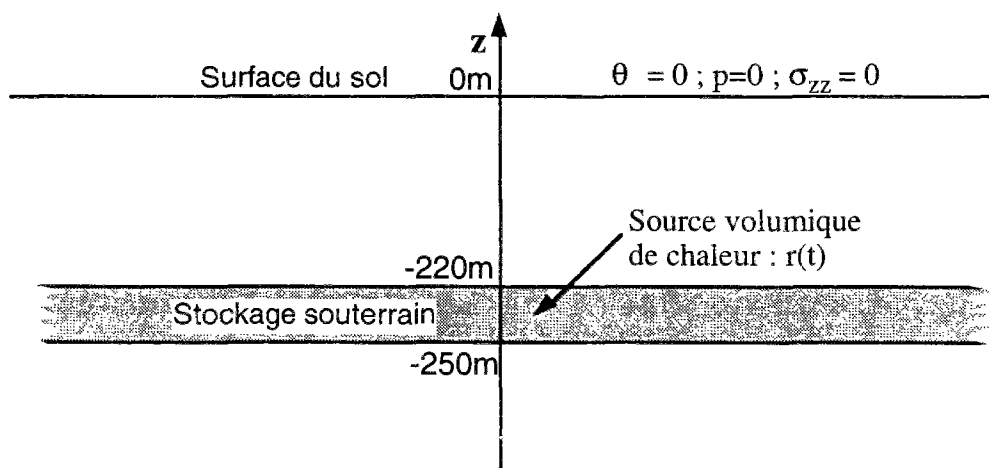


Figure 7 : Approximation unidimensionnelle d'un stockage par une couche chauffée d'extension infinie.

La densité du stockage est telle que la puissance thermique initiale soit de 1kW pour une surface horizontale du stockage de 100m². Sur le site de Mol, une étude préliminaire des effets thermiques propose de limiter la charge thermique à une densité de puissance surfacique de 2,5W/m², soit une surface de 400m² par kW initialement déposé (Côme, 1984). On étudie ici un stockage de forte densité en milieu argileux.

Le chauffage de la couche de sol débute à l'instant 0 avec une puissance thermique volumique r_0 . Cette puissance décroît dans le temps comme pour des déchets vitrifiés refroidis en surface pendant 50 années. La loi de décroissance de la puissance thermique des déchets est donnée dans le chapitre 1, le terme principal de cette loi est une exponentielle décroissante $\exp(-\omega t)$ avec $\omega^{-1} = 50$ ans.

On ne tient pas compte dans cette étude des chargements mécaniques résultants des travaux de construction de la structure de stockage, ni même de la présence de cette structure. On néglige en particulier le drainage au niveau des galeries pendant la phase d'exploitation du stockage.

L'état initial de contraintes dans le massif est en tout point un état de compression isotrope, dont la valeur résulte du poids des terres et la pression interstitielle initiale dépend de la hauteur de la nappe d'eau. La nappe d'eau affleure à la surface et la densité des terrains est prise égale à 2. On a donc la situation initiale suivante :

$$\sigma_o(z) = \gamma z \quad 1 \quad p_o(z) = -\gamma_w z \quad (z < 0) \quad (29)$$

avec les valeurs $\gamma = 2\gamma_w = 20 \text{ kN/m}^3$.

On suppose que la température et la pression restent constantes à la surface du sol ($z=d$) tandis qu'en profondeur l'état de température, pression et contraintes converge vers un état non perturbé.

Les calculs sont faits avec le code de calcul aux éléments finis CESAR-LCPC. Ce logiciel, développé au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC) comporte des modules adaptés aux calculs thermohydromécaniques en milieux poreux.

Quelques développements ont été réalisés afin de :

- faciliter les reprises de calculs en milieux poreux,
- améliorer le calcul de l'écrouissage du modèle Cam clay,
- tenir compte de l'écrouissage thermique.

On donne en annexe quelques informations sur la manière de traiter l'écrouissage thermique lors de la projection plastique dans les calculs par éléments finis.

Pour finir cette description des calculs, le maillage est constitué par un empilement de 356 éléments rectangulaires à huit noeuds. Le domaine représente une colonne de 1200m de hauteur, cela permet un calcul des champs de température et de pression pendant environ 1000ans sans être influencé par les conditions aux limites en profondeur.

V.3.2. Calculs élastiques linéaires.

Avant d'étudier l'influence de l'écrouissage thermique, on se livre à une rapide présentation des résultats de calculs élastiques. Une solution analytique de ce problème thermoporoélastique linéaire peut être trouvée dans (Giraud, 1992).

1. Paramètres de la loi de comportement de l'argile

Le comportement de l'argile est représenté par un modèle thermoporoélastique linéaire à coefficients constants. Les modules élastiques considérés dans cette étude sont les modules tangents de l'argile de Boom pour une pression effective de 2,5MPa. Ces valeurs sont calculées en fonction des paramètres de la loi logarithmique présentée au chapitre 4.

Diverses études en laboratoire et in situ ont permis une caractérisation précise des coefficients de perméabilité et de conductivité thermique de l'argile de Boom . On notera que la perméabilité de cette argile profonde est très faible.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques générales</i>			<i>Caractéristiques générales</i>		
Porosité (% volume)	ϕ	40 %	Indice des vides	e	0,67
<i>Caractéristiques mécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Module d'incompressibilité drainé	K_0	91 MPa	Module de Young drainé	E_0	180 MPa
Module de cisaillement	μ	77 MPa	Coeff. de Poisson drainé	ν_0	0,17
<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>			<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>		
Coefficient de Biot	b	1,00	Incompressibilité non drainé	K	5591 MPa
Module de Biot	M	5500 MPa	Module de Young non drainé	E	230 MPa
			Coeff. de Poisson non drainé	ν	0,493
			Coeff. de Skempton $\partial p/\partial \sigma$	B_s	0,984
Perméabilité apparente	k	4,00E-12 m/s	Perméabilité	k	1,00E-12 m ² /Pa/s
Viscosité du fluide	η	1,00E-02 Poise (g/cm/s)	Perméabilité intrinsèque	ζ	4,00E-19 m ² 4,00E-04 mDarcy
			Diffusivité hydraulique	D_H	7,48E-08 m ² /s
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Capacité calorifique volumique	C	2,85E+06 J/K/m ³			
Dilatation linéique drainée	α_0	1,00E-05 /K	Coeff. $\partial m/\partial \theta$ isochore non drainé	α_m	4,60E-05 /K
Dilatation linéique non drainée	α	4,54E-05 /K	Coeff. $\partial p/\partial \theta$ oedom. non drainé	Λ	0,0232 MPa /K
Conductivité thermique	κ	1,70 W/K/m	Diffusivité thermique	D_T	5,96E-07 m ² /s

Tableau 2 : Modèle thermoporoélastique linéaire isotrope pour l'argile dans cette étude.

Les coefficients non drainés sont calculés en fonction de la porosité de cette argile et des propriétés de l'eau.

Le module d'incompressibilité du fluide vaut environ 2200MPa à température ordinaire. La valeur exacte ce terme influe peu sur le résultat de calculs, car il est nettement plus important que les modules drainés. On notera en particulier que le coefficient de poisson est proche de 0,5 en conditions non drainées.

Le coefficient de dilatation thermique de l'eau est environ dix fois plus important que celui des minéraux. On retrouve donc un écart important entre les dilatations thermiques drainées et non drainées de l'argile.

Compte tenu de toutes ces valeurs, le coefficient de couplage Λ défini plus haut vaut $0,023\text{MPa}/^\circ\text{C}$. Le diffusivité hydraulique étant huit fois plus faible que la diffusivité thermique, on est dans de bonnes conditions pour observer des couplages hydromécaniques importants sous l'effet du chargement thermique.

2. Champs de température et de pression interstitielle.

A tout instant, la température est maximale au centre du stockage. La puissance thermique diminuant avec le temps, la température dans le stockage décroît après une cinquantaine d'années. Une valeur maximale de 54°C est atteinte au bout de 50 ans.

Les profils de pression interstitielle se présentent différemment. Avant 50 ans, lorsque la température du centre du stockage est croissante, les élévations maximales de pression interstitielle sont atteintes au coeur du stockage ($z = 0$). Ensuite, lorsque la température du stockage décroît, les élévations maximales de pression interstitielle sont situées en deux points symétriques au-dessus et en dessous du centre du stockage.

Ce phénomène déjà décrit dans (Giraud, 1992) est un effet de la forme particulière du chargement thermique (caractérisé par une phase de croissance suivie d'une phase de décroissance de la température) et du déphasage entre les diffusions thermique et hydraulique en fonction du temps.

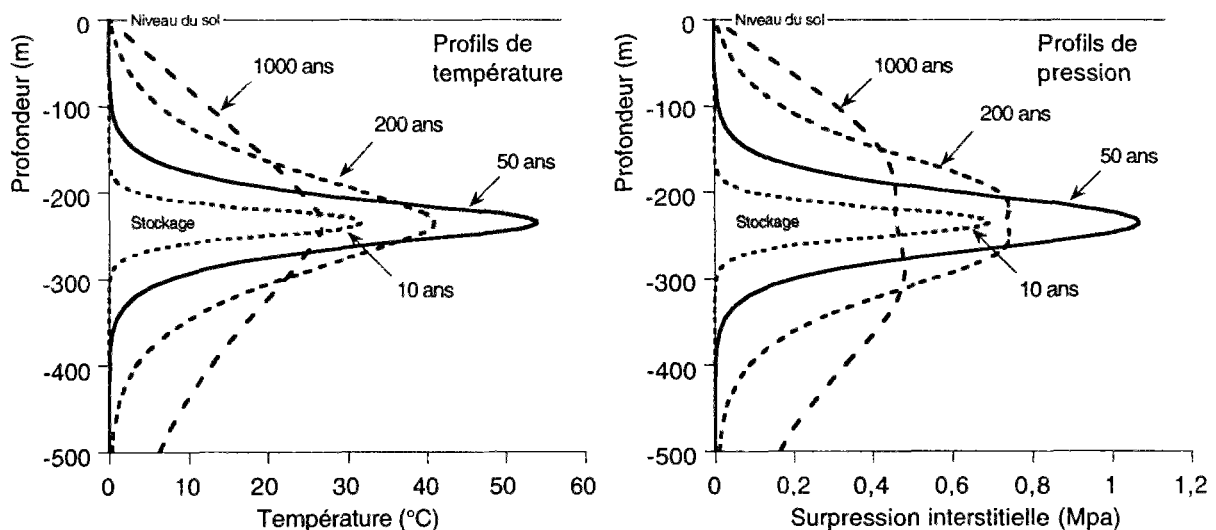


Figure 7 : Profils de température (à droite) et de pression interstitielle (à gauche) en fonction de la profondeur.

Le maximum de pression interstitielle vaut 1,07 MPa, il est atteint au centre du stockage après 50 ans de chauffage, comme pour la température.

Le rapport entre les maximums de pression et de température vaut $0,02 \text{ MPa}/^\circ\text{C}$. Ce rapport est proche du coefficient de couplage Λ , bien que le flux thermique soit variable dans le problème traité.

3. Soulèvement du sol.

Sous l'effet de la dilatation thermique du massif, le sol se soulève en surface. Le soulèvement du sol est un paramètre important en ce qui concerne l'impact en surface du stockage souterrain.

On note sur la figure 8 l'ampleur de ce soulèvement (environ un mètre) ainsi que la durée importante pendant laquelle ce soulèvement demeure (plus de 1000 années). Après 1000 ans, alors que le niveau moyen de température et de pression interstitielle a fortement décliné, le soulèvement du sol commence seulement à diminuer.

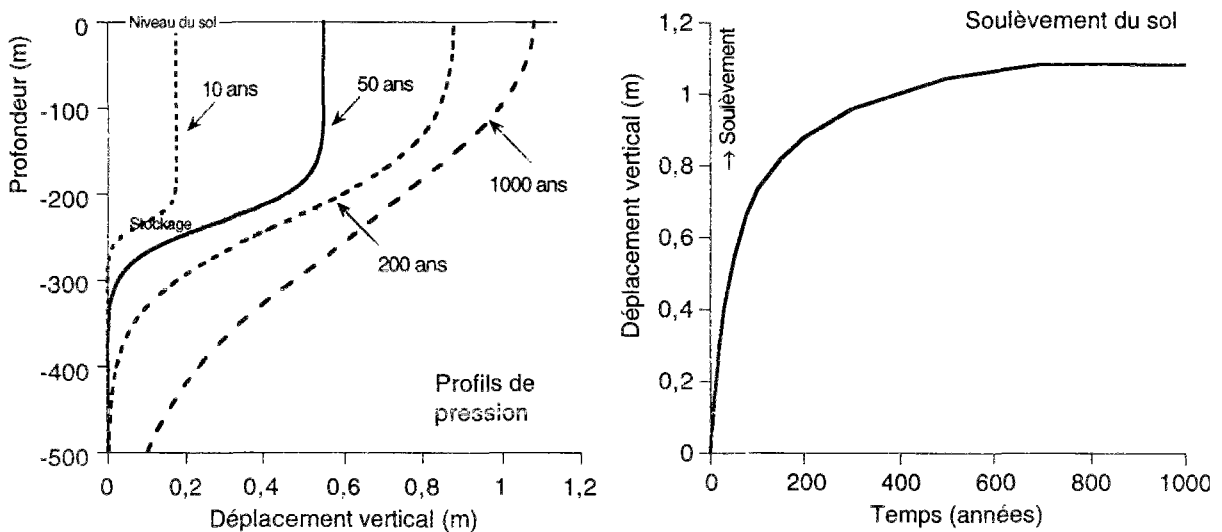


Figure 8 : Déplacement vertical dans le massif.

Il faut donc plusieurs milliers d'années pour que le soulèvement du sol diminue de façon significative. Ce résultat n'est cependant pas étonnant car dans cette approximation unidimensionnelle, seule la condition de température imposée à la surface du sol permet une évacuation de la chaleur, ce qui va réduire le déplacement en surface. Le soulèvement du sol diminue également lorsque le fluide interstitiel en surpression s'évacue à la surface.

Le temps caractéristique de diffusion thermique depuis le stockage jusqu'au sol vaut environ 3000 ans, la diffusion hydraulique est encore plus lente. On note par ailleurs que jusqu'à 200ans, les profils de température et de pression sont symétriques par rapport à la

source de chaleurs. L'influence des conditions aux limites imposées à la surface du sol se fait sentir qu'après 1000ans, ce qui explique pourquoi le soulèvement du sol ne commence à décroître qu'après cette date.

Dans un stockage réel dont la taille est finie dans la direction horizontale il existe également un flux horizontal hydraulique et thermique. Le calcul unidimensionnel surestime l'ampleur du soulèvement.

4. Influence du drainage.

Sur le site de Mol, la couche d'argile n'affleure pas en surface, elle est surmontée d'une couche de sable vers la profondeur -180m. Ce sable est beaucoup plus perméable que l'argile.

Pour prendre en compte ce drainage dans les calculs, la perméabilité a été multipliée par un facteur mille dans la partie comprise entre la surface et une profondeur de -180m. Les autres caractéristiques sont par contre inchangées.

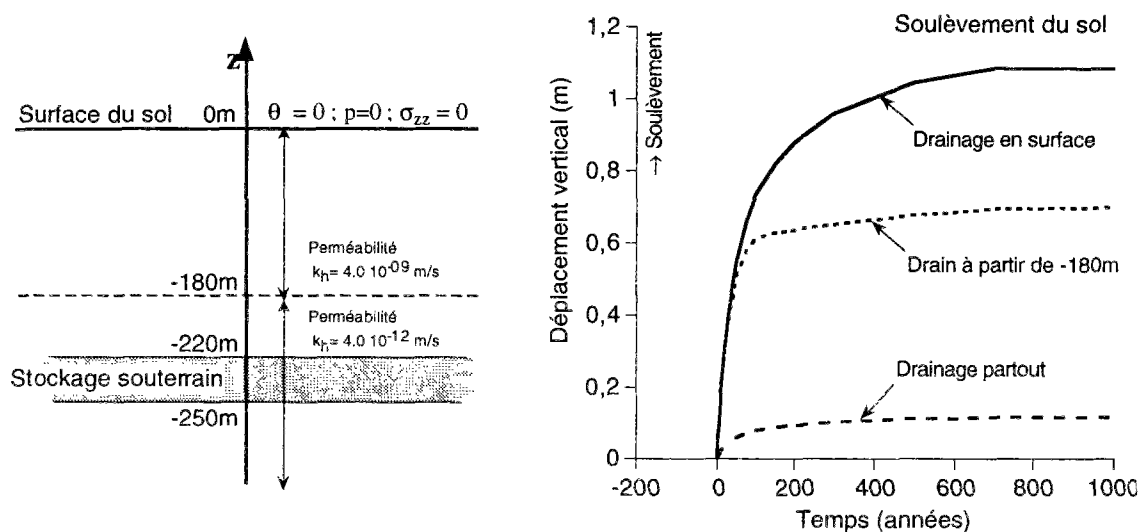


Figure 9 : Influence du drainage sur le soulèvement du sol.

Le soulèvement du sol est plus faible lorsque l'on prend en compte la couche drainante au-dessus de la couche argileuse. L'influence du drainage se fait sentir après une centaine d'années environ, et après cette date, le soulèvement du sol n'augmente que très faiblement.

Le soulèvement du sol commence à décroître lorsque la chaleur s'évacue par la surface du sol, après 1000ans environ.

Si le drainage est fait partout, les surpressions sont nulles, la réponse du massif ne dépend que des caractéristiques drainées. Le soulèvement du sol après 1000ans n'est que de 12cm.

En conclusion, la dilatation du massif provient essentiellement de la dilatation thermique de l'eau interstitielle. La présence éventuelle de couches drainantes à proximité du stockage diminue le soulèvement du sol.

V.3.2. Calculs plastiques avec écrouissage thermique.

Dans un essai oedométrique en laboratoire, l'écrouissage thermique se manifeste par une contraction au cours du chauffage. Il y a une forte analogie entre cet essai et la structure que l'on étudie ici. Dans les deux cas, les déplacements horizontaux sont bloqués et la charge verticale est constante au cours du chauffage. Les effets de l'écrouissage thermique méritent donc d'être examinés à l'échelle du massif pour un stockage de déchets radioactifs.

À présent l'argile du massif suit un modèle de comportement plastique avec écrouissage thermique. On étudie en particulier l'effet de l'écrouissage thermique sur le soulèvement du sol en surface.

1. Initialisation des paramètres d'écrouissage.

Dans les conditions in situ à Mol, l'argile de Boom est une argile surconsolidée. La pression de préconsolidation a été estimée à 5,0MPa d'après les essais de laboratoire, alors la pression effective in situ de ces échantillons d'argile vaut environ 2,5MPa.

Dans ces conditions on s'attend à ce que les effets de l'écrouissage thermique soient faibles. Afin de se placer dans des conditions optimales pour observer les effets d'un écrouissage thermique, on a supposé dans cette étude que le taux de surconsolidation initial dans le massif est égal à l'unité. L'état de contrainte initial est isotrope, et la pression effective initiale est égale à la pression de préconsolidation.

La pression de préconsolidation a donc été initialisée comme suit :

$$p_{co}(z) = -(\gamma - \gamma_w) z \quad (z < 0) \quad (30)$$

Ce faisant, l'état de contrainte initial est à la frontière du domaine d'élasticité et l'écrouissage thermique sera gêné par l'état de contrainte dès le début du chauffage. On s'attend ainsi à des déformations plastiques importantes à cause de l'écrouissage thermique.

L'écrouissage suit la loi décrite au chapitre précédent :

$$p_c = p_{co} \exp(-\nu (\epsilon_v^p + 3\alpha_p \theta)) \quad (31)$$

avec les paramètres calés sur le comportement de l'argile de Boom : $\nu = 12,6$ et $\alpha_p = 10^{-04} / ^\circ\text{C}$. La valeur du paramètre ν a été obtenue d'après les résultats des essais oedométriques drainés à

température ordinaire, et la valeur de α_p rend compte de l'ampleur des contractions irréversibles observées lors des essais chauffés.

Pour faciliter les comparaisons avec les modélisations élastiques précédentes, il n'a pas été tenu compte de l'élasticité non linéaire du modèle Cam clay. Les modules poroélastiques sont donc inchangés.

2. Champs de température et de pression interstitielle.

Les calculs thermiques étant découplés des résultats hydromécaniques, le champ de température est le même que précédemment.

Le champ de pression interstitielle obtenu avec ces calculs plastiques est partout semblable à celui obtenu avec des calculs élastiques.

Sur un agrandissement à droite, on note de très faibles variations entre les évolutions des surpressions lors des calculs élastiques et plastiques avec écouvissage thermique. Un calcul plastique sans écouvissage thermique donne des résultats intermédiaires de ceux des deux calculs précédents.

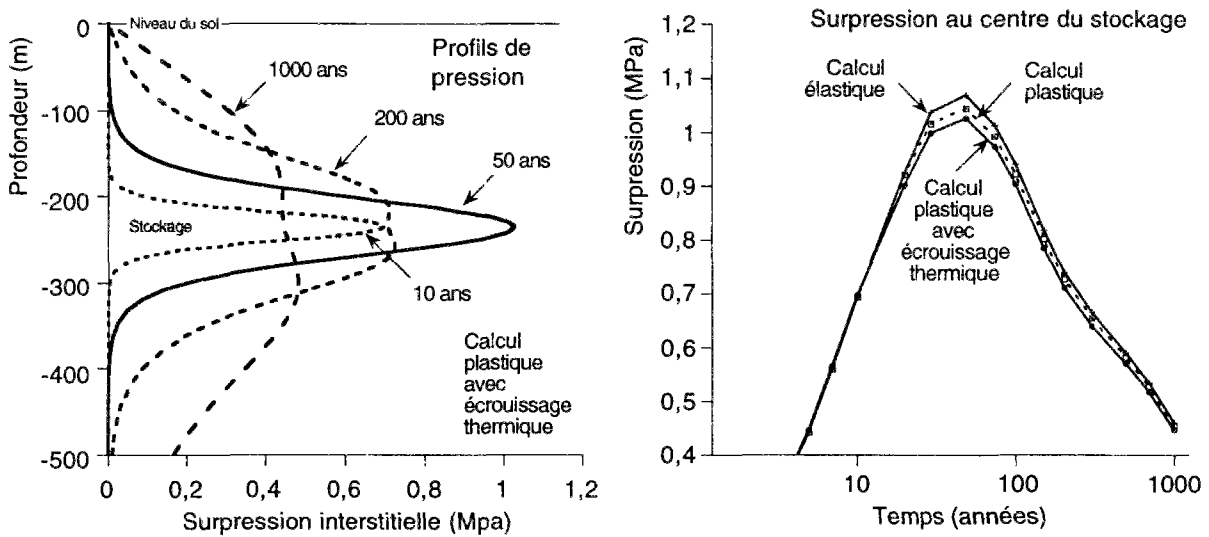


Figure 10 : A gauche : profil de surpression pour le modèle plastique avec écouvissage thermique. A gauche comparaison des évolutions de la surpression au coeur du stockage.

Ainsi la plasticité même avec écouvissage thermique donne peu de perturbations sur le champ de pression. Ces perturbations vont dans le sens d'une très légère diminution des surpressions.

D'un point de vue pratique, on pourra avec un calcul simple obtenir l'ordre de grandeur du maximum de pression dans une modélisation à grande échelle d'un stockage. Il suffit pour

celà de multiplier la température moyenne au coeur du stockage par le coefficient de couplage Λ caractéristique de l'argile du massif.

Il faut cependant prendre garde au fait que les maximums calculés dans une modélisation à grande échelle du stockage ne sont que des valeurs moyennes de la pression et de la température au sein du stockage. Le calcul des champs hydrauliques et thermiques à proximité des déchets nécessite un calcul de structure dans une autre géométrie.

3. Déformations plastiques.

Les profils de déformations plastiques obtenus dans le calcul plastique avec écrouissage thermique sont représentés figure 5. Le maximum de déformation plastique se situe au centre du stockage. La zone plastique est nettement plus importante que le stockage, elle s'étend au fur et à mesure que la diffusion thermique progresse dans le massif.

On a une contractance plastique dans toute la zone plastique. Ce résultat était prévisible puisqu'initialement le taux de surconsolidation est égal à 1. Lorsque la température augmente, le domaine d'élasticité se rétrécit, et un écrouissage thermique généré par l'état de contrainte se produit.

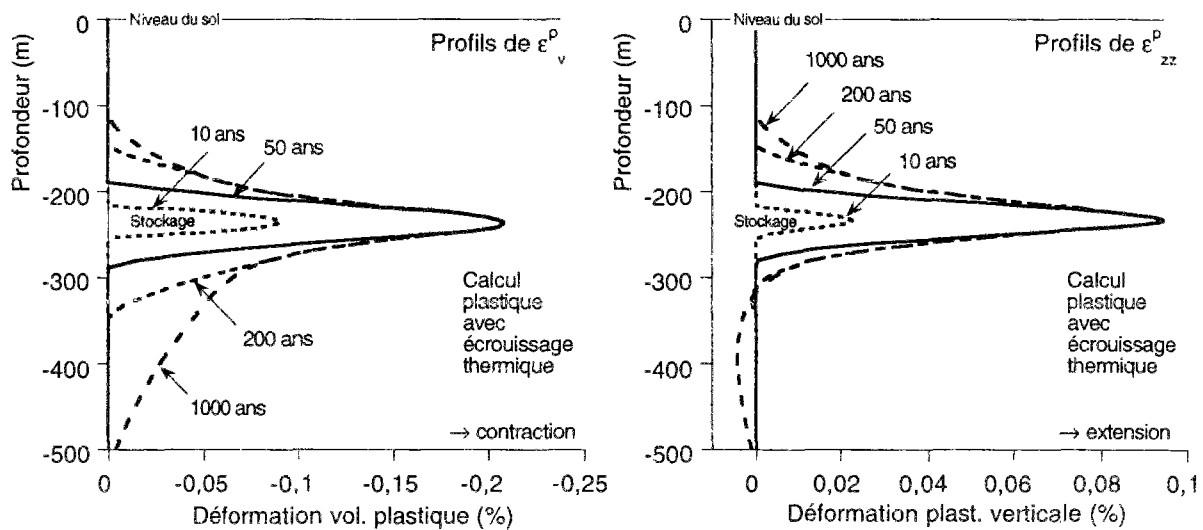


Figure 11 : Profils de déformation plastique pour le calcul plastique avec écrouissage thermique (drainage en surface).

Il est par contre plus étonnant de constater que les déformations plastiques dans la direction verticale vont dans le sens d'une extension sur la majeure partie du massif. On reviendra sur ce point lors de l'étude des trajets de chargements.

Pour l'instant, on recherche quelle est la déformation résiduelle de cette structure après refroidissement. Lorsque les champs de température et de pression sont revenus à leurs valeurs

d'origine, la déformation verticale résiduelle n'est pas égale à la déformation plastique dans cette direction, car il reste des déformations élastiques résiduelles. Compte tenu de la condition de déformation plane, on a :

$$\epsilon_{zz}^{\text{résiduel}} = \epsilon_{zz}^p + \frac{2\nu_0}{1-\nu_0} \epsilon_{xx}^p \quad (32)$$

Les profils figure 12 sont calculés en fonctions des déformations plastiques obtenus au temps 1000 ans, en admettant que l'évolution des déformations plastiques après cette date est négligeable.

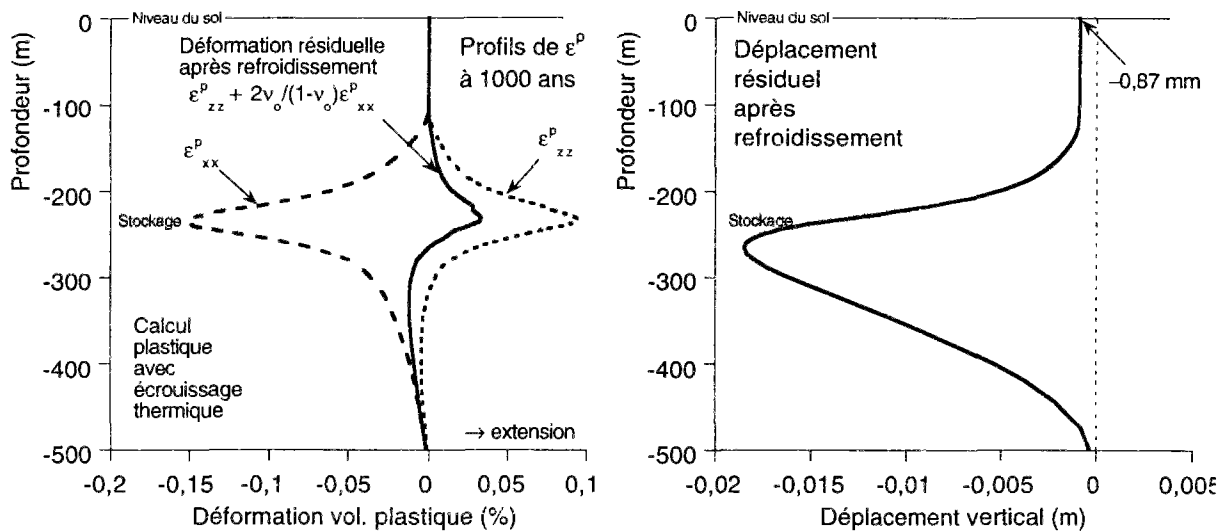


Figure 12 : Déformations et déplacements résiduels après refroidissement

On constate que la déformation résiduelle dans le stockage va dans le sens d'une extension, ce qui est de nouveau plutôt inattendu. En revanche, les déplacements vont dans le sens d'un affaissement dont l'ampleur reste toutefois très faible. Le soulèvement résiduel du sol est inférieur à un millimètre, ce qui est négligeable.

Ainsi l'écroûissage thermique affecte peu le massif autour du stockage. Ce résultat est satisfaisant car le massif participant au confinement des déchets, il importe qu'il soit peu perturbé par le chargement thermique.

Cette conclusion n'était pas a priori évidente compte tenu des fortes contractions irréversibles mesurées dans les essais de laboratoire. Afin de comprendre pourquoi l'on obtient un tel résultat dans ce calcul de structure, quelques développements sont faits dans les parties suivantes.

4. Soulèvement du sol pour diverses hypothèses de drainage

On a vu lors de l'étude élastique quelle importance peuvent avoir les conditions de drainage sur les résultats de calculs, notamment sur le soulèvement du sol. On a donc repris les calculs plastiques avec diverses hypothèses de drainage :

- soit un drainage en surface (comme le calcul précédent),
- soit un drainage partiel à -180m,
- soit un drainage total de l'ensemble du massif que l'on obtient artificiellement en imposant dans les calculs une surpression nulle partout.

Dans la première hypothèse, le soulèvement du sol est identique à celui obtenu dans le calcul élastique (figure 13). Ce résultat était prévisible puisque les calculs précédents ont montré que le déplacement résiduel au niveau du sol est négligeable.

Lorsque l'on considère que le massif est drainé à proximité du stockage (drainage partiel), l'effet de l'écrouissage thermique est plus visible. Le soulèvement du sol après 1000 ans est de 0,70m dans le calcul élastique et de 0,64m dans le calcul plastique avec écrouissage thermique, soit environ 10% de moins. L'écart entre les deux calculs ne dépasse pas quelques centimètres, l'effet de l'écrouissage thermique est peu marqué.

En revanche, lorsque le drainage a lieu partout, on observe à tout instant un affaissement du sol, qui atteint environ 0,50m après 1000 ans. Le chauffage provoque une contraction irréversible dans le massif.

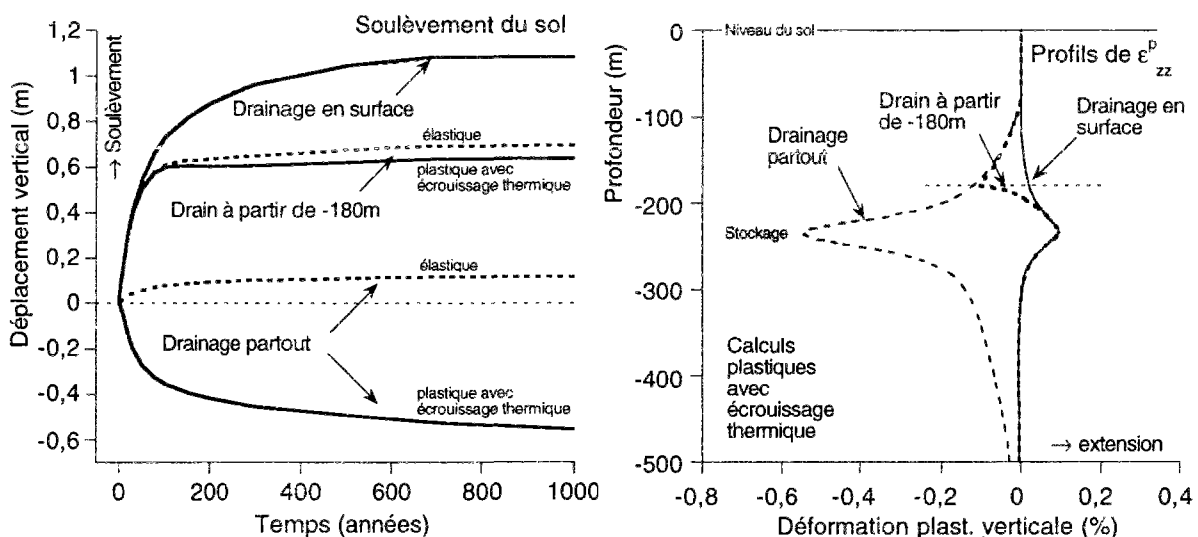


Figure 13 : A gauche, soulèvement au sol en fonction du temps suivant plusieurs hypothèses de calculs. A droite, profils de déformation plastique verticale.

Les profils de déformations plastiques montrent que ces résultats sont liés au drainage du massif. Dans les calculs drainés, la déformation plastique verticale se développe dans le sens

d'une contraction. Dans le calcul avec drainage partiel, cette déformation suit le profil du calcul drainé dans la partie où le massif est drainé.

Ainsi un drainage dans le massif a des conséquences importantes, qui sont encore plus marquées dans les calculs plastiques que dans les calculs élastiques. Les effets de l'écroissage thermique de l'argile du massif ne sont visibles dans une modélisation à grande échelle que lorsque le massif est drainé à proximité du stockage.

Signalons que le calcul drainé partout n'est pas réaliste, puisque le choix du site de stockage se fait en fonction du caractère peu perméable du massif. On n'a donc pas à craindre un tel affaissement dans un stockage réel.

5. Etudes des trajets de chargements en un point au coeur du stockage.

On a représenté sur la figure 14 les trajets de chargements en un point au coeur du stockage pour diverses hypothèses de calculs élastiques ou plastiques.

Les trajets de chargement sont tracés dans le plan (p' , q) où p' est la pression effective moyenne et q le déviateur des contraintes, calculé de la même façon que pour un essai triaxial par la différence entre la compression verticale et la compression horizontale. Le déviateur q est donc négatif dès que la compression horizontale augmente car la contrainte verticale dans ces calculs reste constamment égale au poids des terres.

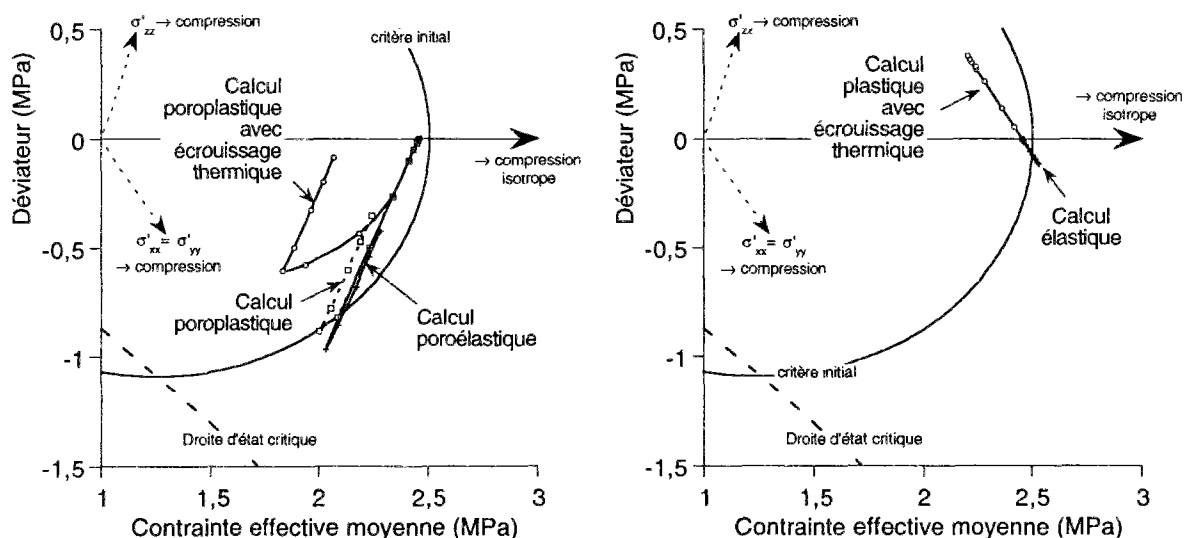


Figure 14 : Trajets de chargement en un point au coeur du stockage. A gauche, calculs avec drainage en surface. A droite, calculs drainés partout.

Lorsque le drainage se fait par la surface de sol, les surpressions interstitielles sont importantes au coeur du stockage. Les trajets de chargement sur la figure de gauche commencent par une diminution de la pression effective moyenne. Dans le même temps le

déviateur q diminue également, ce qui signifie que la compression horizontale augmente. Ainsi, la baisse de pression effective provient d'une forte augmentation de la pression interstitielle.

Dans le calcul poroélastique, la direction de chargement est constante, le trajet de chargement suit une droite dans le plan (p',q) . Ce trajet atteint un point de rebroussement après 50ans de chauffage, car après cette date les pressions et la température diminuent au coeur du stockage. Au cours du refroidissement, le trajet de chargement se fait en sens inverse de celui parcouru lors du chauffage.

Le critère de plasticité initial est violé peu avant d'atteindre le chargement maximal. Un calcul poroplastique sans écrouissage thermique donne ainsi une évolution plastique peu avant d'atteindre le chargement maximal. Lors du refroidissement, l'évolution est élastique. Les déformations plastiques sont donc très faibles.

L'effet de l'écrouissage thermique est très nettement visible sur le trajet de chargement du dernier calcul, puisque la courbe s'incurve sous l'effet du rétrécissement du domaine d'élasticité au cours de la phase de chauffage. Les déformations plastiques sont ainsi nettement plus importantes en présence d'un écrouissage thermique.

Au cours du refroidissement, l'évolution est élastique et le trajet de chargement est parallèle à celui suivi dans les calculs élastiques.

En examinant ces trajets, on comprend mieux pourquoi les déformations plastiques verticales calculées vont dans les sens d'une extension. On a représenté par des axes en trait pointillé les directions de chargement pour une compression suivant l'axe vertical et pour une compression suivant les directions horizontales (axes notés respectivement " σ'_{zz} " et " $\sigma'_{xx} = \sigma'_{yy}$ "). Dans ce repère, la direction de chargement suivie en élasticité va dans le sens d'une traction dans la direction σ'_{zz} . Ce chargement donne une extension plastique dans la direction verticale.

On remarque au passage que la direction de chargement en poroélasticité est sensiblement identique à celle suivie dans un essai triaxial d'extension en condition drainée. Une modélisation à grande échelle d'un stockage sera donc d'autant plus pertinente que l'on aura pu caler les paramètres de la loi de comportement sur un essai d'extension drainée.

Par comparaison, on donne sur la figure de droite les trajets suivis dans les calculs drainés. Ces trajets sont astreint à se déplacer parallèlement à l'axe noté " $\sigma'_{xx} = \sigma'_{yy}$ ", puisque les contraintes effectives et les contraintes totales ont les mêmes variations dans ces calculs drainés. Un calcul élastique donne une compression horizontale, alors que le calcul plastique avec écrouissage thermique suit un trajet de chargement en direction opposée puisque l'on a une réduction du domaine d'élasticité au cours du chauffage. La direction d'écoulement des

déformations plastiques n'est pas du tout la même que dans les calculs précédents, on a en particulier une contraction plastique dans le sens vertical.

L'étude de ces trajets de chargement montre, s'il en était besoin, qu'il faut se méfier des intuitions dans un calcul poroplastique. Le trajet suivi dans un calcul poroplastique ne ressemble pas du tout à celui en milieu continu solide. Cette remarque s'applique notamment aux calculs thermomécaniques où les élévations de pressions interstitielles sont importantes sous l'effet d'un dégagement de chaleur.

6. Bilan.

Cette étude montre les effets de l'écroissage thermique sur un calcul de structure, mais il n'est pas question ici de calculer l'impact réel d'un stockage avec une géométrie aussi simple. Ces calculs montrent cependant comment traiter l'écroissage thermique dans une modélisation à grande échelle d'un stockage de déchets exothermiques.

Le principal résultat est que l'influence de l'écroissage thermique sur le soulèvement du sol est nulle lorsque le massif est peu perméable. Une faible perméabilité du massif est par ailleurs une condition sine qua non pour installer un stockage en milieu argileux. Ce résultat mérite d'être souligné car en laboratoire, l'écroissage thermique se manifeste par une forte contraction irréversible lors du chauffage.

Il faut cependant prendre garde en cas d'un drainage à proximité du stockage ou dans le stockage lui-même (par exemple par l'intermédiaire des galeries d'accès). En effet, lorsque le massif est drainé d'une manière ou d'une autre, l'écroissage thermique intervient dans le comportement du massif lors du chauffage.

V.3.3. Conclusion.

L'écroissage thermique n'est pas à priori une caractéristique favorable pour un stockage en milieux argileux puisque la taille du domaine d'élasticité de ces matériaux diminue lorsque la température augmente. Cette étude montre qu'en fait l'écroissage thermique intervient peu dans un stockage au sein d'une argile peu perméable. Le soulèvement du sol est comparable à celui obtenu lors des calculs élastiques et les déplacements résiduels sont très faibles.

La faible perméabilité du massif est utile pour limiter la diffusion des radionucléides, mais elle va également atténuer les effets de l'écroissage thermique. En effet, le seuil de plasticité des milieux poreux dépend également de la valeur de pression interstitielle. Au cours du chauffage, la réduction du domaine d'élasticité avec la température est en partie compensée par

les augmentations de la pression interstitielle, et les déformations plastiques restent à un faible niveau.

Les calculs élastiques ne doivent pas être délaissés même si ce modèle ne rend pas compte du comportement complexe des argiles. Le principe de superposition en élasticité est très utile dans une modélisation à grande échelle d'un stockage, certains calculs tridimensionnels sont aisément résolus de cette façon. Les couplages entre thermique et hydraulique dans un calcul de structure en milieu infini sont facilement analysés avec quelques paramètres élastiques, qui peuvent être déterminés directement par des essais *in situ*.

Ainsi, les répercussions d'un écrouissage thermique à l'échelle du massif sont faibles. Ce comportement particulier de nombreuses argiles ne présente donc pas de conséquences majeures pour le stockage en souterrain des déchets radioactifs exothermiques dans des milieux argileux peu perméables.

Chapitre 6

ANALYSE DES ESSAIS IN SITU CACTUS.

VI. ANALYSE DES ESSAIS IN SITU CACTUS.

L'étude du concept de stockage des déchets radioactifs en formation géologique profonde nécessite des expériences pour évaluer l'impact du chargement thermique provenant de ces déchets sur le massif avoisinant.

Les essais "CACTUS" (ChAracterisation of Clay under Thermal loading for Underground Storage) permettent une étude dans des conditions in situ des couplages entre champs thermiques, hydrauliques et mécaniques dans une argile profonde. Ces essais, conçus et réalisés par G.3S avec l'appui du Centre d'Études Nucléaires Belge (CEN/SCK), sont financés à parts égales par l'ANDRA et la Communauté Européenne. Ces expériences ont été conduites entre 1990 et 1993 dans les installations souterraines du CEN/SCK à Mol.

Ces essais consistent à installer une sonde chauffante dans un puits foré à partir d'une galerie souterraine et à mesurer divers paramètres thermohydromécaniques dans le massif argileux. Une période d'une année de chauffage suivie d'une année de refroidissement a été étudiée sur deux essais distincts de même géométrie.

Ces essais mettent en évidence certaines particularités de la réponse du massif lors des opérations suivantes, caractéristiques du concept de stockage en puits de déchets exothermiques :

- excavation d'un puits
- chauffage de ce puits
- refroidissement

VI.1. Présentation du projet "CACTUS"

VI.1.1. Objectifs généraux de l'essai "CACTUS"

Les essais "CACTUS" ont pour objectif premier l'étude du comportement thermo-hydro-mécanique du massif argileux autour d'une sonde chauffante. La puissance thermique a été ajustée afin de générer des élévations de température comparables à celles attendues pour un stockage réel.

La géométrie des essais s'apparente à une configuration du stockage en puits des déchets exothermiques. L'ambition de ces essais n'est cependant pas de valider un concept particulier de stockage, mais d'apporter des mesures in situ permettant de caractériser la "réponse" du massif pour un chargement thermique précis.

Chaque essai consiste à enfouir une sonde chauffante cylindrique dans le massif argileux instrumenté en périphérie pour mesurer l'ensemble des paramètres thermiques, hydrauliques et mécaniques au cours de cycles de chauffage et de refroidissement.

La mesure in situ de l'intensité des divers couplages au sein du massif argileux permet de les hiérarchiser et de proposer une modélisation pertinente. Cette expérience contribue ainsi à l'étude de sûreté d'un stockage de déchets radioactifs en milieu argileux.

Par ailleurs, de la même façon que pour d'autres essais in situ de nature géotechnique, l'essai "CACTUS" vise à tester la méthodologie, les procédures et l'instrumentation. L'expérience acquise dans ces essais sera profitable pour les essais futurs qui seront conduits dans d'autres laboratoires souterrains.

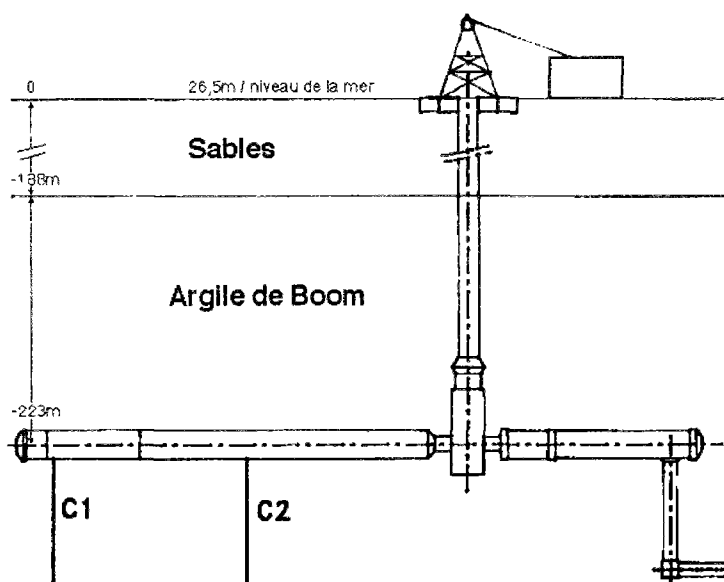


Figure 1: Laboratoire souterrain de Mol. Emplacement des 2 sondes "CACTUS".

VI.1.2. Présentation des essais in situ CACTUS

Le projet "CACTUS" se compose de 2 unités indépendantes, "CACTUS 1" et "CACTUS 2", installées dans le laboratoire souterrain de Mol à 230m de profondeur. Les sites des essais sont éloignés de 25m environ.

Un essai "CACTUS" comporte six forages de petit diamètre instrumentés par une soixantaine de capteurs au total. Ces forages sont disposés autour d'un puits central de plus grand diamètre dans lequel est enfouie une sonde chauffante.

L'instrumentation des forages périphériques est identique pour les deux essais.

Les mesures portent sur l'évolution des paramètres suivants:

- la température dans la sonde, le remblai et le massif,
- la contrainte mécanique exercée par le massif sur la sonde,
- la pression interstitielle, notamment dans le remblai et à proximité immédiate de la sonde,
- la teneur en eau dans la sonde et le massif,
- les contraintes mécaniques totales dans le massif,
- les déformations dans le massif.

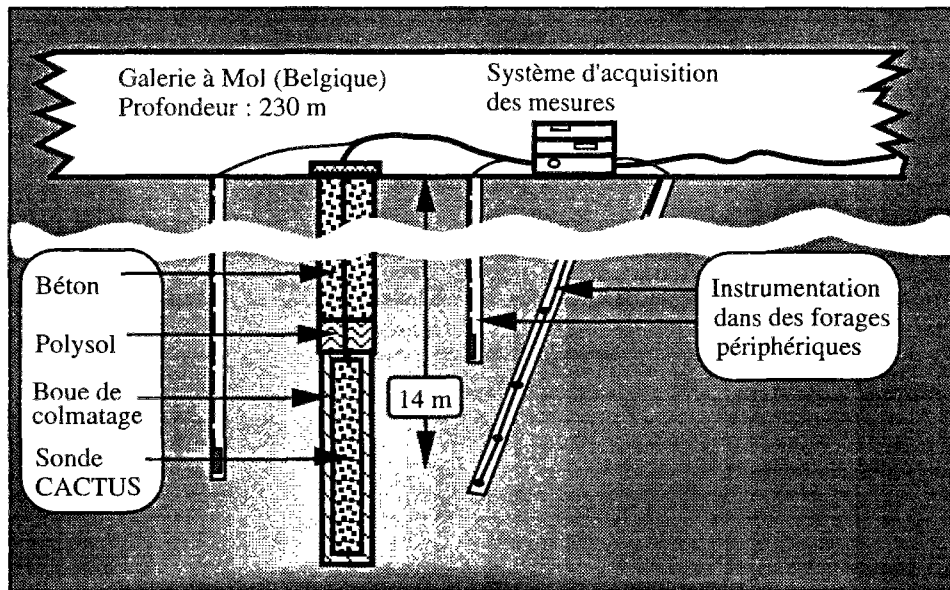


Figure 2 : Schéma de principe d'un essai "CACTUS". Le centre de la sonde est placé à 14 mètres sous la galerie d'essai.

Ces capteurs sont installés plusieurs mois avant de forer le puits principal contenant la sonde, on peut ainsi mesurer les perturbations créées par ce forage. L'amorce de la phase de chauffage de la sonde est assujettie à une relative stabilisation des valeurs mesurées sur l'ensemble du dispositif.

Les périodes de chauffage sont suivies de périodes de refroidissement de longue durée. L'étude du refroidissement du massif a également de l'importance compte tenu de la décroissance de la puissance thermique émise par les déchets.

Toutes les mesures sont automatiques, le rythme d'acquisition allant de 4 à 24 mesures par jour. Font exception les mesures de densité et de teneur en eau qui sont faites manuellement tous les mois.

VI.1.3. Vue générale de l'instrumentation.

Un relevé précis de la position des forages a été effectué lors de l'installation des capteurs. Les figures 3, 4 et 5 donnent une vue générale de l'instrumentation.

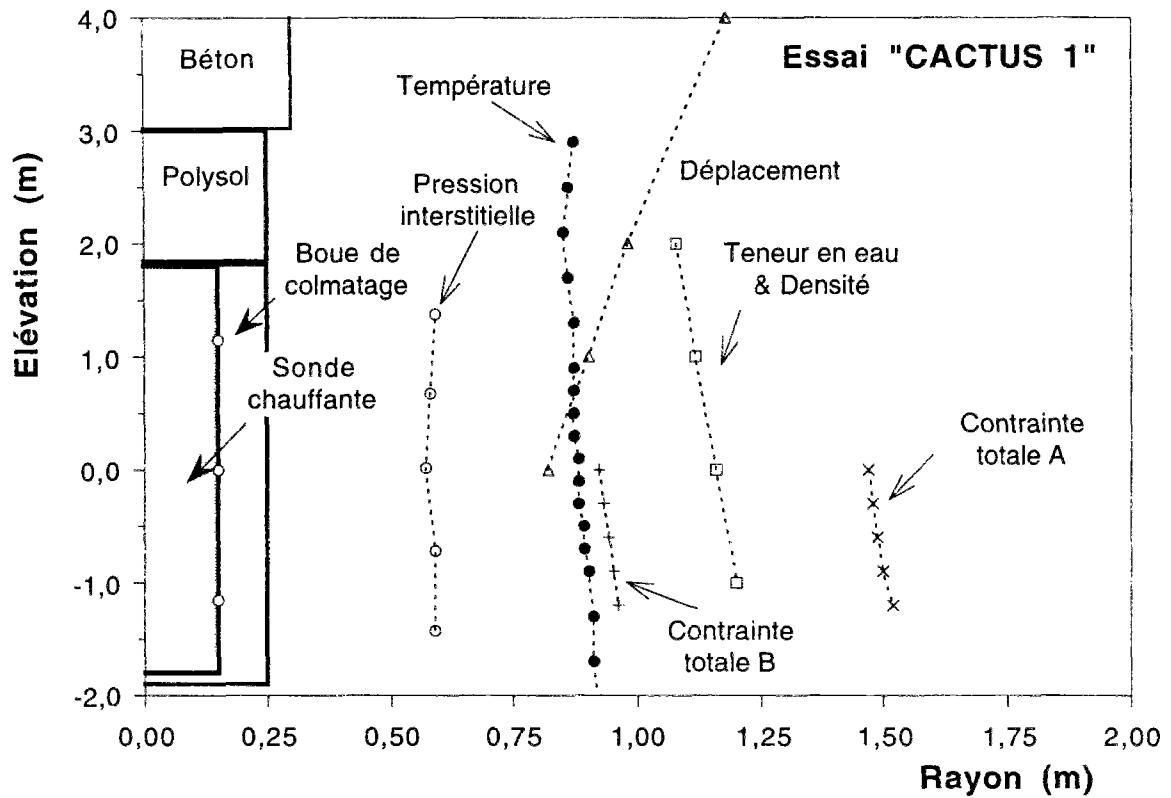


Figure 3 : Vue en élévation des capteurs de l'essai "CACTUS 1".

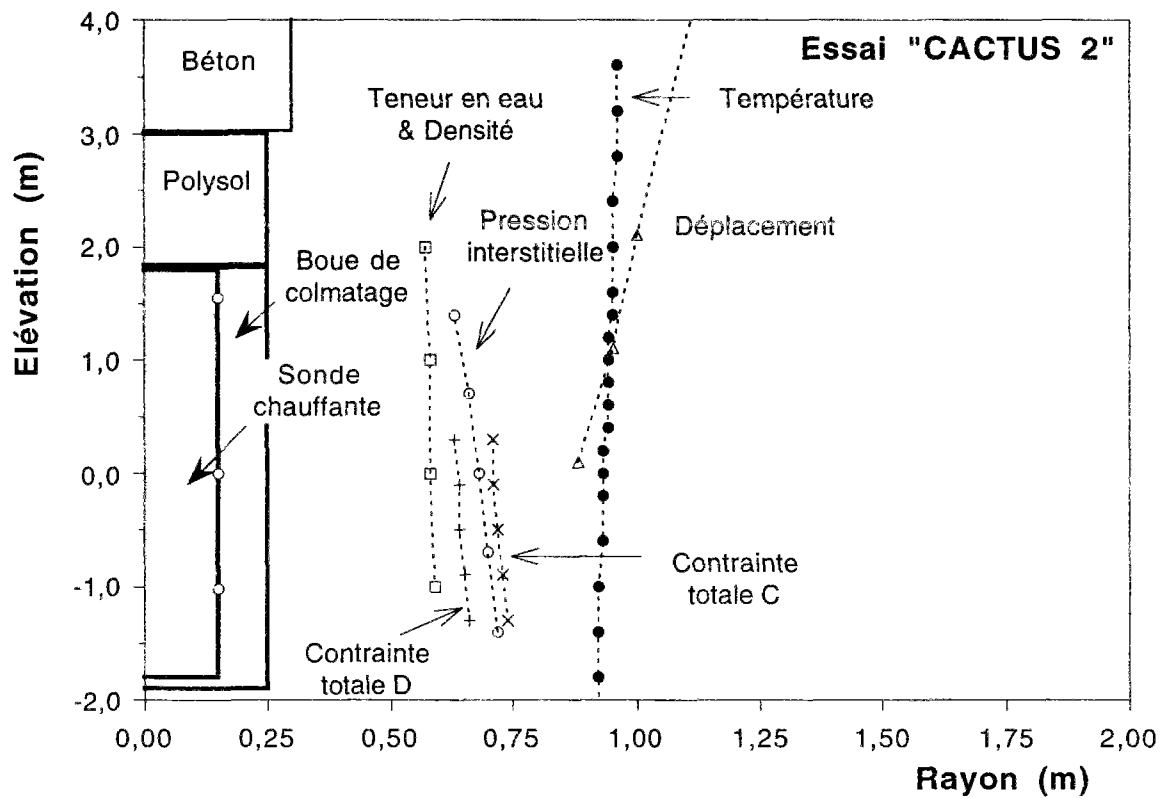


Figure 4: Vue en élévation des capteurs de l'essai "CACTUS 2".

On note que la quasi-totalité des capteurs est placée dans un rayon compris entre 0,5m et 1m de l'axe de la sonde, c'est-à-dire deux et quatre fois le rayon du puits central

Les mesures de température sont les plus nombreuses. Une quarantaine de capteurs sont répartis dans tous les forages périphériques, et on compte de plus une vingtaine de points de mesures sur la sonde.

Dans chaque essai, les contraintes totales dans le massif sont déterminées dans deux forages contenant chacun cinq cellules. Trois d'entre elles donnent la valeur de la compression selon un axe horizontal dirigé vers la sonde (mesure radiale), les deux autres indiquent les compressions selon un axe horizontal perpendiculaire au précédent (mesure orthoradiale).

La mesure in situ des contraintes dans le massif est difficile. En multipliant les points de mesures (10 cellules dans chaque essai), on tente de pallier aux incertitudes existant pour la détermination de cette grandeur.

Un extensomètre est placé dans un forage incliné vers la sonde. L'inclinaison par rapport à la verticale reste cependant très faible, et cet appareillage donne en fait la déformation verticale du massif à une distance d'environ un mètre de la sonde.

La mesure de la pression interstitielle dans le massif est obtenue par cinq filtres placés dans le même forage. Ces filtres sont reliés à des capteurs situés dans la galerie d'essai.

Trois autres capteurs de pression sont placés sur la sonde chauffante, ils donnent la pression dans la boue de colmatage autour de la sonde.

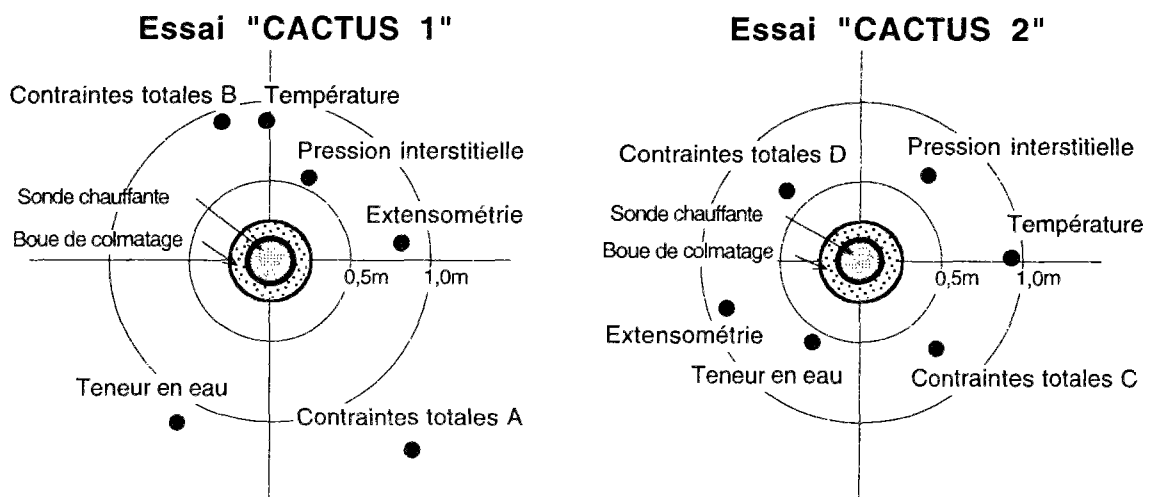


Figure 5 : Position des forages au niveau du plan médian de la sonde. A gauche : essai "CACTUS 1". A droite : essai "CACTUS 2".

Une description des caractéristiques des capteurs est donnée en Annexe à ce chapitre.

VI.1.4. Procédures de mise en place des sondes "CACTUS"

Le forage du puits central de l'essai "CACTUS 1" a été réalisé en deux phases. La première phase consiste à forer un trou de diamètre 610 mm sur 11,2 m de profondeur ; il a été équipé d'un tubage métallique définitif de diamètre extérieur 559 mm.

Dans une seconde phase, le forage se poursuit en diamètre 500mm jusqu'à la profondeur de 15,8 m.

La rapidité de cette phase est essentielle pour limiter la convergence de la paroi par fluage avant le scellement définitif. Elle a été réalisée en continu (24 heures sur 24) en 23 heures sur l'essai "CACTUS 1" et 48 heures sur l'essai "CACTUS 2", (suite à un incident de forage).

Pour les deux essais, les sondes sont installées dans leur emplacement définitif dès la fin des travaux de creusement. L'espace annulaire entre la sonde et le massif (10 cm d'épaisseur) est rempli avec un coulis d'argile dont la composition a été étudiée au laboratoire. Il s'agit d'un mélange d'Argile de Boom et d'eau (boue de colmatage) d'une teneur en eau massique de 65 %.

Ce matériau de remplissage répond aux spécifications suivantes :

- matériau saturé,
- facile à déposer par injection autour de la sonde,
- propriétés thermiques aussi proches que possible de celles du massif,
- consolidation rapide et aussi faible que possible.

Au-dessus de la boue est placée une couche de matériau souple et étanche. Il s'agit du polysol, un polymère utilisé comme joint d'étanchéité dans les fondations en génie civil. Cette couche est injectée par une pompe de la même façon que la boue. Après polymérisation, elle forme un matelas étanche et souple au-dessus de la sonde. Le puits est ensuite fermé par un bouchon de ciment d'environ 1 m d'épaisseur, puis par une colonne de béton.

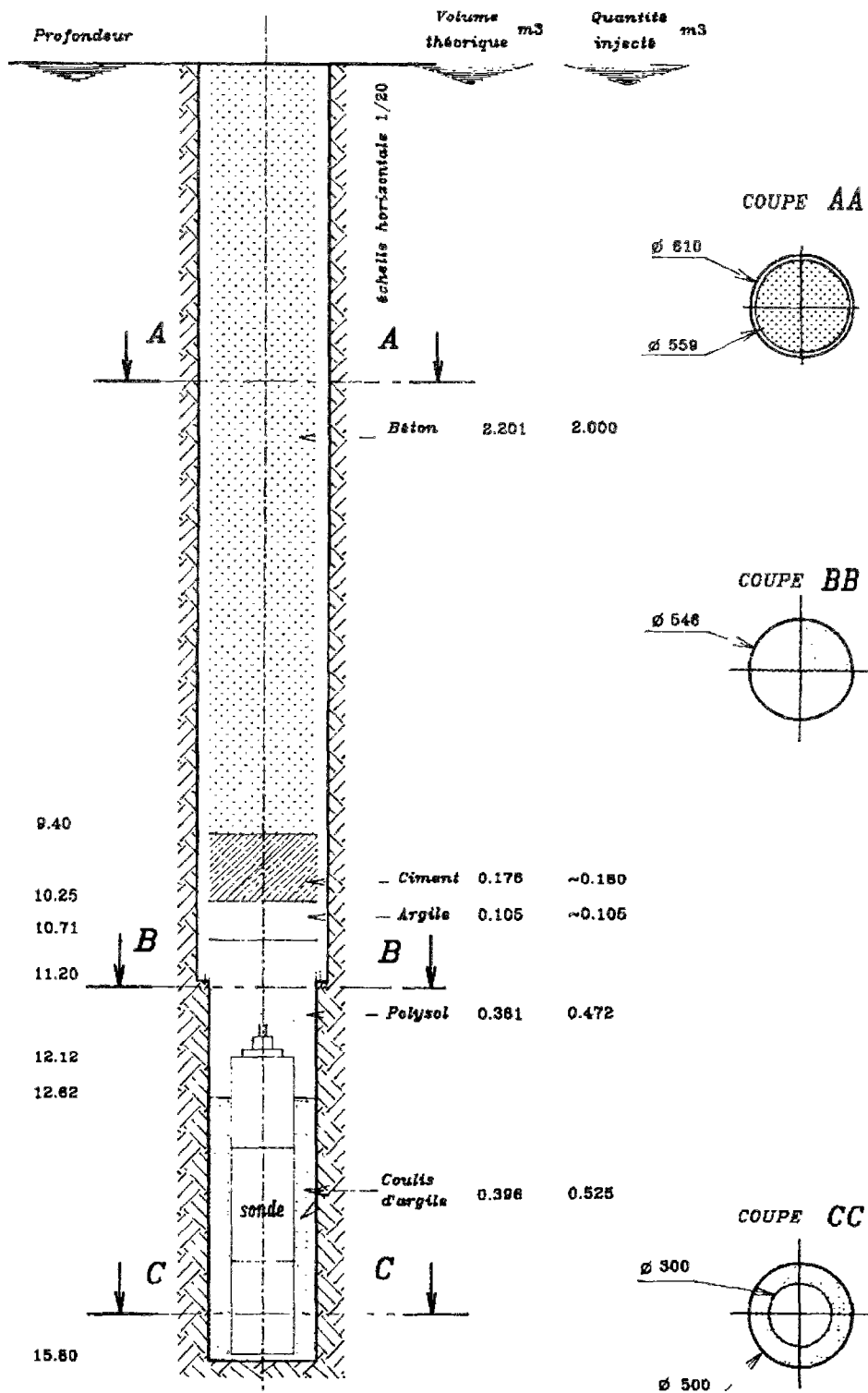


Figure 6 : Schéma de mise en place de la sonde "CACTUS 1"

VI.1.5. Dates des travaux et chargements thermiques.

Les deux essais ont été réalisés entre 1989 et 1993. Ils débutent par la réalisation des forages périphériques et l'instrumentation de ces forages. Le puits central est réalisé quelques mois après, il est immédiatement suivi par l'installation de la sonde.

L'évolution de l'état hydromécanique du massif est observée pendant quelques mois, puis débutent les périodes de chauffage et de refroidissement. Deux périodes de chauffage ont été réalisées sur chacun des essais, une de courte durée (environ un mois) et une plus longue (environ une année).

ESSAI		"CACTUS 1"		
Période	Date (Jour)	Durée	Puissance	Perte
Forages périphériques.	Déc 89 à Mars 90	-	-	-
Forage du puits central	15-21 Mai 90			
Mise en place sonde n°1	21 Mai 90 (140)			
1 ^{er} Chauffage	26 Sept. 90 (268)	47 jours	4000 à 1200W	10%
1 ^{er} Refroidissement	12 Nov. 90 (315)	122 jours	0W	
2 ^{ème} Chauffage	14 Mars 91 (437)	298 jours	1200W	14 à 17%
2 ^{ème} Refroidissement	6 Janv. 92 (735)	> 700 jours	0W	

Tableau 1 : Principaux événements de l'essai "CACTUS 1". Les n° de jours sont comptés depuis le 01/01/90.

ESSAI		"CACTUS 2"		
Période	Date début (Jour)	Durée	Puissance	Perte
Forages périphériques.	Fév. à Juil. 90	-	-	-
Forage du puits central	5-10 Déc 91			
Mise en place sonde n°1	10 Déc 91 (708)			
1 ^{er} Chauffage	10 Fév. 92 (770)	378 jours	1200W	4%
1 ^{er} Refroidissement	4 Mars. 93 (1158)	216 jours	0W	
2 ^{ème} Chauffage	7 Oct. 93 (1374)	33 jours	2500W	4%
2 ^{ème} Refroidissement	8 Nov. 93 (1407)	≈ 100 jours	0W	

Tableau 2 : Principaux événements de l'essai "CACTUS 2". Les n° de jours sont comptés depuis le 01/01/90.

Au cours des chauffages de longue durée, la puissance thermique a été maintenue à 1200 W dans les deux essais ce qui facilite la comparaison des résultats.

Une partie de la puissance thermique imposée est cependant dissipée et elle ne contribue pas au chauffage de la sonde (voir les colonnes "perte" dans le tableau 2).

Lors du chauffage de courte durée de l'essai 1, la puissance thermique est variable, elle est ajustée de façon à maintenir la température de la sonde à une valeur constante. Ce chauffage a été interrompu à la suite d'un incident électrique survenu après 47 jours de chauffe.

Le chauffage de courte durée de l'essai 2 est réalisé en fin d'expérience avec une puissance thermique élevée. Un objectif de ce chauffage est d'activer éventuellement un écrouissage thermique de l'argile du massif.

VI.2. Mesures in situ avant la phase de chauffage.

Cette partie est consacrée aux résultats avant la mise en chauffe des essais. On s'intéresse :

- aux effets du creusement du puits central où est placée la sonde
- aux évolutions différées qui ont suivi.

La détermination de l'état du massif avant la mise en route du chauffage est en effet essentielle pour mener à bien l'interprétation des phénomènes liés au chargement thermique.

VI.2.1. Etat initial (avant excavation).

Les capteurs dans le massif fournissent des mesures stables quelques mois après leur installation. On relève alors:

- une pression d'eau moyenne de 0,84 MPa dans l'essai 1.
- une pression d'eau moyenne de 1,07 MPa dans l'essai 2.
- des contraintes totales (compression) de 1 à 1,2 MPa dans l'essai 1.
- des contraintes totales (compression) de 1 à 1,6 MPa dans l'essai 2.

ESSAI	"CACTUS 1"
Distance depuis la galerie	Pression interstitielle (S1PI)
12,6 m	0,69 MPa
13,3 m	0,71 MPa
14,0 m	0,74 MPa
14,7 m	0,88 MPa
15,4 m	1,17 MPa
Moyenne	0,84 MPa

ESSAI	"CACTUS 1"	
Distance depuis la galerie	Contrainte horizontale (S1SMA)	Contrainte horizontale (S1SMB)
14,0 m	1,29 MPa	1,41 MPa
14,3 m	0,91 MPa	1,03 MPa
14,6 m	0,91 MPa	1,18 MPa
14,9 m	0,92 MPa	0,99 MPa
15,1 m	(0,06 MPa)	1,28 MPa
Moyenne	1,01 MPa	1,18 MPa

Tableau 3 : Mesures hydromécaniques avant excavation du puits central ("CACTUS 1").

ESSAI	"CACTUS 2"
Distance depuis la galerie	Pression interstitielle (S2PI)
12,6 m	0,96 MPa
13,3 m	1,00 MPa
14,0 m	1,04 MPa
14,7 m	1,08 MPa
15,4 m	1,28 MPa
Moyenne	1,07 MPa

ESSAI	"CACTUS 2"	
Distance depuis la galerie	Contrainte horizontale (S2SMC)	Contrainte horizontale (S2SMD)
13,7 m	1,59 MPa	1,06 MPa
14,1 m	1,61 MPa	0,90 MPa
14,5 m	(1,00 MPa)	1,00 MPa
14,9 m	1,54 MPa	0,94 MPa
15,3 m	1,54 MPa	0,89 MPa
Moyenne	1,57 MPa	0,96 MPa

Tableau 4 : Mesures hydromécaniques avant excavation du puits central ("CACTUS 2").

Ces valeurs des contraintes et des pressions initiales sont bien inférieures aux valeurs des pressions litho-statiques à cette profondeur. Compte tenu du poids des terres et de la hauteur de nappe en eau sur ce site, les valeurs attendues sont :

- 4,7 MPa pour la contrainte verticale,
- 2,2 MPa pour la pression d'eau.

Cet écart n'est pas propre aux mesures faites dans ces essais in situ, de telles différences se rencontrent également sur d'autres expériences in situ sur le même site d'essai. On peut suggérer diverses explications à ces résultats, les plus communément admises étant celles-ci :

1/ La construction de la galerie d'essai, qui a eu lieu 5 ans auparavant, a fortement décomprimé le massif. La zone proche de la galerie est alors dans un état hydromécanique bien différent de l'état litho-statique.

2/ L'installation des capteurs nécessite un forage de petit diamètre (5 à 10cm). Ce forage décomprime localement le massif, et la zone très proche plastifie. On mesure un état de contraintes perturbé par le forage qui a servi à placer le capteur.

Il est très difficile d'obtenir des mesures fiables des contraintes in situ. Quel que soit le diamètre du forage recevant les appareils de mesures, on a inévitablement une décompression du massif autour de ce forage. Ainsi, même si l'on dispose d'un appareillage précis, les valeurs mesurées ne sont pas représentatives de l'état de contraintes existant dans le massif.

L'état hydraulique est également perturbé juste après l'installation des capteurs, mais après quelques mois la pression interstitielle est rétablie. En effet, à moins d'une étanchéité imparfaite autour du forage, on mesure après équilibre une pression d'eau égale à celle existant dans le massif.

La "faible" valeur de pression interstitielle est certainement due à la proximité de la galerie d'essai, qui agit à la manière d'un drain dans le massif. Cette valeur ne résulte pas d'un défaut de mesure, mais d'un écart réel entre la pression attendue et la pression existante.

Par conséquent, on adopte l'attitude suivante dans l'analyse des résultats :

- la mesure de la pression est considérée comme représentative de l'état du massif au voisinage de la sonde,
- on accorde une importance moindre à la valeur absolue de la mesure de contraintes totales ,
- en revanche, on suppose que les variations des contraintes mesurées représentent des variations identiques de l'état de contrainte dans le massif.

VI.2.2. Effets de l'excavation du puits central.

La mise en place de la sonde se décompose en deux étapes :

- l'excavation du puits central où sera placée cette sonde ;
- le rebouchage de ce puits avec des matériaux assurant l'étanchéité du forage.

Le forage étant effectué 'à sec', la paroi du puits n'est pas soutenue après le passage de l'outil. La réponse du massif dépend alors de l'état hydromécanique initial du massif et du diamètre du forage.

Variation de contrainte

La figure 7 montre les mesures de contraintes dans le massif lors du passage de l'outil de forage à proximité des capteurs.

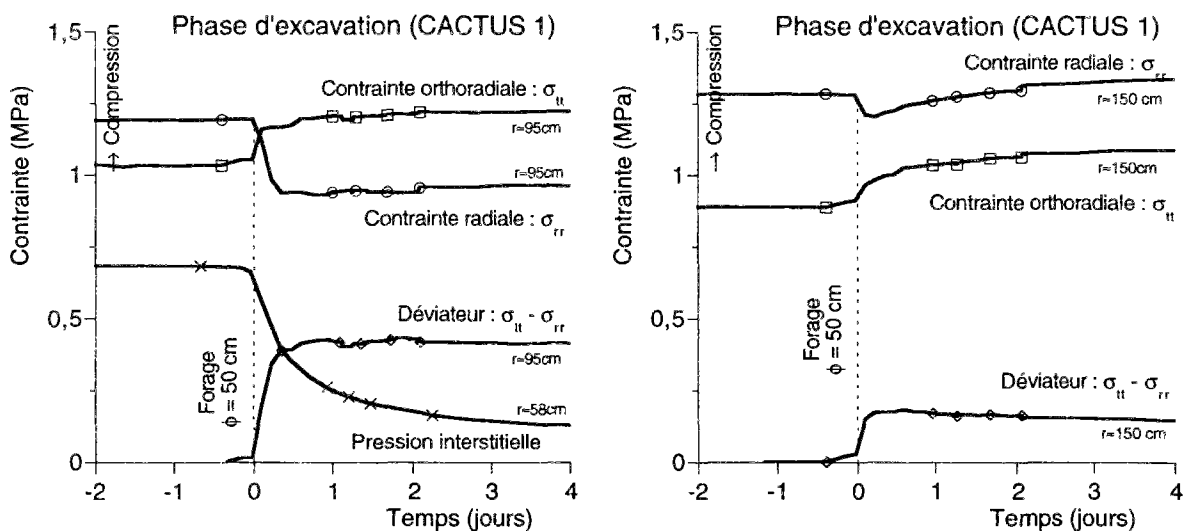


Figure 7 : Evolutions des contraintes, du déviateur et de la pression interstitielle durant la phase d'excavation (CACTUS 1). A gauche contrainte à 95cm, à droite contraintes à 150cm.

On note

- une augmentation de la compression orthoradiale
- une diminution de la compression radiale.

Cette réponse du massif est conforme à ce que l'on attend lors de la réalisation d'un forage, la compression orthoradiale permettant de supporter la décompression des contraintes radiales ("effet de voûte").

Les variations des contraintes mesurées dans l'essai 1 sont données dans le tableau 3. Certaines valeurs atypiques ont été mises entre parenthèses.

Ces mesures sont cohérentes entre elles :

- les variations radiales et orthoradiales sont de même ordre de grandeur en valeur absolue.
- l'amplitude des variations de contraintes diminue avec la distance à l'axe du puits.

Distance à l'axe du puits : 95 cm (S1SMB)		Distance à l'axe du puits : 150 cm (S1SMA)	
Profondeur	$\Delta\sigma$ (compression)	Profondeur	$\Delta\sigma$ (compression)
12,6 m (rad.)	- 0,35 MPa	14,0 m (rad.)	- 0,08 MPa
13,3 m (ortho.)	+ 0,18 MPa	14,3 m (ortho.)	+0,13 MPa
14,0 m (rad.)	-0,24 MPa	14,6 m (rad.)	- 0,04 MPa
14,7 m (ortho.)	+0,24 MPa	14,9 m (ortho.)	+ 0,13 MPa
15,4 m (rad.)	(-0,50 MPa)	15,1 m (rad.)	(+0,03 MPa)
Radial moyen	-0,30 MPa	Radial moyen	- 0,06 MPa
Orthoradial moyen	+0,22 MPa	Orthoradial moyen	+ 0,13 MPa

Tableau 5: Variations de contraintes (en compression) lors de l'excavation du puits central ("CACTUS 1").

Pression interstitielle

La pression interstitielle dans le massif chute pendant l'excavation du puits central.

Les valeurs de pression interstitielle après excavation sont mêmes en deçà de la valeur minimale accessible par ce système de mesure. En effet, la pression d'eau doit être environ de 0,15 MPa au-dessus de la pression atmosphérique pour que l'eau puisse remonter jusqu'au capteur placé dans la galerie.

L'origine de cette chute de pression peut être attribuée :

- soit à un écoulement hydraulique du massif vers le puits,
- soit à une variation de l'état de contrainte totale du massif, en particulier une variation de la contrainte moyenne de compression.

Il est a priori peu probable que la diffusion hydraulique soit responsable des chutes de pression. En effet, avec une diffusivité hydraulique de l'argile de Boom d'environ $10^{-07} \text{m}^2/\text{s}$, la distance caractéristique de diffusion hydraulique au bout d'une journée est inférieure à 10cm. Un écoulement hydraulique de cette nature ne peut donc expliquer une chute de pression aussi rapide à plus de 30cm de la paroi du puits.

La réponse du massif lors de l'excavation dépend du comportement non drainé de l'argile. La chute de pression provient d'une diminution du même ordre de grandeur de la compression moyenne dans le massif. En effet, en condition non drainée, les variations de ces deux quantités sont proportionnelles.

Cependant, un examen de la paroi du puits de l'essai "CACTUS 2" a révélé la présence de fissurations en paroi. Si ces fissures s'étendent à l'intérieur du massif, la perméabilité est fortement modifiée. En ce cas, le rôle de la diffusion hydraulique ne doit pas être sous-estimé.

VI.2.3. Calcul de la décharge mécanique due à l'excavation.

L'état de contrainte initial dans le massif est mal connu, les mesures in situ sont en effet peu fiables. On donne dans cette partie une estimation de la valeur des contraintes en s'appuyant sur une analyse des variations de contrainte au cours de l'excavation. Le forage étant effectué 'à sec', la décompression lors de cette excavation est fonction de la valeur de la contrainte initiale dans le massif.

La différence entre les contraintes radiales et orthoradiales définit un déviateur de contraintes. La variation de ce déviateur au cours de l'excavation est dans notre analyse une mesure a priori plus fiable que la valeur absolue des compressions.

Dans l'essai "CACTUS 1", on relève ainsi un déviateur moyen de

- 0,52 MPa à une distance de 0,95m de l'axe du puits,
- 0,19 MPa à une distance de 1,50m (tableau 5).

Selon un calcul classique en géotechnique, le déviateur créé par un forage est inversement proportionnel au carré du rayon (loi en $1/r^2$). Ce résultat est obtenu dans un calcul élastique linéaire d'une excavation d'un puits de longueur infinie dans un milieu homogène et isotrope.

Dans ces mesures, le rapport entre les déviateurs mesurés et le rapport du carré des rayons valent respectivement 2,7 et 2,5. Le profil du déviateur en fonction du rayon suit approximativement une loi en $1/r^2$.

Sachant par ailleurs que la cohésion à court terme de l'argile de Boom est estimée à 1MPa, le déviateur ne peut excéder cette valeur de 2,0MPa. Compte tenu de ce qui précède, toute la région située en deçà d'un rayon de 50cm de l'axe du puits central plastifie au cours de l'excavation.

Un autre résultat classique en géotechnique porte sur l'évolution de la contrainte radiale dans la zone plastique. Dans l'hypothèse d'une excavation d'un puits d'une longueur infinie dans un massif homogène élastoplastique suivant un modèle élastoplastique parfait de Tresca, la simple écriture de l'équilibre mécanique donne le résultat suivant dans la zone plastique :

$$\Delta \sigma_{rr} = \Delta \sigma_o - 2C \ln\left(\frac{r}{r_0}\right)$$

où $\Delta \sigma_0$ est la variation de contrainte en paroi, r_0 le rayon du puits excavé et C la cohésion.

Ainsi, connaissant le rayon plastique r_p , on en déduit la valeur de la décharge en paroi :

$$\Delta \sigma_0 = C + 2C \ln\left(\frac{r_p}{r_0}\right)$$

La figure 8 présente les profil de contraintes obtenus en suivant cette analyse.

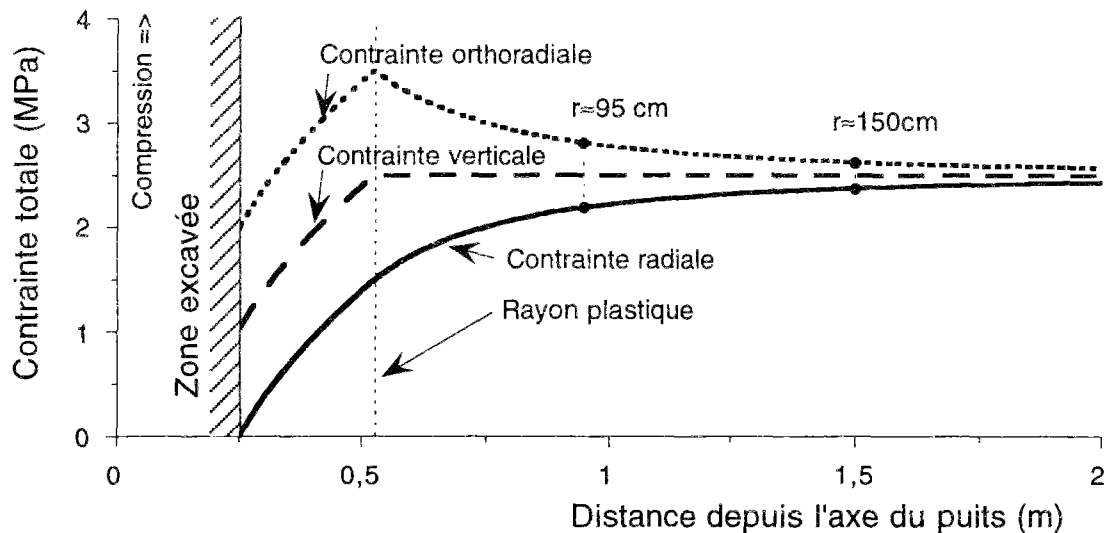


Figure 8 : Profil des contraintes lors de l'excavation obtenu par un calcul simplifié avec un modèle élastoplastique de Tresca.

Compte tenu d'une incertitude sur la valeur de la cohésion, on obtient les estimations du tableau 6.

Cohésion	Rayon plastique	Décharge en paroi
0,8 MPa	0,53 m	2,0 MPa
1,0 MPa	0,47 m	2,3 MPa
1,2 MPa	0,43 m	2,5 MPa

Tableau 6 : Estimation du rayon plastique et de la décharge en paroi ($r=0,25m$) obtenus à partir des mesures de déviateurs.

Pour conclure, on retiendra les points suivants :

- Le rayon plastique est d'environ 50cm (deux fois le rayon du puits).
- L'état de contraintes dans le massif avant excavation est compris entre 2 et 2,5 MPa.

Cette analyse mérite toutefois d'être complétée par des calculs plus élaborés.

VI.2.4. Evolutions différées après le rebouchage du puits

Après excavation du puits, la sonde est installée et le puits est rebouché de façon étanche. On assiste au cours des mois suivants à une évolution différée de l'état hydromécanique du massif.

Le caractère viscoplastique de l'argile de Boom donne lieu à une redistribution des efforts au sein du massif. Ces évolutions proviennent également des écoulements hydrauliques au sein du massif. On se référera à cette phase sous le nom de "reconsolidation du massif".

L'étude de cette phase est importante afin de déterminer l'état du massif lorsque débute le chauffage.

On retient de l'analyse des résultats d'essais les caractéristiques suivantes :

- l'état de contrainte évolue dans le sens d'une compression dans les deux directions horizontales (radiale et orthoradiale),
- le déviateur diminue,
- la remontée des pressions dans le massif est précédée d'un palier à la pression minimale du système de mesure,
- en revanche les pressions d'eau dans la boue de colmatage autour de la sonde augmentent dès que le puits est rebouché.

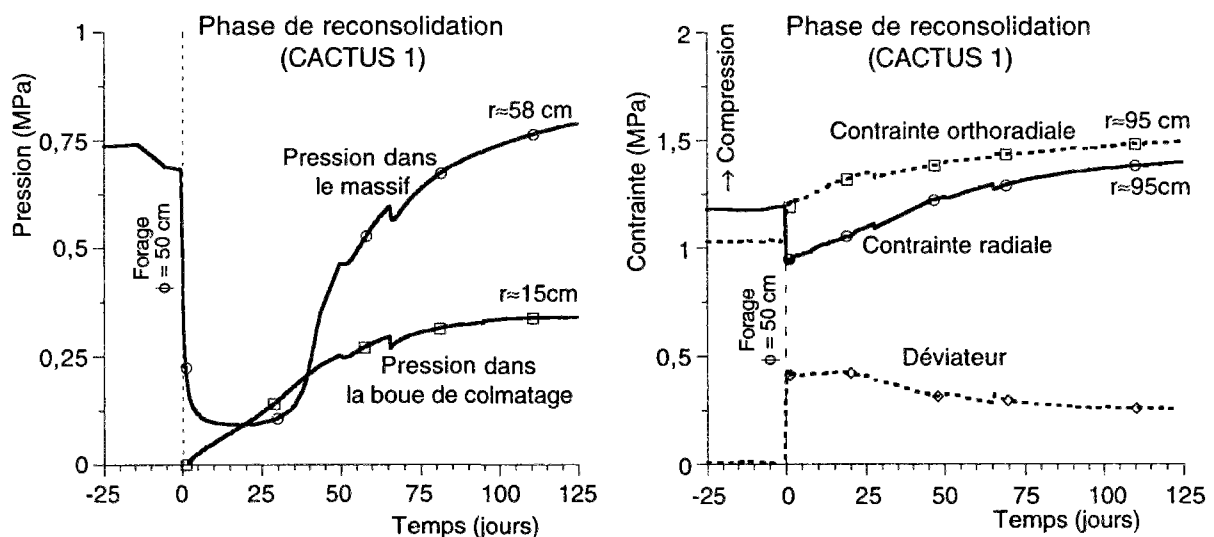


Figure 9 Évolution hydromécanique dans le massif et dans la boue de colmatage durant la phase de reconsolidation après excavation. A gauche pressions interstitielles, à droite contraintes (CACTUS 1)

Ces observations se renouvellent lors de la mise en place du deuxième essai "CACTUS 2". On note en particulier que l'évolution de la pression d'eau dans le massif est identique dans les deux essais.

De façon générale, l'analyse des concordances entre ces deux essais donne une bonne impression sur la qualité de ces mesures.

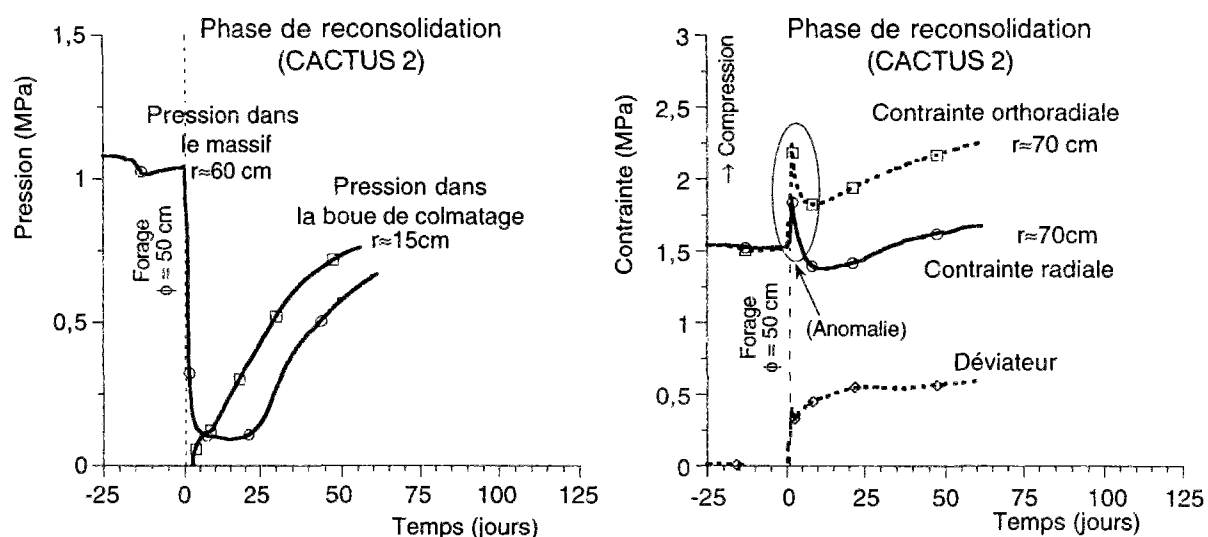


Figure 10 : Évolution hydromécanique dans le massif et dans la boue de colmatage durant la phase de reconsolidation après excavation. A gauche pressions interstitielles, à droite contraintes (CACTUS 2). On note une anomalie de contrainte moyenne dans les jours qui suivent l'excavation.

VI.2.5. Bilan de la phase isotherme.

Les essais CACTUS ont été conçus à l'origine pour une étude thermique mais la richesse des mesures faites en phase isotherme mérite d'être soulignée. En effet :

- les mesures sont cohérentes entre elles,
- elles sont faites en nombre suffisant pour pouvoir apprécier les erreurs expérimentales,
- elles portent sur deux essais distincts réalisés dans les mêmes conditions.

Le forage entraîne des variations brusques de contraintes et de pressions dans le massif à proximité du puits. Par conséquent, cette phase met en jeu les caractéristiques à court terme du matériau, et en particulier les caractéristiques non drainées.

Cette excavation provoque donc des perturbations importantes de l'état du massif à proximité du puits. Une zone plastique s'étend vraisemblablement jusqu'à un rayon de 50cm autour du puits. La convergence en paroi du puits n'est pas mesurée, mais l'analyse d'autres expériences à Mol a montré que les déformations sont importantes. On note de plus que des traces de fissuration ont été relevées lors d'un examen de la paroi du puits.

Après le rebouchage du puits, les paramètres hydromécaniques du massif évoluent sans qu'il y ait de chargement mécanique ou hydraulique imposé de l'extérieur. Cette phase met donc en jeu la réponse différée du massif après excavation.

Cette évolution des paramètres s'étend sur plusieurs mois. Cette durée est compatible avec le temps caractéristique de diffusion hydraulique entre l'emplacement des capteurs et la paroi du puits, mais également avec les temps caractéristiques de fluage obtenu lors d'essais de laboratoire sur ce matériau. Ainsi, les effets différés résultent vraisemblablement :

- d'un écoulement hydraulique du massif vers le puits
- des propriétés viscoplastiques de l'argile.

Au cours de cette phase les deux contraintes horizontales évoluent dans le sens d'une compression, tandis que la pression d'eau interstitielle revient à son niveau d'origine.

On remarque cependant une stagnation des pressions d'eau au cours du premier mois. Ce palier de pression, présent dans les deux essais ne doit pas être ignoré car il traduit certainement une altération de la zone proche du puits qui provient du forage, qu'il s'agisse d'une fissuration ou encore d'une désaturation dans cette région.

VI.3. Comportement du massif au cours des cycles thermiques.

VI.3.1. Champ de température.

L'analyse thermique peut être faite indépendamment de l'analyse hydro-mécanique, car les transports de chaleur par convection sont pratiquement inexistantes dans ces essais.

Les températures moyennes relevées avant chauffage sont de 16,5°C pour l'essai 1 et 15,5°C pour l'essai 2. Après une année de chauffage, la température atteint 150 à 160 °C dans la sonde, elle vaut environ 70 °C à une distance de 70 cm de l'axe de la sonde, 60°C à 90cm. Les températures maximales atteintes dans les forages sont rassemblées dans le tableau 7.

ESSAI		"CACTUS 1"		ESSAI		"CACTUS 2"	
Forage	(rayon)	1 ^{er} Chauffage	2 ^{ème} Chauffage	Forage	(rayon)	1 ^{er} Chauffage	
Sonde	(résist.)	142°C	146°C	Sonde	(résist.)	162°C	
S1PI-T03	(58cm)	60°C	70°C	S2PI-T03	(68cm)	73°C	
S1PT-10	(88cm)	51°C	60°C	S2SMD-T16	(65cm)	73°C	
S1SMB-T06	(92cm)	50°C	59°C	S2SMC-T11	(71cm)	70°C	
S1EM-T01	(86cm)	(33°C)	(40°C)	S2PT-15	(93cm)	62°C	
S1SMA-T3	(150cm)	26°C	33°C	S2EM-01	(91cm)	(42°C)	

Tableau 7: Températures maximales atteintes dans les différents forages.

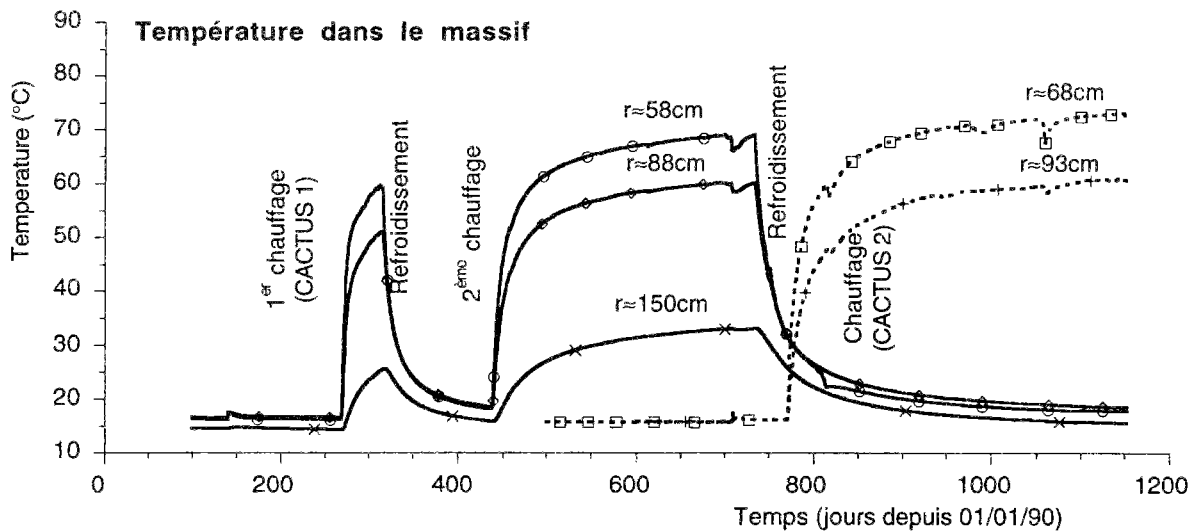


Figure 11 : Evolution de la température dans le massif ("CACTUS 1 et 2").

Comme attendu, les températures mesurées décroissent en fonction du rayon. Les quelques exceptions sont le fait d'une légère imprécision dans les mesures de positionnement des capteurs (forages S2SMD et S2PI) ou encore d'un mauvais fonctionnement des capteurs de température (S1EM et S2EM).

Les évolutions des températures dans le massif présentent trois phases distinctes :

- une phase initiale au cours de laquelle les variations de température sont quasiment nulles (environ 1 jour à une semaine suivant la distance à la sonde).
- une phase transitoire au cours de laquelle les températures augmentent rapidement autour de la sonde. (environ 20 à 50 jours)
- une phase d'évolution quasi-stationnaire, où le champ de température évolue lentement. L'augmentation de température au cours de cette phase est pratiquement identique dans tous les forages autour de la sonde.

Ces trois phases d'évolution sont caractéristiques d'une diffusion de chaleur dans un milieu infini.

Le nombre élevé de capteurs de température répartis dans le massif permet d'affirmer que le champ de température est connu avec précision. On a globalement une grande cohérence entre les diverses mesures dans le massif. Le chargement thermique auquel est soumis le massif est donc connu avec précision. Cela est indispensable pour la bonne marche de ces essais.

VI.3.2. Evolution de la pression interstitielle.

L'argile de Boom est une argile très peu perméable, qui possède une diffusivité hydraulique très faible, inférieure à la diffusivité thermique. Dans ces conditions, la mise en route du chauffage provoque des augmentations de pressions importantes.

La pression d'eau interstitielle dans le massif présente l'évolution suivante:

- la mise en chauffe de la sonde provoque une brusque montée de pression.
- après 10 jours environ, la pression atteint un pic.
- ensuite, la pression diminue progressivement, vers un état d'équilibre.

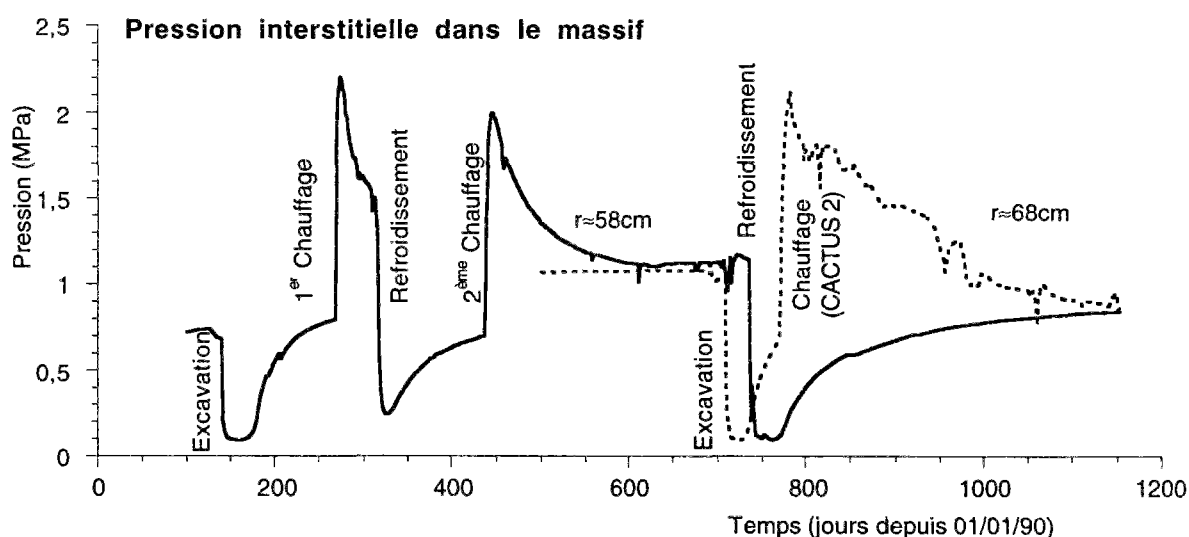


Figure 12 : Evolution des pressions interstitielles ("CACTUS 1 et 2").

Le tableau 8 donne les valeurs extrémales des pressions interstitielles. Les valeurs sujettes à caution sont indiquées entre parenthèses.

ESSAI	"CACTUS 1"		ESSAI	"CACTUS 2"
Capteur S1PI03 (r≈60cm)	1 ^{er} Chauffage	2 ^{ème} Chauffage	Capteur S2PI03 (r≈70cm)	1 ^{er} Chauffage
Valeur initiale	0,80 MPa	0,70 MPa	Valeur initiale	0,65 MPa
Valeur lors du pic	2,20 MPa	2,00 MPa	Valeur lors du pic	2,10 MPa
Valeur finale	(1,50 MPa)	1,15 MPa	Valeur finale	(0,90 MPa)

Tableau 8 : Variation des pressions interstitielles au cours des phases de chauffage.

Il est intéressant de porter sur un même graphique les évolutions de la pression et de la température au même point en fonction du logarithme du temps (figure 13). On montre ainsi certaines particularités des couplages thermo-hydro-mécaniques au sein du massif :

- l'augmentation de pression est légèrement antérieure à l'augmentation de température.
(On peut s'en convaincre en prolongeant par une droite les parties "linéaires" des courbes de la figure 13.)

- le pic de pression est atteint au cours de la phase thermique transitoire.

Ces observations s'interprètent de la façon suivante :

- 1/ La phase initiale de la montée de la pression est due principalement aux modifications de l'équilibre mécanique dans le massif au cours des premiers jours du chauffage. La hausse de pression est ainsi antérieure à la hausse de température, puisque les modifications de l'équilibre mécanique au niveau de la sonde se transmettent instantanément à l'ensemble du massif.
- 2/ ensuite, la hausse simultanée de la pression et de la température provient de la différence de dilatation thermique entre l'eau interstitielle et le squelette argileux,
- 3/ après une dizaine de jours, l'écoulement hydraulique devient important, et les surpressions diminuent.

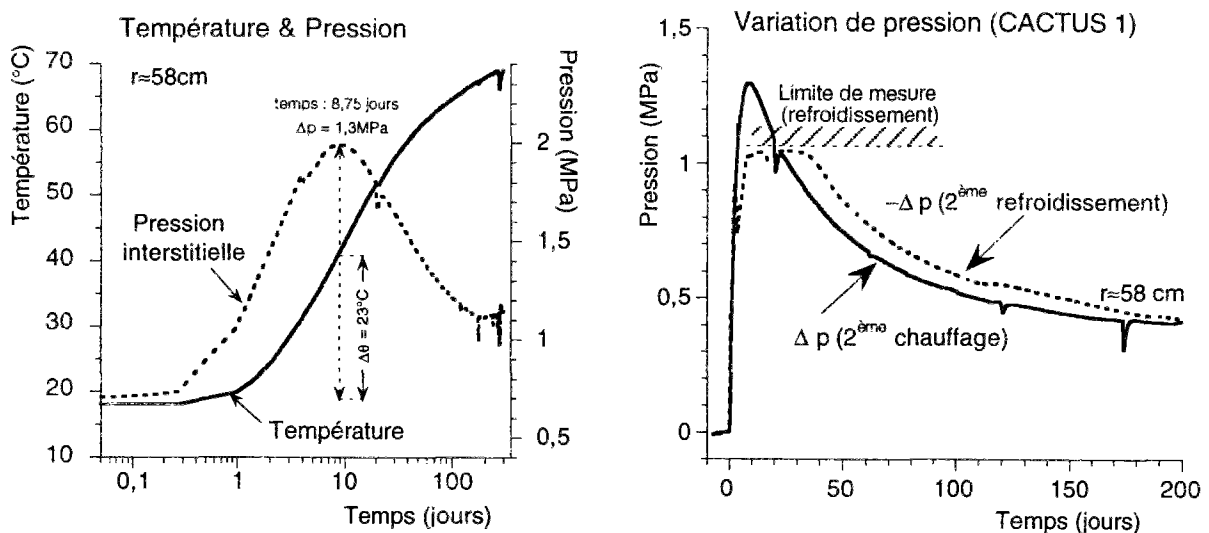


Figure 13 : A gauche, évolution comparée de la pression et de la température. A droite, comparaison des variations de pression lors du chauffage et lors du refroidissement. ("CACTUS 1", 2^{ème} Chauffage)

Un autre point important à noter sur ces mesures de pression d'eau est la ressemblance entre les évolutions de la pression lors du chauffage et lors du refroidissement. Celle-ci est particulièrement nette sur le deuxième graphe de la figure 13. Mis à part la valeur au pic, les variations de pression lors du chauffage et lors du refroidissement sont, au signe près, quasiment identiques.

Une évolution symétrique entre chauffage et refroidissement est remarquable, elle survient lorsque les couplages thermo-hydrauliques sont linéaires. Le cycle thermique peut formellement être décomposé en la somme de deux histoires de chargement thermique :

- un flux de chaleur constant Q à partir de l'instant 0,

- un flux de chaleur constant - Q^* à partir de l'instant τ .

Chauffage et refroidissement sont ainsi des chargements thermiques de signe opposé, décalés dans le temps, qui induisent des variations de température et de pression identiques (au signe près). On conçoit l'intérêt d'un modèle linéaire.

VI.3.3. Evolution des autres paramètres.

1. Mesures de contraintes

On s'intéresse uniquement aux variations de contraintes obtenues dans l'essai 1, les mesures de contraintes de l'essai 2 sont en effet plus difficiles à interpréter en raison d'une anomalie survenue peu après la mise en route du chauffage.

Au cours des phases de chauffage, on note l'évolution suivante :

- une montée (compression) rapide des contraintes au cours des 20 premiers jours,
- une stabilisation progressive ensuite (lente croissance ou décroissance suivant les capteurs).

Lors du chauffage, la compression dans le sens radial est de :

- 1,0 MPa à une distance de 70cm
- 0,8 MPa à 1 m
- 0,25 MPa à 1,5 m.

Comme pour les pressions d'eau, l'évolution des contraintes est symétrique entre chauffage et refroidissement.

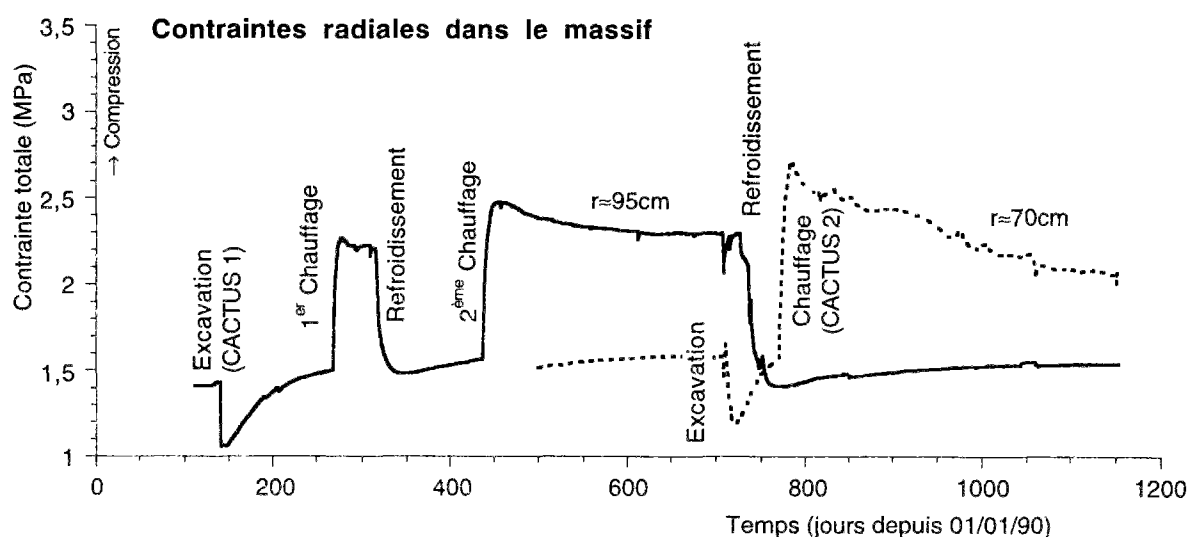


Figure 14 : Evolution des contraintes radiales dans le massif (essais 1 et 2).

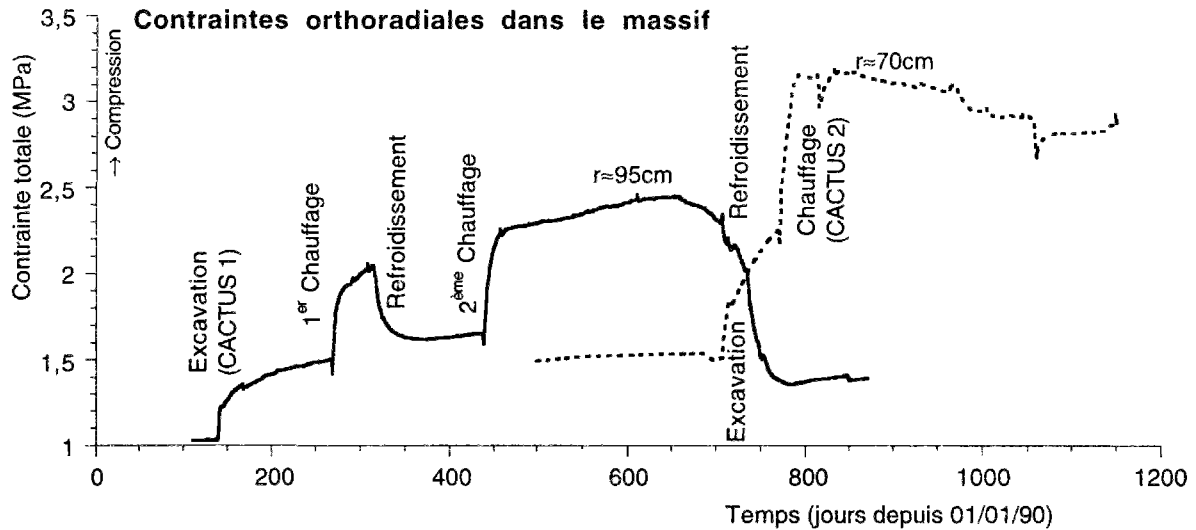


Figure 15 : Evolution des contraintes orthoradiales dans le massif (essais 1 et 2).

ESSAI	"CACTUS 1"		ESSAI	"CACTUS 2"		
Variation au pic	(r)	1 ^{er} Chauffage	2 ^{ème} Chauffage	Variation au pic	(r)	1 ^{er} Chauffage
S1SMB radial	95cm	+0,70 MPa	+0,80 MPa	S1SMD radial	65cm	+1,10 MPa
S1SMA radial	150cm	+0,25 MPa	(+0,30 MPa)	S1SMC radial	70cm	+1,00 MPa
S1SMB ortho	95cm	+0,40 MPa	(+0,60 MPa)	S1SMD ortho	65cm	(+0,75 MPa)
S1SMA ortho	150cm	(+0,40 MPa)	(+0,70 MPa)	S1SMC ortho	70cm	+0,80 MPa
		1 ^{er} Refroidiss.	2 ^{ème} Refroidiss.			
S1SMB radial	95cm	-0,65 MPa	-0,75 MPa			
S1SMA radial	150cm	-0,20 MPa	(-0,40 MPa)			
S1SMB ortho	95cm	-0,40 MPa	(-0,75 MPa)			
S1SMA ortho	150cm	-0,30 MPa	(-0,65 MPa)			

Tableau 9: Moyenne des variations de contraintes lors des cycles de chauffage et refroidissement.

2. Mesures de déplacement.

L'extensomètre mesure les déplacements entre des ancrages placés dans un forage faiblement incliné par rapport à la verticale. L'ancrage inférieur est placé au niveau du plan médian de la sonde, à une distance de 82 cm de l'axe du puits central. L'ancrage suivant est situé un mètre au-dessus.

Le déplacement entre les ancrages inférieurs (au niveau de la sonde) présente les tendances suivantes :

- Montée brusque lors du chauffage, puis un pic suivi d'une lente décroissance,
- Evolution symétrique lors du refroidissement.

Ces déplacements mesurés sont inférieurs au millimètre, les déformations verticales sont donc inférieures à 0,1%. Le massif se déforme très peu pendant les phases thermiques.

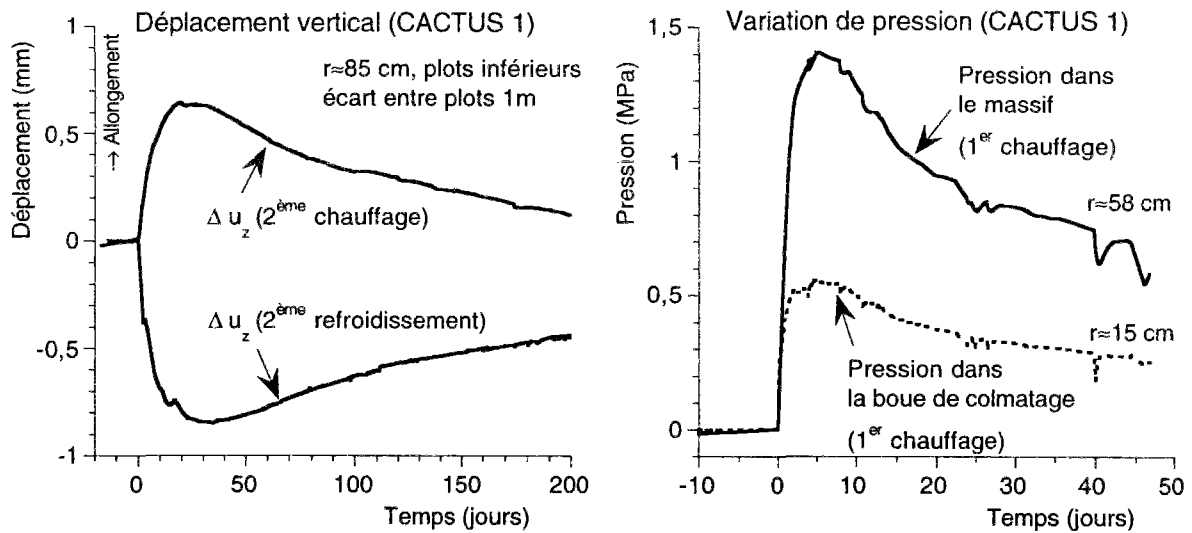


Figure 16 : A gauche, mesure de déplacement lors du chauffage et lors du refroidissement. On note la symétrie entre ces deux courbes. A droite, comparaison des variations de pression interstitielle près de la sonde (boue de colmatage) et dans le massif. L'influence de la perméabilité de la boue de colmatage est nette : la variation de pression est moins élevée que dans le massif, bien que la boue soit au contact de la sonde chauffante.

3. Mesures de pression dans la boue de colmatage

Dans les deux essais, la sonde chauffante est munie de dispositifs permettant d'apprécier ses propres déformations et la pression d'eau dans la boue de colmatage. La période d'observation est courte, car un à deux mois après la mise en route du chauffage, ces dispositifs ont connu des défaillances.

La pression dans la boue de colmatage a une évolution similaire à celle des pressions d'eau dans le massif. On relève cependant des différences importantes par rapport aux pressions dans le massif (figure 16) :

- le pic de pression est atteint plus tôt ,
- l'élévation de pression est deux fois plus faible.

Ce résultat est apparemment paradoxal puisque la boue de colmatage est au contact de la sonde chauffante. Il se comprend si l'on examine la configuration des essais.

L'annulaire de boue autour de la sonde a une hauteur de quatre mètres environ, alors que dans la sonde, la longueur de la partie chauffée est de deux mètres. Le système de chauffage assure une température homogène sur 2m de longueur, la variation de température atteint 130°C dans la partie centrale de la sonde, mais seulement 40 à 50°C à ses extrémités. Si la boue était imperméable, les surpressions provoquées par ce champ de température varieraient dans le même rapport.

La boue de colmatage autour de la sonde est un matériau fluide et la pression reste homogène sur toute la longueur de l'annulaire de boue. Ainsi la surpression interstitielle résulte de la variation de température moyenne sur toute la longueur de l'annulaire de boue. Malgré une température élevée dans la partie centrale de l'annulaire de boue, cette pression de la boue est plus faible que dans le massif.

Dans la boue, le sens des écoulements hydrauliques va de la partie centrale fortement chauffée vers les zones inférieures et supérieures plus froides.

Cette configuration particulière des essais devra être soigneusement reproduite dans une modélisation, car elle a manifestement une influence sur les résultats.

4. Mesures de teneur en eau et densité.

Des mesures de teneur en eau et de densité sont effectuées périodiquement dans le forage prévu à cet effet. Ces mesures sont faites à une profondeur de 13m à 16m, c'est-à-dire à une profondeur voisine de la sonde.

Les mesures de densité font état de peu de variations, elles se situent pour l'essentiel entre 1,95 et 2,05. La tendance généralement constatée est une légère augmentation lors du chauffage, d'environ 0,03 sur l'essai 1 et du double sur l'essai 2.

Une baisse du même ordre de grandeur se produit au cours des refroidissements de l'essai 1.

Concernant la teneur en eau, les tendances relevées sont les suivantes :

- une baisse de teneur en eau a lieu au cours des premières semaines de chauffage,
- après avoir atteint un minimum, la teneur en eau remonte légèrement,
- au cours du refroidissement, la tendance s'inverse, la teneur en eau atteint un maximum puis décroît.

Les valeurs présentées dans le tableau 10 sont des valeurs moyennes à partir de neuf points de mesure situés à la profondeur de la sonde (de 13m à 15 m).

Ces valeurs doivent être considérées avec précaution, car l'on ne dispose pas toujours de mesures aux instants clefs concernant ces essais. La fréquence des mesures est de une à deux mesures par mois, avec quelques interruptions.

ESSAI	"CACTUS 1"		ESSAI	"CACTUS 2"
Teneur en eau moyenne (r≈120cm)	1 ^{er} Chauffage	2 ^{ème} Chauffage	Teneur en eau moyenne (r≈60cm)	1 ^{er} Chauffage
Valeur initiale	(26,8 %)	22,8 %	Valeur initiale	≈24 %
Valeur minimale	22,1 %	21,2 %	Valeur minimale	19,8 %
Valeur finale	22,8 %	22,1 %	Valeur finale	(21-22 %)
	1 ^{er} Refroidiss.	2 ^{ème} Refroidiss.		
Valeur initiale	22,8 %	22,1 %		
Valeur maximale	23,8 %	22,9 %		
Valeur finale	22,8 %	(24-25 %)		

Tableau 10 : Variations des teneurs en eau moyennes au cours des phases thermiques.

Globalement, ces résultats montrent que le premier cycle de chauffage et refroidissement provoque une baisse irréversible de la teneur en eau, alors que le deuxième cycle thermique modifie peu ce paramètre.

On peut interpréter ces résultats par un écrouissage thermique de l'argile du massif au cours de la première phase de chauffage. La contraction irréversible du matériau lors du premier chauffage se traduit par une diminution de la teneur en eau.

Il faut cependant rester extrêmement prudent dans cette interprétation :

- le chauffage ayant débuté peu après l'excavation du puits central, il est difficile de déterminer les effets propres à la "reconsolidation" du massif et de ceux résultant du premier chauffage.
- ces mesures de teneur en eau sont espacées dans le temps, l'évolution de ce paramètre n'est pas connue de façon précise.
- ces mesures sont complexes, elles nécessitent un étalonnage précis des appareils de mesure qui utilisent une source radioactive. Malgré le soin apporté à la réalisation de ces mesures, un écart de réglage de ces appareils entre deux mesures n'est pas à exclure.

VI.3.4. Synthèse

1. Effets du chauffage

Les mesures de température lors de la phase de chauffage sont cohérentes entre elles. Le champ de température a une configuration axisymétrique autour de la sonde et les températures décroissent rapidement lorsque l'on s'éloigne de la source de chaleur. Après une année de chauffage, l'élévation de température atteint 130 à 140 °C sur la sonde, alors qu'à une distance de 1,5m, elle ne dépasse pas 20 °C.

Lors de l'analyse de l'évolution des paramètres hydro-mécaniques en un point du massif, l'on distingue trois phases :

- Phase initiale : le chauffage est mis en route, mais la température n'a pas encore varié en ce point du massif.
- Phase transitoire : la température croît rapidement.
- Phase quasi stationnaire : la température croît lentement et uniformément dans le massif proche de la sonde.

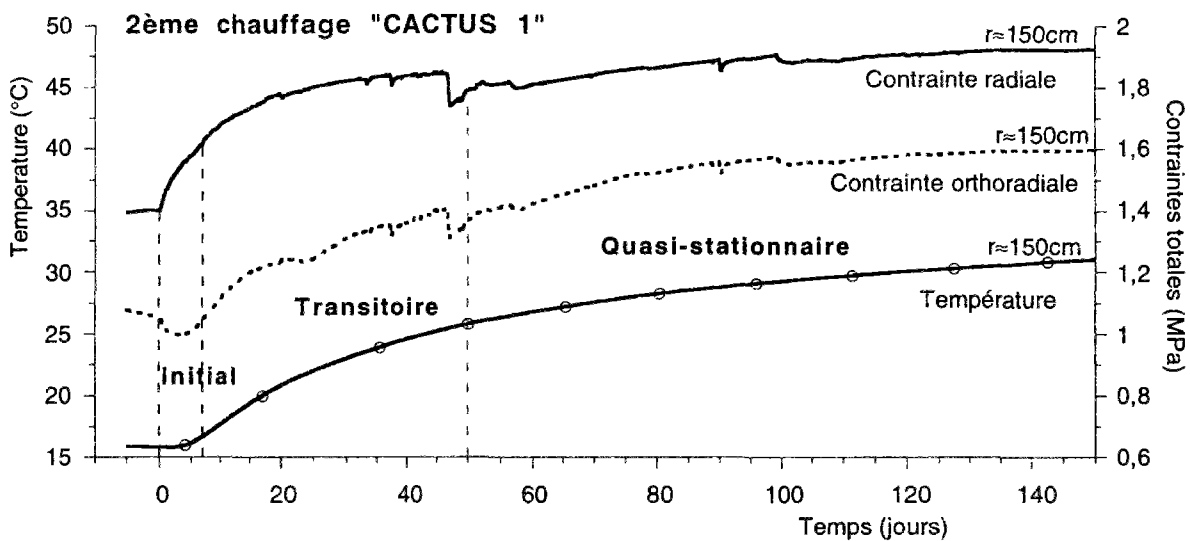


Figure 17 : Evolution comparée des contraintes et de la température dans le massif (CACTUS 1, 2^{ème} chauffage).

La réponse hydro-mécanique diffère au cours de ces trois phases:

Phase initiale :

La réponse est de faible ampleur. On note cependant :

- une baisse (décompression) de la contrainte orthoradiale
- une hausse (compression) de la contrainte radiale
- une légère augmentation de la pression d'eau.

Dans la phase initiale, l'échauffement du massif est limité à une zone très proche de la sonde (figure 18). La dilatation thermique de cette zone communique une compression radiale à l'ensemble du massif. Sous l'action de la pression mécanique exercée par la région chaude sur le reste du massif, les capteurs placés à l'extérieur de cette région donnent la réponse décrite plus haut (compression radiale et décompression orthoradiale).

La durée de la décompression orthoradiale est donc liée à la diffusion thermique, ce que confirment les mesures puisque le capteur le plus éloigné enregistre une phase de traction de plus longue durée.

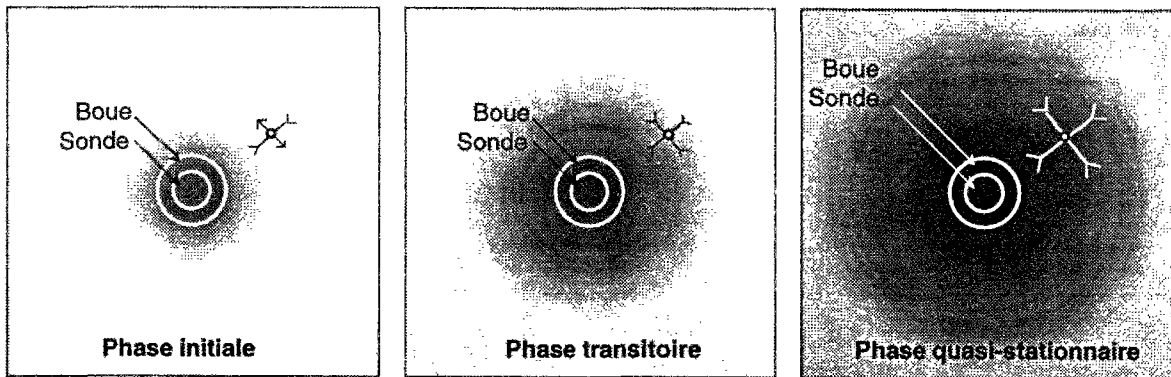


Figure 18 : Evolution de l'état de contrainte en un point du massif au cours des différentes phases de chauffage.

Phase transitoire :

Lorsque la température à l'emplacement du capteur s'élève, on note :

- une forte augmentation des pressions d'eau
- une forte augmentation des compressions radiales et orthoradiales.

On note également une diminution de la teneur en eau.

Sous l'effet de la température, la zone chaude tend à se dilater. Mais cette dilatation thermique ne peut se faire librement au sein du massif argileux, car il y aurait une incompatibilité géométrique du champ de déformation. Il se développe ainsi des compressions dans les sens radial et orthoradial au sein de cette zone chaude.

D'autre part, le coefficient de dilatation thermique de l'eau est bien plus important que celui des minéraux constituant le squelette argileux. Lorsque la température augmente en l'absence d'écoulement hydraulique, l'eau interstitielle incluse dans les pores de l'argile est alors en surpression.

Dans la phase de transitoire thermique, l'augmentation de la pression d'eau interstitielle est rapide. Un gradient de pression se développe entre les zones chauffées et les zones froides. Un écoulement hydraulique s'établit entre les zones de hautes pressions (régions chaudes) vers les basses pressions (régions froides, loin de la sonde). Cet écoulement conduit in fine à une dissipation des surpressions interstitielles.

Phase quasi-stationnaire

A présent, le régime thermique est établi dans la zone proche de la sonde et la propagation de la chaleur se poursuit à plus grande distance. L'augmentation de température est très lente.

Cette phase se caractérise par une variation de température uniforme sur l'ensemble des capteurs.

Au cours de cette phase :

- le niveau des contraintes varie peu
- les pressions d'eau diminuent et se stabilisent après environ 200 jours.

La diminution des pressions interstitielles se poursuit jusqu'à un état d'équilibre hydraulique qui théoriquement est le même que l'état initial, puisque la pression est constante plus loin dans le massif.

Les compressions apparues lors de la phase de transitoire thermique se maintiennent. Le niveau des contraintes se stabilise à une valeur plus élevée que celle relevée avant chauffage. Cette augmentation de compression atteint environ 1MPa à 1m de la source de chaleur.

Ainsi, la principale caractéristique de cette phase est le maintien des compressions apparues en première partie du chauffage, tandis que la plupart des paramètres reviennent vers l'état initial. Cet état de compression persiste après dissipation des surpressions interstitielles.

2. Bilan d'un cycle de chauffage et refroidissement

Au cours du refroidissement, tous les paramètres thermo-hydro-mécaniques évoluent en sens inverse de celui observé lors du chauffage. Les vitesses d'évolution des paramètres et les amplitudes sont comparables entre chauffage et refroidissement.

Ces évolutions symétriques sont principalement le fait des variations de pression d'eau et des variations de contraintes. Elles laissent à penser que les couplages thermo-hydro-mécaniques mis en jeu par cette expérience sont linéaires et réversibles.

L'état du massif après refroidissement complet présente cependant quelques différences par rapport à l'état initial. On relève notamment :

- une modification de la teneur en eau au cours du premier cycle de chauffage,
- un faible accroissement de la densité,
- des déplacements irréversibles dans le massif, qui sont cependant très faibles.

Cette évolution particulière de la teneur en eau est très intéressante, elle est en accord avec une manifestation in situ d'un écrouissage thermique au sein du massif argileux. Ce comportement particulier de l'argile de Boom a été mis en évidence par des essais de laboratoire, mais jamais encore lors d'essais in situ.

Rappelons cependant les réserves exprimées plus haut quant à cette interprétation, car elle se fonde uniquement sur les mesures de teneur en eau alors que toutes les autres mesures montrent au contraire de nombreuses analogies entre chauffage et refroidissement.

Lors du cycle thermique court de forte puissance accompli récemment, on n'a pas détecté de signes particuliers révélant un écrouissage thermique. Ces résultats d'essais vont au contraire dans le sens d'une réponse proportionnelle au chargement thermique.

VI.4. Conclusion

Le jugement que l'on porte sur un essai in situ se fonde généralement sur l'allure des résultats et sur la cohérence globale des mesures obtenues. De ce point de vue, les résultats des essais "CACTUS" sont remarquables, les mesures effectuées sur ces essais in situ permettent une meilleure prédiction de la réponse hydro-mécanique d'un massif d'argile saturée sous l'effet du chargement thermique.

Les couplages thermo-hydro-mécaniques mis en évidence au cours de ces expériences sont de natures variées :

(1) A court terme, les élévations rapides de température dans le massif se traduisent localement par une surpression interstitielle. Ces surpressions se dissipent peu à peu du fait de la perméabilité du milieu. Les variations de contraintes dans ces essais résultent à la fois des dilatations thermiques de la région chaude au sein du massif et de l'évolution des surpressions interstitielles.

(2) A long terme, lorsque les régimes thermique et hydraulique sont établis, l'état hydraulique a légèrement varié alors que les compressions survenues au début du chauffage subsistent au sein du massif.

L'originalité de ces essais chauffés réside dans l'étendue des points de mesure et la durée des périodes de mesures. L'ensemble des paramètres thermiques, hydrauliques et mécaniques ont fait l'objet de mesures pendant trois années sur deux essais de géométrie semblable, et avec des périodes de chauffage d'une année, le comportement thermo-hydro-mécanique du massif argileux est caractérisé de façon approfondie.

De plus, la maîtrise de l'essai "CACTUS" ne se limite pas à l'obtention des mesures précises, un effort important a porté sur le contrôle des paramètres "d'entrée" définissant l'expérience, qu'il s'agisse des aspects géométriques (géométrie de l'essai, position des capteurs de mesures), du contrôle des chargements (réalisation des forages, puissance d'entrée sur la résistance, vérification de la température de la sonde) ou de la définition des matériaux employés pour réaliser l'essai. En s'appuyant sur deux essais distincts dont la mise en oeuvre est semblable, l'on met à l'épreuve la fiabilité des mesures qui ont été faites.

Dans l'analyse d'un essai de ce type, il est généralement difficile de faire la part des choses entre ce qui est dû aux caractéristiques du milieu étudié, et de ce qui résulte des

procédures de réalisation de l'essai, ou des aléas des mesures. Ces interrogations sont communes à toutes les réalisations in situ.

Il n'en reste pas moins que pour le projet "CACTUS", les concordances relevées entre les deux expériences sont suffisamment nombreuses pour former un atout indéniable pour réussir une modélisation pertinente des essais.

Chapitre 7

MODÉLISATION DES ESSAIS IN SITU.

VII. MODÉLISATION DES ESSAIS IN SITU

Il existe actuellement peu de modélisations des deux phases caractéristiques d'un enfouissement de déchets radioactifs, à savoir l'excavation de la structure de stockage puis le chauffage, qui aient fait de plus l'objet d'une analyse vis-à-vis de mesures in situ. L'interprétation par une modélisation numérique des essais CACTUS offre une possibilité pour s'assurer de la pertinence d'une telle modélisation.

VII.1. Modélisation des phases d'excavation et de reconsolidation.

Le forage du puits central a des répercussions importantes sur l'état du massif avant chauffage.

L'étude de cette perturbation est intéressante à plusieurs points de vue :

- pour parvenir à une meilleure interprétation des essais in situ,
- pour comprendre la réponse du massif à proximité d'une excavation,
- enfin pour la modélisation de réalisations géotechniques analogues (forages, tunnels, excavations...).

Dans cette étude, on considère que l'argile du massif a un comportement de type élastoplastique, sans présenter de viscosité intrinsèque. On supposera donc que les effets différés observés in situ (remontée des pressions dans le massif) proviennent uniquement du déséquilibre hydraulique dû au forage du puits.

VII.1.1. Présentation des calculs.

1. Hypothèses simplificatrices

On s'intéresse aux effets du forage à proximité du fond du puits près des capteurs. Cette zone étant éloignée de la galerie, on néglige l'influence mécanique exercée par la galerie.

Le problème présente ainsi une symétrie cylindrique autour de l'axe du puits, et les calculs sont effectués en axisymétrie.

L'état initial du massif a été examiné lors de l'analyse des résultats d'essai. A la suite d'une analyse simplifiée de l'excavation, on considère que l'état initial est isotrope, formé de champs homogènes suivants :

$$\begin{array}{ll} \sigma = \sigma_0 \mathbf{1} & \sigma_0 = -2,5 \text{ MPa} \\ p = p_0 & p_0 = 1 \text{ MPa} \end{array}$$

L'excavation du puits central des essais a été réalisée en plusieurs phases. Cependant, la dernière phase de forage a été réalisée rapidement sans interruption des travaux. Afin de simplifier la procédure de calcul, on considère dans cette simulation que l'excavation est réalisée en une seule phase accomplie en une journée.

Enfin, rappelons que ces calculs sont faits dans le cadre de l'hypothèse de petites perturbations.

2. Maillage, chargement et conditions aux limites

Le chargement simulant l'excavation résulte des opérations suivantes :

- annulation de la rigidité de la zone excavée,
- réduction de la pression mécanique à la paroi du puits.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

Conditions aux limites mécaniques:

- sur l'axe de symétrie le déplacement radial est nul,
- sur le bord supérieur le déplacement vertical est nul,
- sur le bord d'excavation la contrainte normale décroît de 2.5MPa à 0 en 1jour.

Conditions aux limites hydrauliques :

- sur le bord latéral droit et le bord inférieur, la pression interstitielle est imposée à 1MPa: valeur initiale pour permettre un drainage permanent loin de l'excavation.
- sur l'axe de symétrie et le bord d'excavation, le flux hydraulique est nul.

L'excavation (réalisée en une seule phase) est menée en trois pas de chargements. La contrainte radiale en paroi du puits est diminuée progressivement : 60%, 80% puis 100%. Les instants de calcul valent respectivement : $t = 0,6$ jour, 0,8 jour et 1 jour.

Après l'excavation, la sonde est installée et aussitôt après le puits est rebouché. Ces opérations sont simulées ainsi :

- rigidité de la zone excavée égale à celle des matériaux mis en place,
- continuité des déplacements à l'interface entre le massif et ces matériaux,
- continuité des flux hydrauliques sur cette même interface (le flux hydraulique est nul à travers les matériaux non poreux).

Le chargement après le rebouchage du puits résulte uniquement du déséquilibre hydraulique existant après l'excavation.

Le calcul de la "reconsolidation" débute par une reprise de l'état final du calcul d'excavation. Les instants de calculs sont les suivants : $t = 5$ jours, 10 jours, 20 jours, 30 jours, 50 jours et 100 jours.

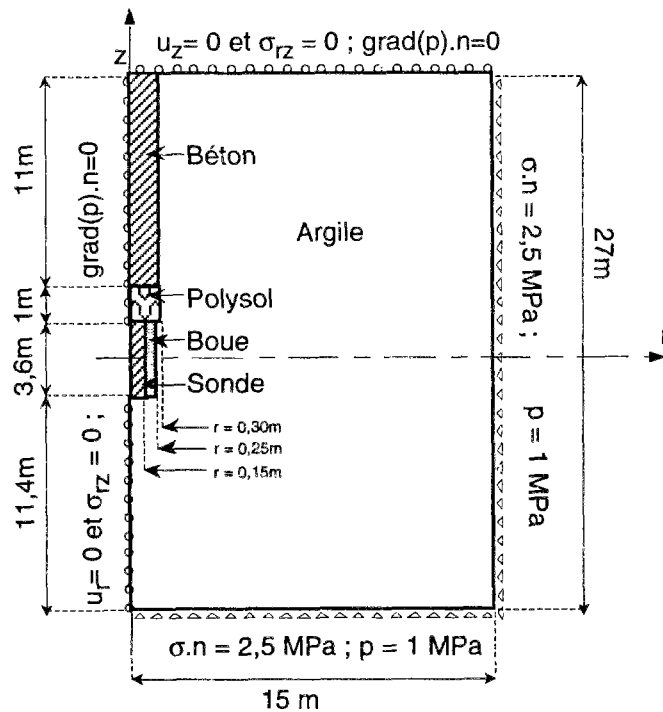


Figure 1 : Conditions aux limites et taille du domaine étudié.

Le maillage représente un cylindre de 27m de hauteur et de 15m de rayon. Ces dimensions sont suffisamment importantes pour pouvoir simuler le comportement d'un massif infini, compte tenu du rayon d'excavation et des diffusivités hydraulique et thermique de l'argile.

Ce maillage comporte 3411 noeuds et 1092 éléments. Les éléments sont des quadrilatères à 8 noeuds avec des fonctions de forme quadratique (éléments isoparamétriques). Chaque noeud a 4 degrés de liberté : le déplacement radial, le déplacement vertical, la pression et la température.

Le calcul couplé en phase thermique requiert plus de 10 000 degrés de liberté.

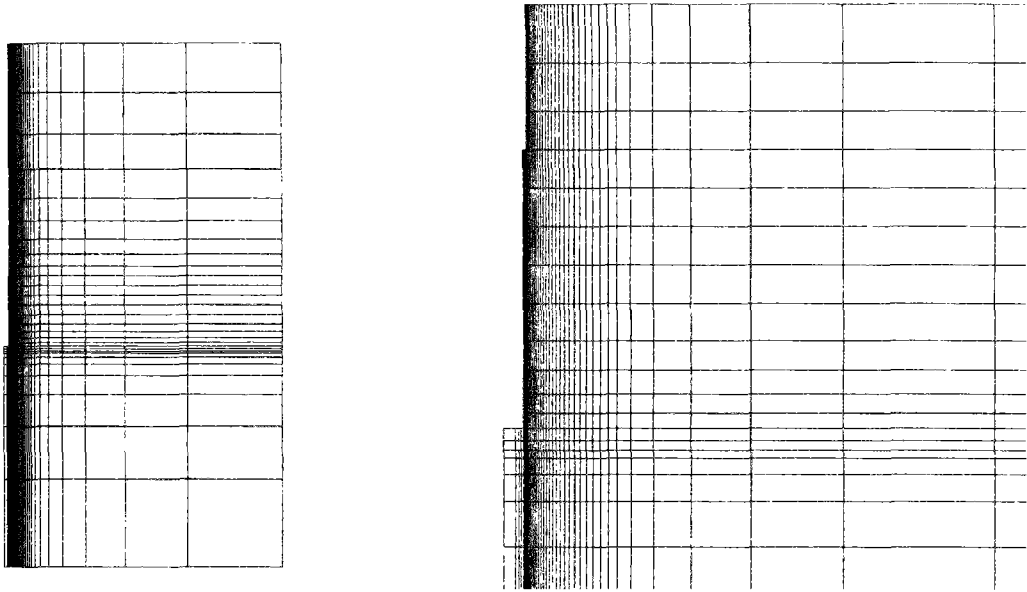


Figure 2: Maillage du calcul, seul les éléments du massif argileux sont représentés. Le décrochement en paroi du puits marque la transition entre le forage de diamètre 60cm entre 0 et 12m, et le forage de diamètre 50cm entre 12m et 16m.

3. Caractéristiques thermohydromécaniques des matériaux

Cinq matériaux distincts sont présents dans les essais : l'argile du massif, la boue de colmatage, la sonde, le polysol et le béton. On présente ici les caractéristiques des matériaux poreux (argile, boue), les caractéristiques des autres matériaux sont données en annexe.

L'argile

Les évolutions irréversibles de l'argile du massif sont modélisées par la poroplasticité avec écrouissage thermique, suivant un critère Cam clay. Ce modèle ainsi qu'un jeu de paramètres adaptés au comportement de l'argile de Boom est décrit dans le chapitre 4 (tableau 4 page 126).

Des calculs ont également été menés avec un modèle de Drucker Prager écrouissable qui est décrit en annexe 6 (page 269). On peut ainsi comparer les résultats de ces deux simulations avec les mesures in situ.

L'élasticité non linéaire du modèle Cam clay est prise en compte dans les calculs. Le module d'incompressibilité tangent drainé K_0^{tg} est proportionnel à la contrainte effective moyenne.

Le tableau 1 présente les modules poroélastiques tangents pour une contrainte effective $p'=1,5\text{MPa}$ (valeur avant excavation). On donne de plus les coefficients de perméabilité et de conductivité thermique qui sont connus avec une bonne précision.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques générales</i>			<i>Caractéristiques générales</i>		
Porosité (% volume)	ϕ	40 %	Indice des vides	e	0,67
<i>Caractéristiques mécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Module d'incompressibilité drainée	K_o	55,00 MPa	Module de Young drainé	E_o	157,00 MPa
Module de cisaillement	μ	77,00 MPa	Coeff. de Poisson drainé	ν_o	0,02
<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>			<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>		
Coefficient de Biot	b	1,000	Incompressibilité non drainée	K	5550 MPa
Module de Biot	M	5500,0 MPa	Module de Young non drainé	E	230 MPa
			Coeff. de Poisson non drainé	ν	0,493
			Coeff. de Skempton $\partial p/\partial \sigma$	B_s	0,990
Perméabilité apparente	k	4,00E-12 m/s	Perméabilité	k	1,00E-12 m ² /Pa/s
Viscosité du fluide	η	1,00E-02 Poise (g/cm/s)	Perméabilité intrinsèque	ζ	4,00E-19 m ² 4,00E-04 mDarcy
			Diffusivité hydraulique	D_H	6,11E-08 m ² /s
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Capacité calorifique volumique	C	2,85E+06 J/K/m ³	Coeff. $\partial m/\partial \theta$ isochore non drainé	α_m	4,60E-05 /K
Dilatation linéique drainée	α_o	1,00E-05 /K	Coeff. $\partial p/\partial \theta$ oedom. non drainé	Λ	0,0194 MPa /K
Dilatation linéique non drainée	α	4,54E-05 /K	Diffusivité thermique	D_T	5,96E-07 m ² /s
Conductivité thermique	κ	1,70 W/K/m			

Tableau 1 : Caractéristiques thermoporoélastique tangentes de l'argile pour une contrainte effective de 1,5MPa.

La boue de colmatage :

La boue de colmatage est faite avec de l'argile du site additionnée d'eau, de teneur en eau massique de 65%. Ce matériau a l'aspect d'un fluide épais.

Dans les calculs, son comportement est représenté par un modèle poroélastique linéaire ayant un faible module de cisaillement (20 MPa) et un module d'incompressibilité drainé comparable à celui de l'argile ($K_o = 60$ MPa). La valeur de la perméabilité est beaucoup plus forte que dans le massif ($k = 1 \cdot 10^{-08}$ m/s).

Les caractéristiques thermiques ont été estimées en fonction de la teneur en eau et des caractéristiques du massif. Une erreur sur ces valeurs a cependant peu de conséquences car cet annulaire de boue est de faible épaisseur.

Les valeurs des caractéristiques sont données en annexe 1. On y trouvera également les caractéristiques des autres matériaux.

VII.1.2. Analyse des résultats de calculs.

On commente les résultats obtenus avec le modèle plastique Cam clay pour l'argile. Une comparaison avec les résultats obtenus avec le modèle de Drucker-Prager est faite dans la dernière partie.

1. Coupe verticale après excavation

La figure 2 montre des coupes sur une portion restreinte du maillage, au voisinage de l'emplacement de la sonde.

L'allure de la déformée du maillage montre une convergence du massif vers la zone excavée. Le fond du puits se soulève de quelques millimètres, le déplacement sur la paroi latérale atteint 6 mm, soit une convergence du puits de 2,4%. Cette valeur est compatible avec l'hypothèse des petites déformations.

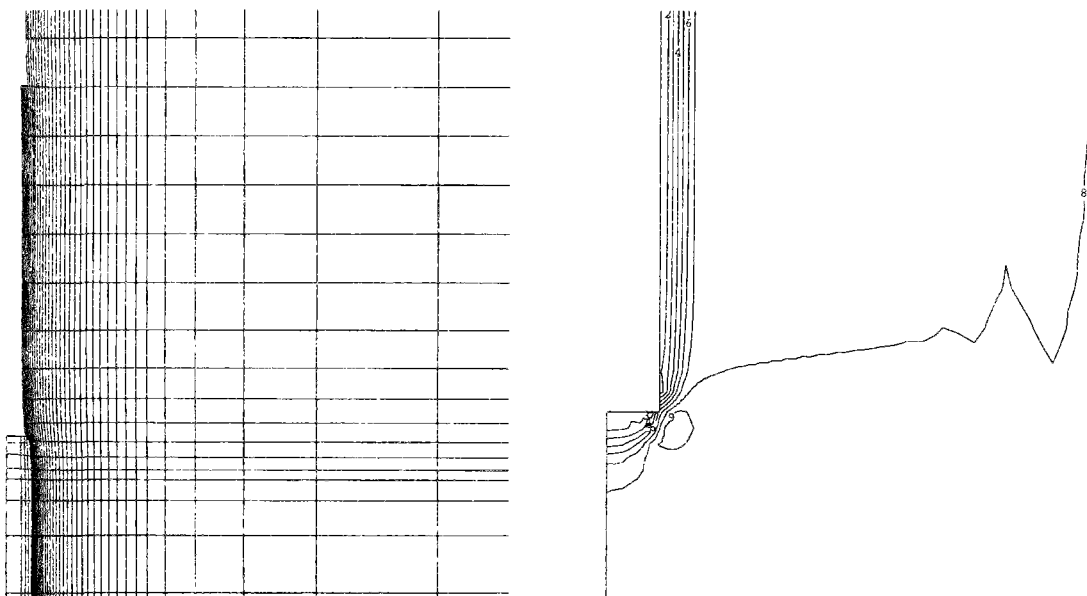


Figure 3 : A gauche, contour du puits avant et après excavation. Le déplacement latéral en paroi vaut 6mm. A droite, isovaleurs de pression interstitielle après excavation. (équidistance entre deux courbes : 0,2MPa, isovaleur n°8 = 1MPa).

L'allure des isovaleurs de pressions interstitielles indique une forte chute de pression à la paroi du puits, qui s'étend jusqu'à un rayon de 0,5 m dans le massif. Au delà de cette distance, la variation de pression est quasiment nulle.

Hormis la zone située vers le fond du puits, les isovaleurs et les déformées sont parallèles à la paroi du puits. Une simulation unidimensionnelle avec l'hypothèse des déformations planes donnerait certainement des résultats comparables dans la partie supérieure de l'excavation.

La zone de transition vers le fond du puits est de faible épaisseur : cette simulation montre que les résultats des essais lors de l'excavation sont donc peu influencés par la proximité du fond du puits.

2. Profils suivant une coupe horizontale

On examine les résultats suivant une coupe dans le plan horizontal au niveau du milieu de la sonde. Dans les essais, la plupart des capteurs sont placés à proximité de cette coupe.

Déformation plastique.

La zone plastique s'étend jusqu'à un rayon de 43cm, soit près de deux fois le rayon du puits. La déformation plastique radiale atteint 2,5% au bord du puits.

Sur toute la zone plastique, la trace de la déformation plastique est positive. Dans un modèle Cam clay, cela signifie que l'écroûssage est négatif.

Contraintes totales

Le profil de contrainte radiale varie entre zéro, valeur imposée au bord du puits, et -2,5 MPa, valeur initiale dans le massif que l'on retrouve loin de l'excavation. On note sur les profils des contraintes orthoradiales et axiales la rupture de pente à la transition entre la zone élastique et la zone plastique.

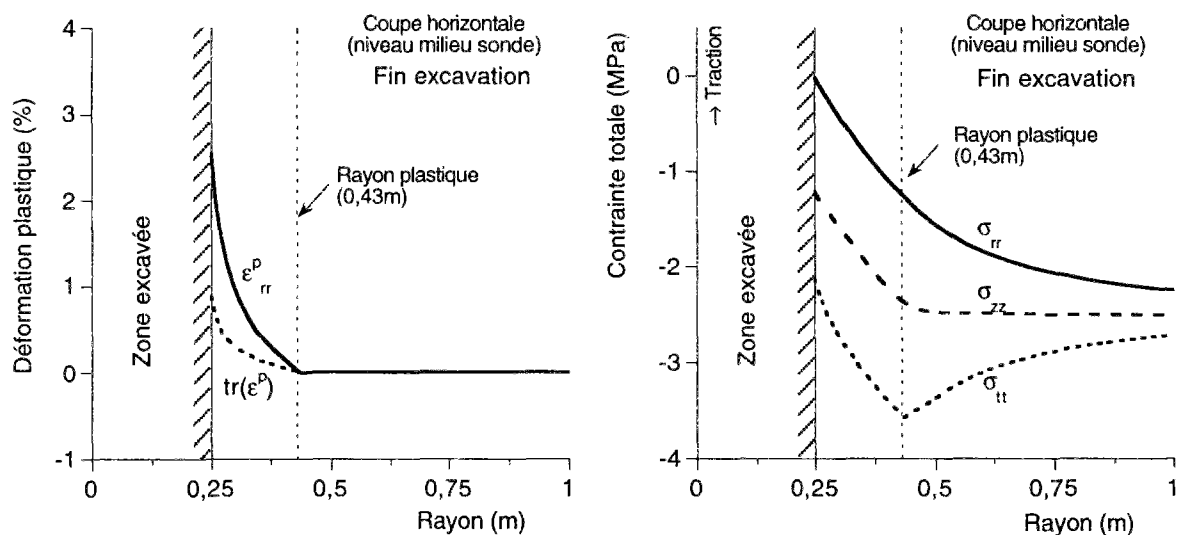


Figure 4: Profil sur une coupe horizontale en fin d'excavation. A gauche : déformations radiales plastiques, à droite : profil des contraintes. (argile avec modèle Cam clay).

Pression interstitielle.

La variation de pression interstitielle est importante dans la zone plastique, elle est nulle dans la zone élastique.

L'excavation étant accomplie rapidement, il n'y a pas de drainage hydraulique au sein du massif. La variation de pression interstitielle est égale et opposée à la variation de la contrainte moyenne. Ainsi la contrainte effective moyenne varie très peu au cours de l'excavation donc reste très faible dans tout le massif.

Le minimum de pression interstitielle est négatif. La réalité physique de cette valeur soulève quelques questions, car la pression de fluide ne peut pas être négative dans un milieu poreux saturé.

Une pression de fluide négative se rencontre en milieu non saturé. En condition de non saturation, la pression capillaire ou succion peut même atteindre des valeurs très élevées dans les milieux argileux dont la taille des pores est très petite. Mais le modèle de comportement choisi a été établi dans l'hypothèse d'une saturation complète, il faudrait bâtir un autre modèle pour travailler en condition non saturée.

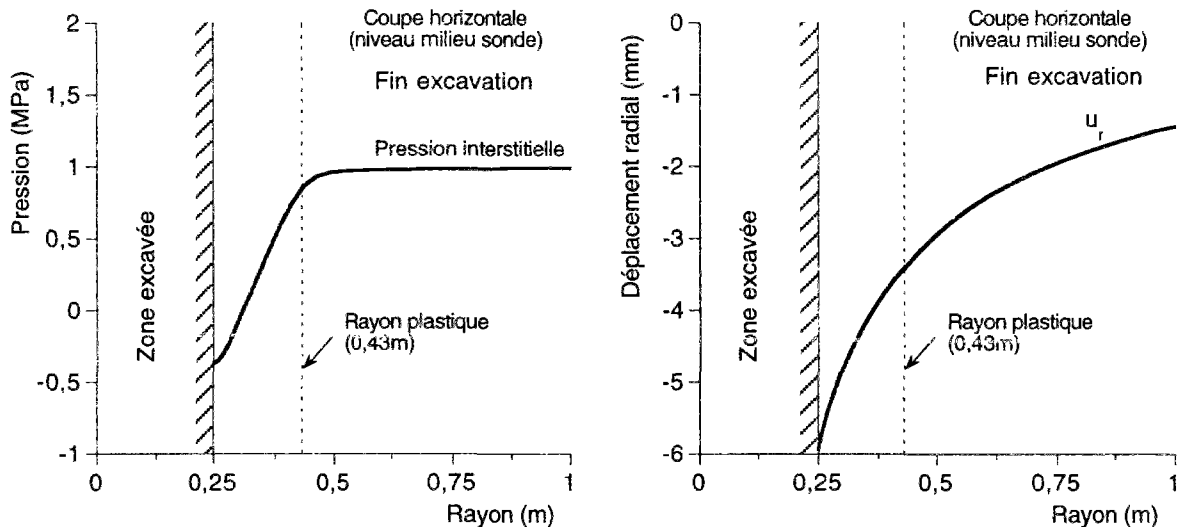


Figure 5: Profil sur une coupe horizontale en fin d'excavation. A gauche : pression interstitielle, à droite : déplacement radial (modèle Cam clay).

Dans les essais, la limite inférieure de mesure de pression est atteinte lors de l'excavation et les pressions ne réaugmentent qu'après plusieurs mois. Une désaturation du massif est une hypothèse tout à fait crédible.

Dans ces calculs, la région comportant des pressions d'eau négatives est cependant peu étendue. Dans la suite, ces "sous pressions" disparaissent en quelques jours. Ces calculs ne sont donc pas fondamentalement remis en cause du fait de ces pressions d'eau négatives.

3. Les évolutions différées après rebouchage du puits

La phase de reconsolidation s'étend sur quelques mois, ce qui permet un retour à l'équilibre hydraulique.

Pression interstitielle.

La remontée des pressions est initialement très rapide. En quelques jours les pressions interstitielles sont partout positives. Après 100 jours, les pressions ont quasiment retrouvé leur niveau d'origine de 1MPa.

La pression d'eau dans la boue est égale à la pression au bord du massif.

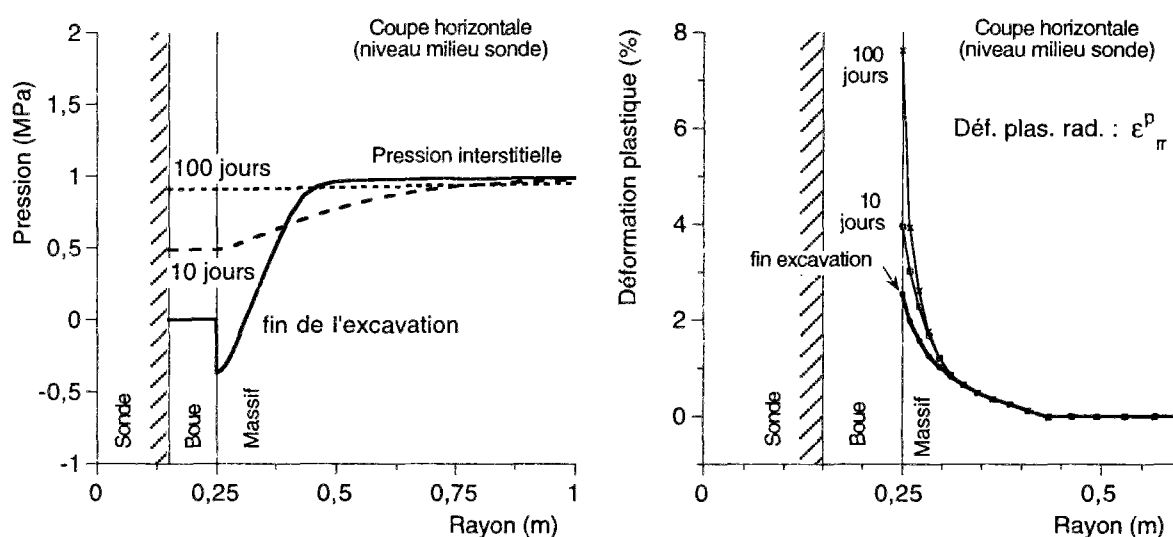


Figure 6: Profil de pression pendant la reconsolidation. Profil de contrainte en fin de reconsolidation (100 jours).

Déformation plastique.

Sous l'effet des variations de pression les déformations plastiques augmentent. Cette plastification est cependant concentrée à la paroi du puits et l'étendue de la zone plastique ne change pas. Seul un tiers de la zone plastique initiale est concernée par une évolution plastique, le reste du massif a une réponse élastique.

Après 100 jours, la déformation plastique radiale atteint 7,6% en paroi du puits. Elle est nettement plus faible quelques centimètres plus loin.

Contraintes totales.

Après le rebouchage du puits, la compression dans le sens radial augmente, et l'écart entre les contraintes majeures et mineures se réduit. Après 100 jours, la compression radiale sur la sonde vaut environ 0,75MPa, soit seulement 30% de la valeur initiale de la contrainte in situ (2,5MPa).

Dans la boue, l'état de contrainte est proche d'un état de compression isotrope, ce qui est satisfaisant puisque l'on cherche à modéliser un matériau d'aspect fluide.

Déplacements.

Du fait des conditions aux limites, les déplacements sont nuls sur la sonde et loin du puits. Leurs valeurs sont par conséquent très faibles dans tout le massif. Les déplacements radiaux valent environ un millimètre à un rayon de 0,5m.

Un examen attentif des profils à 20 jours et à 100 jours montre que les déplacements sont liés à un écoulement hydraulique. En effet, les déplacements radiaux se produisent d'abord en paroi du puits puis ils affectent peu à peu une région de plus en plus importante autour du puits. La venue d'eau vers le puits entraîne une légère dilatation de la zone plastique.

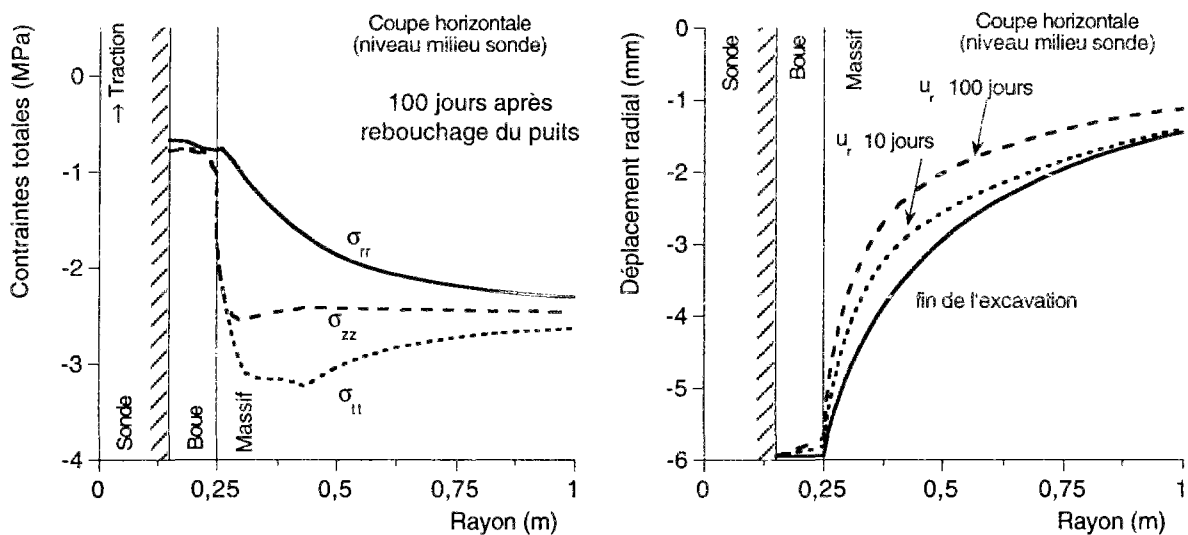


Figure 7: A gauche : Profil de contraintes totales après reconsolidation (100 jours). A droite : profils de déplacement radial.

4. Trajets de chargement.

Les trajets de chargement sont représentés dans un plan (p' , q) ayant pour abscisse la pression effective ($p' = -1/3 \text{ tr}(\sigma')$) et pour ordonnée une norme du déviateur des contraintes (q

$= \sqrt{(3J_2(\sigma))}$. Ce trajet est tracé à la paroi du puits et en deux points dans le massif ($r=0,25m$; $r=0,30m$; $r=0,56m$).

Dans son état initial, l'argile du massif est fortement surconsolidée. La contrainte effective moyenne vaut 1,5MPa, soit un taux de surconsolidation supérieur à 3. Dans ces conditions, le chargement plastique se fait dans une région de l'espace des contraintes où ce modèle Cam clay donne lieu à des écrouissages négatifs.

Au cours de l'excavation, le déviateur des contraintes croît et les points les plus proches de la paroi du puits plastifient. Le point de rebroussement sur le trajet des contraintes marque l'endroit où le critère est atteint (figure 8).

Lorsque le puits est rebouché, le "moteur" des évolutions provient de la remontée des pressions interstitielles dans les zones plastiques. La contrainte moyenne totale évolue peu au cours de cette phase et par conséquent la pression effective p' diminue.

Dans le plan (p',q) le chargement des points en zone plastique se fait en direction d'une traction. L'allure du trajet de chargement épouse le contour du critère.

En revanche, dans les zones élastiques on relève simplement une diminution du déviateur des contraintes au cours des évolutions différées. Les variations de pression effectives sont faibles car la pression interstitielle et la contrainte effective moyenne ne changent pas.

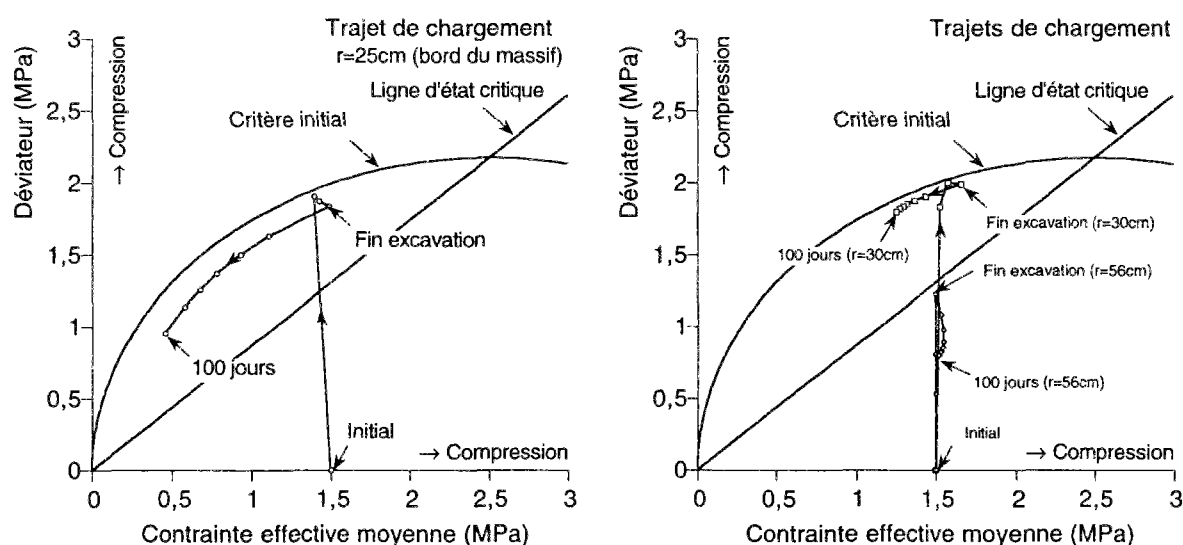


Figure 8: Trajet de chargement en $r = 25$ cm, Trajet de chargement en $r = 56$ cm

Cet examen des trajets de chargements est très utile pour nous guider dans le choix des essais de laboratoire. Pour ces calculs, le modèle de comportement devra être ajusté au mieux en fonction de résultats d'essais dont le trajet de chargement est proche de celui présenté ici.

Les essais à privilégier sont donc des essais non drainés, effectués dans des conditions de confinement telles que la pression effective initiale soit de l'ordre de 1,5MPa.

5. Comparaison avec le modèle Drucker Prager

Compte tenu de ce qui précède, Une simulation de l'excavation faite avec le modèle Drucker Prager est donc tout à fait indiquée. Le modèle de Drucker Prager a été introduit en annexe 6 pour s'approcher au mieux des résultats d'essais triaxiaux effectués sous faible confinement.

Les résultats des essais présentent également une phase de radoucissement dont on n'a pas tenu compte ici.

Zone plastique après excavation.

La principale différence par rapport à la simulation précédente concerne l'étendue de la zone plastique. Avec le modèle Drucker Prager, le rayon plastique atteint 1,60m alors que l'on avait un rayon de 0,43m précédemment.

Mais cette zone plastique comporte en fait deux régions distinctes : la région la plus éloignée est en phase élastoplastique avec écrouissage positif, alors dans la région proche du puits jusqu'à un rayon de 0,50m la phase d'écrouissage est terminée (la réponse est de type plastique parfait). On note en particulier sur le profil de contrainte orthoradiale un point anguleux qui marque la limite entre ces deux régions plastiques.

Finalement, malgré une forte différence concernant le rayon plastique, le profil des contraintes après excavation ressemble à celui calculé précédemment.

Pression interstitielle

On distingue sur le profil de pression en fin d'excavation (figure 10) deux segments correspondants aux deux zones plastiques. La pression interstitielle n'a pas varié dans la région élastique.

Le retour à l'équilibre hydraulique est plus long que précédemment, car la pression a chuté dans une région plus étendue. La longueur de drainage a la dimension de la zone plastique, et le temps caractéristique de retour à l'équilibre hydraulique est ainsi proportionnel au carré de ce terme.

Ainsi, le choix du modèle poroplastique a une influence notable sur le champ de pression interstitielle et sur les évolutions différées.

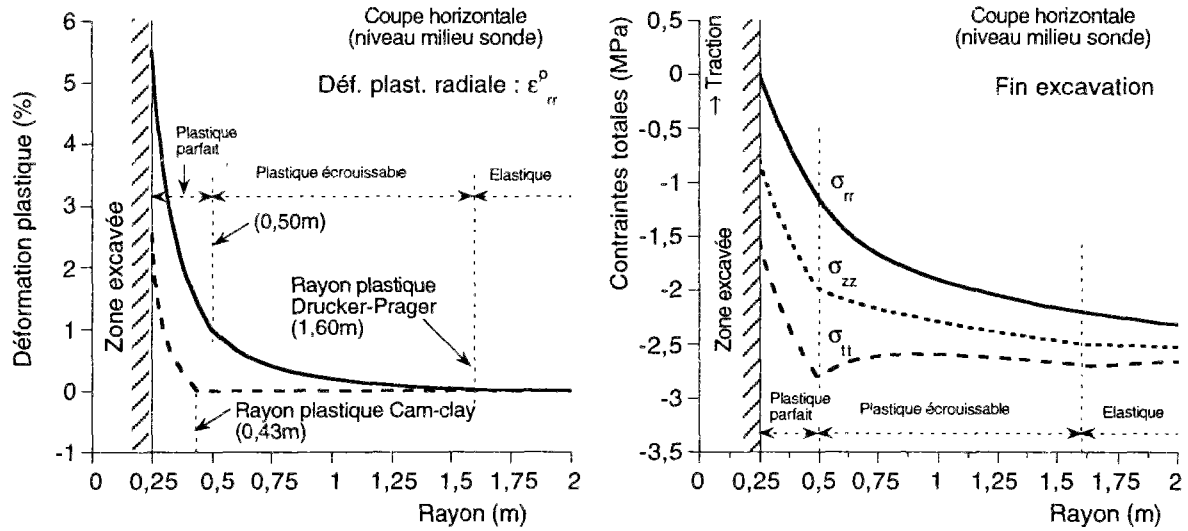


Figure 9 : Résultats obtenus avec le modèle Drucker Prager. A gauche, déformation plastique après excavation, à droite, profil des contraintes après excavation.

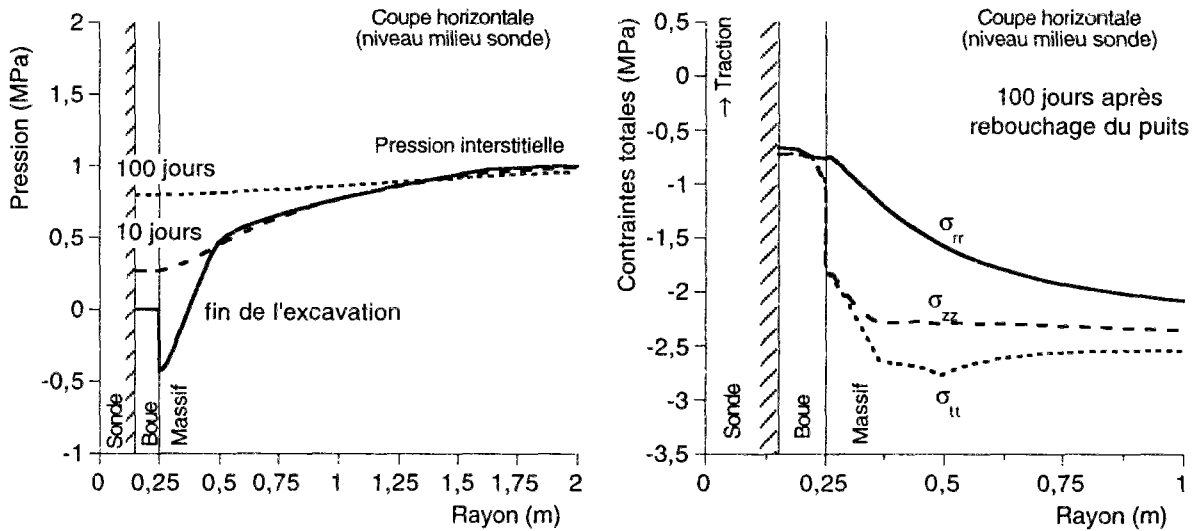


Figure 10 : Résultats obtenus avec le modèle Drucker Prager. A gauche : évolution du profil de pression, à droite : profil des contraintes après 100 jours.

Trajets de chargement

Les trajets de chargement des deux simulations présentent les mêmes caractéristiques.

- le trajet est "non drainée" lors de l'excavation,
- lors de la réponse différée, la tendance générale est une diminution (en valeur absolue) de la contrainte effective moyenne.

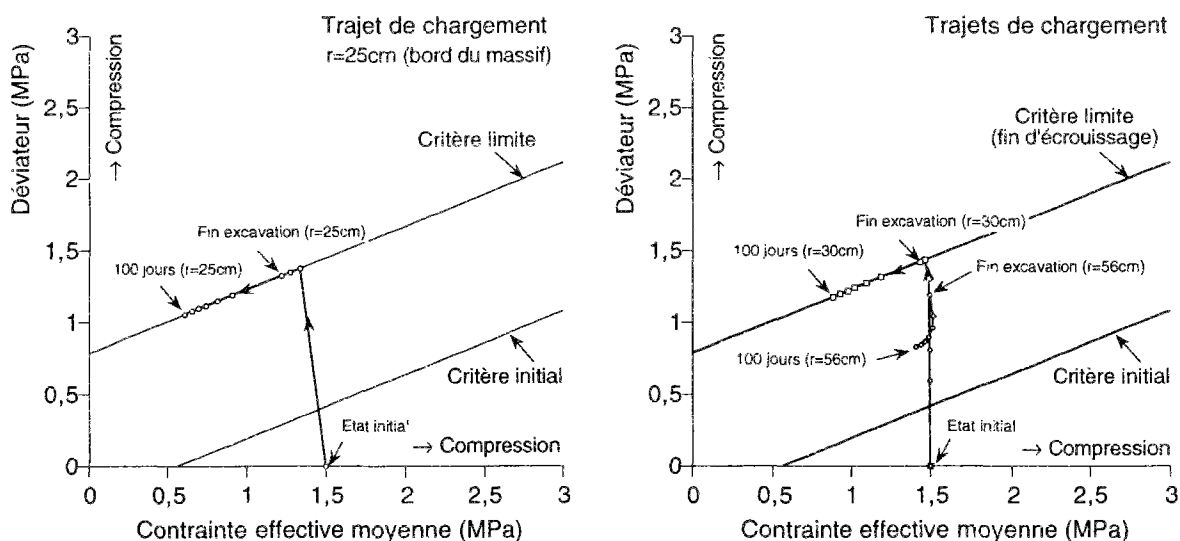


Figure 11 : Trajet de chargement pour le calcul avec le modèle Drucker Prager.

Récapitulatif.

Le tableau 2 présente un récapitulatif chiffré de quelques résultats obtenus avec les deux modèles. Mis à part la taille de la région plastique, les différences entre ces deux modèles portent surtout sur l'ampleur de la déformation lors de l'excavation du puits.

	Modèle 1 Cam clay	Modèle 2 Drucker Prager
Rayon plastique	0,43 m	1,60 m
Déplacement permanent (bord du puits)	6 mm	14 mm
Déformation plastique radiale (excavation) au bord du puits. (100j reconsolidation)	2,5%	5,5%
	7,6%	6,3%
Contrainte radiale sur sonde en fin de reconsolidation	-0,76 MPa	-0,75 MPa
Pression d'eau dans la boue en fin de reconsolidation	0,90 MPa	0,80 MPa

Tableau 2: Comparaison de quelques résultats des deux simulations.

Les déformations plastiques après les évolutions différées sont modélisées, et la contrainte radiale sur la sonde en fin de chargement est la même dans les deux simulations.

VII.1.3. Comparaison avec les essais in situ

Les résultats obtenus avec les deux modèles poroplastiques (Cam clay et Drucker Prager) sont à présent comparés aux mesures in situ.

1. Comparaison des évolutions de la pression interstitielle

Les évolutions des pressions sont mesurées en deux endroits : sur la sonde et dans le massif, dans un forage approprié. Les mesures obtenues dans les deux essais sont superposées sur le même graphique et comparées aux résultats des simulations.

Les calculs rendent compte de tendances des évolutions de pression in situ, à savoir une chute de pression lors de l'excavation suivie d'une remontée des pressions qui s'étend sur quelques mois.

Les principales critiques sont les suivantes :

a) la stagnation des mesures de pression in situ ne se retrouve pas dans les simulations.

Cette stagnation des pressions in situ peut provenir :

- soit d'une fissuration du massif dans la zone proche de la paroi du puits,
- soit d'un défaut d'étanchéité du forage lors du rebouchage du puits.

b) la chute de pression consécutive à l'excavation est sous-estimée.

Le modèle 2 (Drucker Prager) qui tient compte de la phase d'écroutissage des essais de laboratoire, donne également de meilleurs résultats dans cette simulation, ce qui est encourageant.

c) la vitesse de remontée des pressions dans le massif est plus lente que celle mesurée.

La valeur de la perméabilité n'est pas nécessairement en cause. En effet, la vitesse d'écoulement est proportionnelle au gradient de pression. Après excavation, ce gradient est plus faible dans les simulations que dans les essais in situ, donc les vitesses de remontée de pression sont également plus faibles.

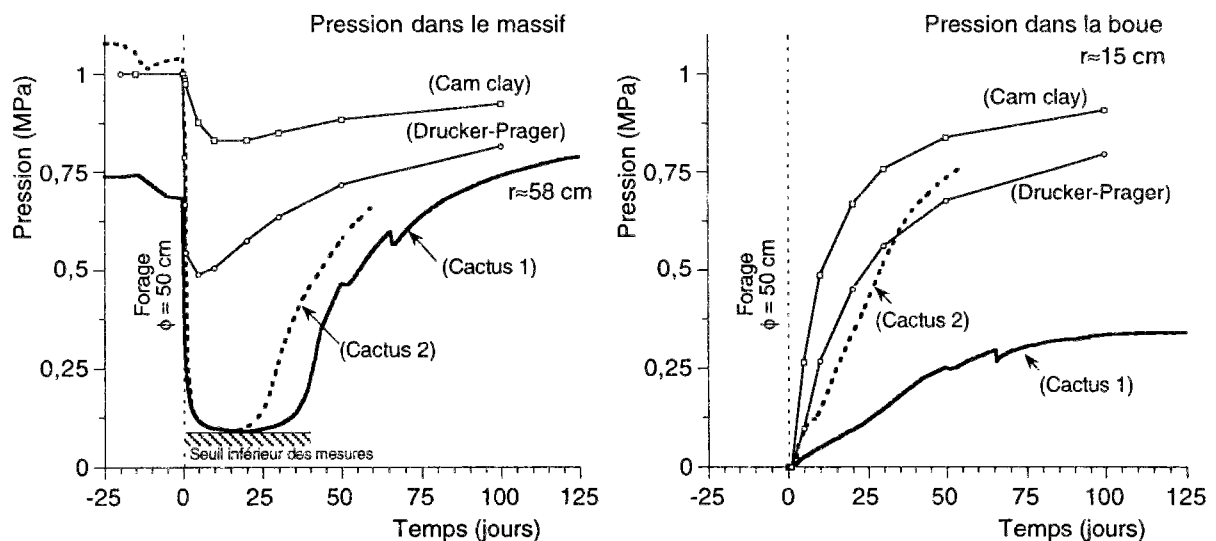


Figure 12 : Comparaison des évolutions des pressions interstitielles.

2. Comparaison des évolutions des contraintes.

Rappelons que la contrainte in situ est certainement sous-évaluée par le procédé de mesure, l'état de compression réel est plus important que celui mesuré. Pour faciliter cette comparaison, les courbes d'évolution de contraintes sont translattées à une même valeur initiale sur la figure 13.

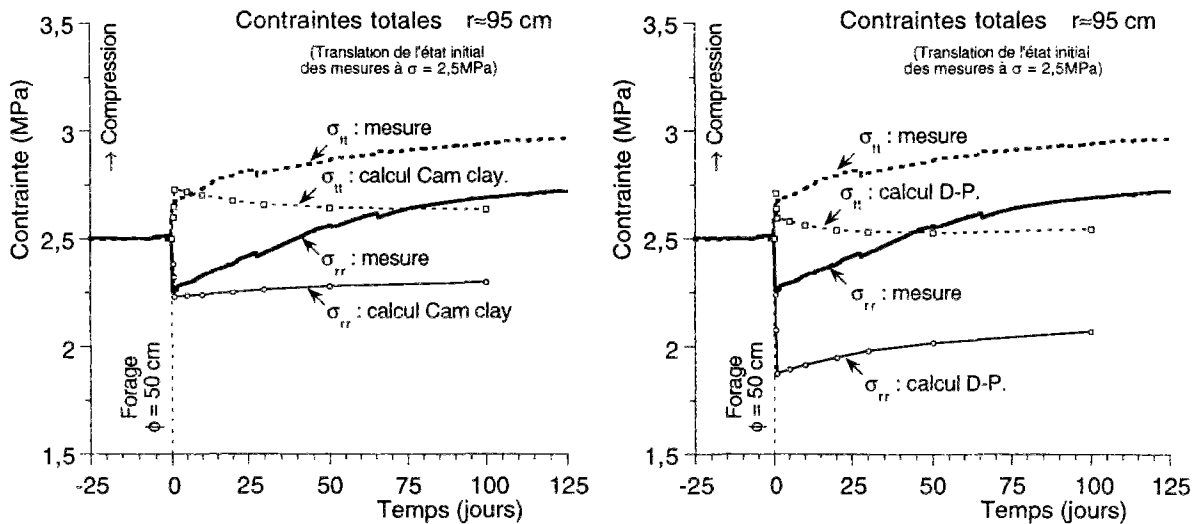


Figure 13 : Comparaison des évolutions des contraintes. Les évolutions des contraintes radiales et orthoradiales sont translattées à la même origine pour les calculs et les essais in situ.

La variation de contrainte instantanée au cours de l'excavation est bien reproduite par le modèle Cam clay.

En ce qui concerne les évolutions différées, les simulations présentent des défauts importants :

- le sens de variation des contraintes orthoradiales est inexact.
- les vitesses des évolutions sont lentes par rapport aux résultats d'essai.

Une analyse des résultats en fonction de la contrainte moyenne et du déviateur, montre que ces modélisations poroplastiques se trompent sur l'évolution de la contrainte moyenne. Les mesures montrent une augmentation très nette de l'état de compression moyen du massif alors que rien de tel n'apparaît dans les résultats des calculs.

En revanche, on trouve un bon accord entre essais et calculs en ce qui concerne l'évolution du déviateur, (défini ici par la différence entre la contrainte orthoradiale et la contrainte radiale).

Ainsi, les évolutions prédites par les calculs sont cohérentes avec les mesures pour la partie déviatorique, tandis que l'évolution des contraintes moyennes diffère fortement.

L'évolution relevée in situ ne peut être simulée avec ces modèles poroplastiques. Cet écart entre essais et calculs provient certainement d'un phénomène qui n'est pas pris en compte dans ces modèles. On peut suggérer, entre autres, les faits suivants :

- la viscosité intrinsèque de l'argile accélère la reconsolidation du massif,
- un gonflement de l'argile du massif est activé par la mise en place de la boue de colmatage, dont la composition chimique est différente de celle du massif.

Il peut également s'agir d'une erreur de mesure. Cependant, il faut alors expliquer pourquoi tous les capteurs dans deux essais distincts ont enregistré une compression.

VII.1.4. Bilan de l'étude de la phase isotherme.

Dans cette étude, on a pris le parti de ne considérer que des modèles de comportements usuels afin d'examiner leur adéquation à nos problèmes. Il n'y a pas à notre avis de préférence à donner à telle ou telle approche. On remarquera toutefois que l'utilisation d'un modèle de type Cam clay dans un domaine de pression effective faible n'est pas recommandée, les paramètres de ces modèles étant généralement "calés" sur des essais de laboratoire dans lesquels le taux de surconsolidation est voisin de 1.

Les effets de l'excavation sont plus marqués avec le modèle 2 (Drucker Prager) qu'ils ne le sont avec le modèle 1 (Cam clay). Ceci s'explique surtout par la différence entre les seuils plastiques en terme de déviateur pour une contrainte effective correspondant aux conditions in situ. La forme particulière de chacun de ces critères n'intervient que dans une moindre mesure sur les résultats des calculs.

Les modélisations poroplastiques expliquent en grande partie les phénomènes observés lors des essais. On retrouve en particulier:

Pour l'excavation :

- Une chute des pressions près du puits.
- Les variations des contraintes.

Pour l'évolution différée :

- La cinétique de remontée des pressions.
- Une faible baisse du déviateur des contraintes.

En revanche, les deux modélisations poroplastiques comportent quelques insuffisances. Ainsi, la perturbation hydraulique est nettement plus forte dans les mesures in situ que dans les résultats de calculs. D'autre part, l'on assiste à une augmentation de la contrainte moyenne après rebouchage du puits, alors que rien de tel n'apparaît dans les calculs. De tels phénomènes témoignent d'un comportement complexe du massif lors de l'excavation.

Les modélisations poroplastiques forment une base solide pour étudier les perturbations dues au forage. La prise en compte d'autres phénomènes tels que viscosité et gonflement permettrait de corriger certaines insuffisances. Une éventuelle augmentation de la perméabilité (voire une fissuration) mérite également d'être étudiée car ses conséquences éventuelles sur l'efficacité de la barrière géologique sont importantes.

VII.2. Modélisation de la phase de chauffage.

Cette simulation de la phase de chauffage est essentiellement un problème thermoporoélastique. En effet, on montre en première partie que les propriétés plastiques de l'argile ont très peu d'influence sur les résultats dans les phases thermiques. En particulier, l'écrouissage thermique a une influence très faible dans cette simulation de la phase de chauffage.

L'effort de modélisation porte avant tout sur le choix des paramètres thermoélastiques.

VII.2.1. Résultats thermoporooplastiques.

Une simulation de la phase de chauffage a été entreprise avec un calcul plastique avec un écrouissage thermique de l'argile du massif (modèle Cam clay).

Ce calcul débute par une reprise de l'état hydromécanique obtenu 100 jours après l'excavation du puits. Un flux thermique constant est imposé en paroi de la sonde sur une longueur de 2m, la puissance thermique totale est de 1100Watts.

En premier lieu, on vérifie que la température calculée est réaliste par rapport à ce qui est mesuré dans les essais (figure 14). Cela ne pose pas de problèmes :

- sur la sonde, l'élévation de température est identique à celle mesurée dans l'essai CACTUS 1,
- dans le massif, les élévations de température sont proches des valeurs mesurées.

Dans ces conditions, le champ de température calculé est représentatif de ce qui se passe in situ.

On se borne dans cette partie à une rapide critique des résultats de cette simulation thermoporooplastique.

Rôle négligeable de la plasticité.

Les déformations plastiques sont faibles malgré un écrouissage thermique qui réduit la taille du domaine d'élasticité au cours du chauffage.

La figure 15 montre l'évolution du profil de déformation plastique radiale :

- seul le voisinage immédiat du puits a une réponse plastique,
- la déformation plastique radiale est partout inférieure à 2%,
- il n'y a plus d'évolution plastique après 20 jours de chauffage.

Ainsi, les grandeurs calculées dans cette simulation dépendent essentiellement du comportement élastique de l'argile.

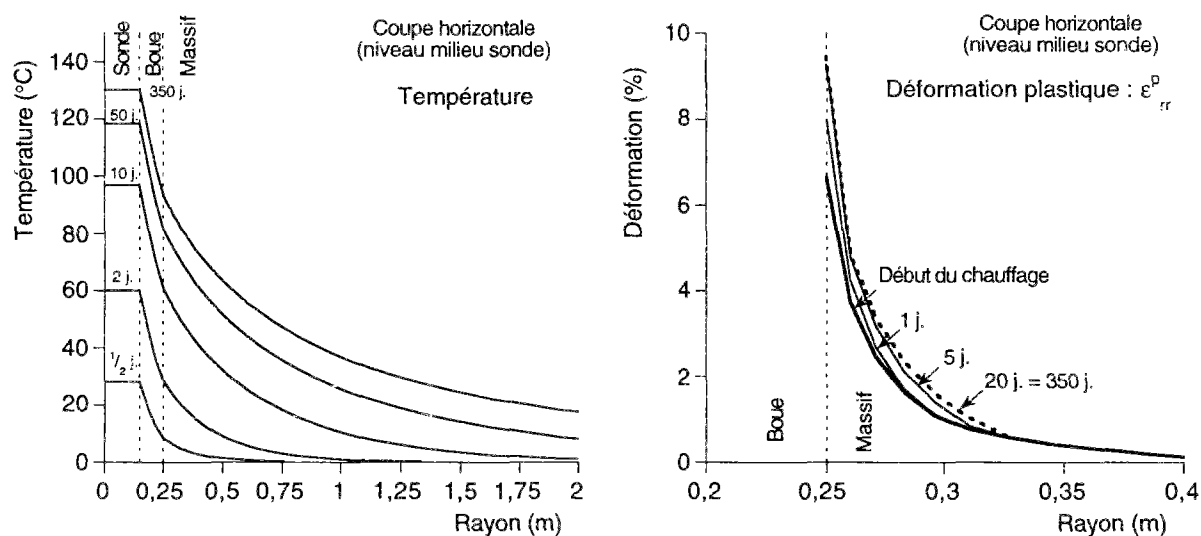


Figure 14 : Profils de température et de déformation plastique suivant une coupe horizontale.

Comparaison avec les mesures in situ

En dépit de l'absence de poroplasticité dans ces calculs, on relève de nombreuses similitudes entre calculs et essais.

Ainsi, toutes les tendances de l'évolution thermohydromécanique observée in situ sont présentes dans les calculs :

- le transitoire thermique est correctement reproduit, (figure 15)
- l'évolution de la pression interstitielle présente les mêmes phases caractéristiques dans les essais et dans les calculs (croissance rapide et lente décroissance), (figure 15)
- les contraintes évoluent de la même façon au cours des différentes phases thermiques. (figure 16)

Cependant, les variations de pression et de contraintes sont nettement plus petites que celles mesurées. Cette simulation doit donc être améliorée car elle sous-estime l'ampleur des phénomènes hydrauliques et mécaniques.

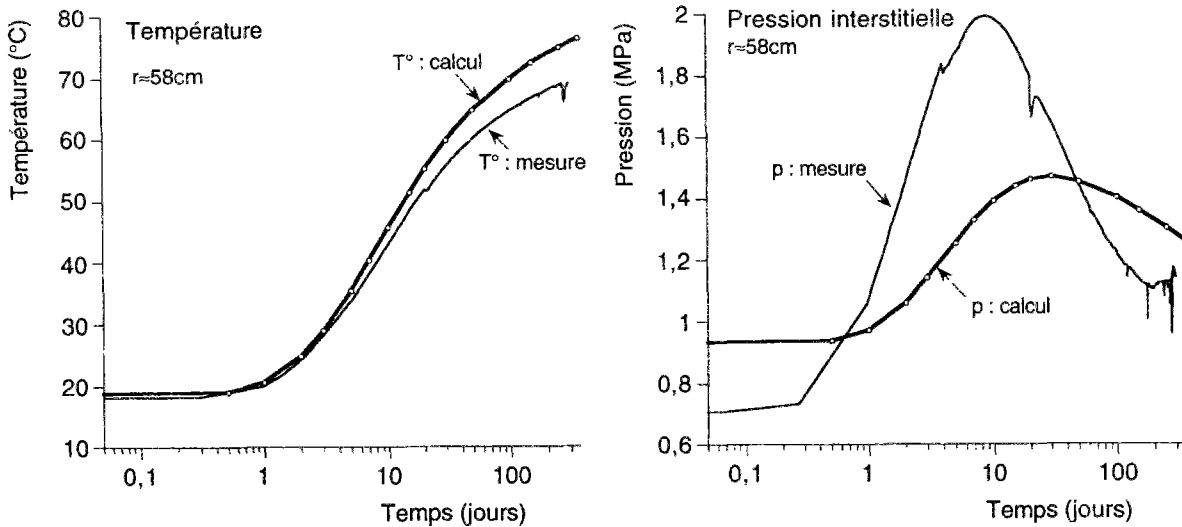


Figure 15 : Comparaison entre essai et calculs. A gauche : température dans le forage piézométrique (58cm) . A droite : pression interstitielle dans le même forage (CACTUS 1, 2^{ème} chauffage).

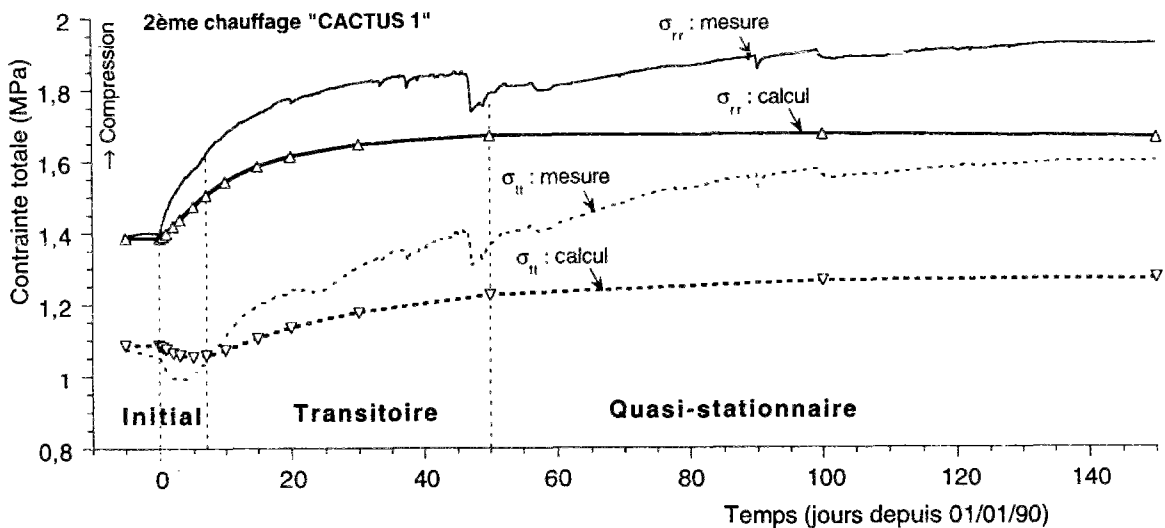


Figure 16 : Contraintes totales dans le forage S1SMB, $r=150\text{cm}$ (CACTUS 1, 2^{ème} chauffage). Pour faciliter la comparaison, les valeurs calculées sont translatées à la même origine que les mesures.

Faut-il changer de modèle poroplastique ?

Non. Il est inutile de tenter d'autres simulations plastiques de la phase thermique de ces essais. En effet, un modèle plastique plus "contraignant", c'est-à-dire conduisant à davantage de déformations plastiques, diminue la rigidité de la structure. Les variations de pression et de contraintes sont alors plus faibles que celles obtenues par une simulation élastique menée avec les mêmes paramètres élastiques.

L'origine du désaccord quant à l'ampleur de la réponse calculée ne provient donc pas d'une mauvaise caractérisation du comportement plastique ou de l'écroutissement thermique, mais il est dû à une mauvaise caractérisation des paramètres poroélastiques.

Ainsi, ce premier calcul nous guide pour poursuivre la modélisation des essais :

- l'accord entre calculs et mesures concernant le sens de variation des paramètres est encourageant. Une simulation thermoporoélastique paraît pertinente.
- pour se rapprocher des résultats de mesures in situ, il faut agir sur les paramètres thermoélastiques de la loi de comportement ainsi que sur la perméabilité.

L'analyse des résultats d'essais fournit d'autres arguments en faveur d'une simulation linéaire. Il a notamment été remarqué que les évolutions lors du chauffage et lors du refroidissement sont symétriques.

On délaisse donc les modèles poroplastiques (avec ou sans écroutissement thermique) pour se tourner vers une simulation du chauffage avec un modèle de comportement thermoporoélastique linéaire.

Pourquoi les effets de l'écroutissement thermique sont insignifiants dans ces essais ?

Manifestement, l'écroutissement thermique a une influence négligeable dans ces essais. Ce résultat ne doit pas surprendre si l'on considère :

- l'état initial du massif
- la géométrie des essais
- la taille du volume chauffé.

En effet :

- A) L'écroutissement thermique a peu d'effet lorsque le matériau est fortement surconsolidé, ce qui est le cas de l'argile de Boom dans ces essais,
- B) Les déplacements et déformations sont faibles puisque le puits est rebouché. On a vu dans le chapitre précédent l'importance des conditions aux limites dans ces calculs de structures.
- C) L'élévation de température n'est sensible que dans un volume réduit au voisinage de la sonde. A 0,50m de distance de la sonde, l'élévation de température ne dépasse pas 50°C. A l'échelle du massif, ce chargement thermique est finalement peu important.

VII.2.2. Analyse thermoporoélastique de la phase de chauffage.

1. Description de l'étude

Par rapport aux calculs précédents, on ajoute les simplifications suivantes :

- toutes les quantités calculées sont des variations par rapport à un état initial que l'on suppose être un état d'équilibre mécanique hydraulique et thermique,
- le plan horizontal médian est un plan de symétrie du problème.

A l'instant $t=0$, une puissance de 1080 Watts est imposée à l'emplacement de la résistance chauffante de la sonde. Cette puissance a été légèrement réduite par rapport au calcul précédent afin de s'approcher au mieux des résultats in situ.

Compte tenu de la symétrie invoquée plus haut, le maillage se limite à la moitié supérieure de la sonde et du massif.

2. Loi thermoporoélastique linéaire pour l'argile.

Les valeurs des modules élastiques de l'argile sont plus fortes que précédemment. Le module d'Young est multiplié par quatre.

Il peut paraître étonnant de modifier ainsi les caractéristiques élastiques alors qu'a priori, leurs valeurs sont mesurées une fois pour toutes pour un matériau donné. Cette approche se justifie pourtant si l'on se réfère aux courbes de déchargement des essais déviatoriques présentés dans le chapitre 4.

Les modules élastiques moyens sont calculés suivant la pente de la droite joignant les extrémités de la boucle d'hystérésis lors du cycle déchargement et rechargement. Mais la partie initiale du déchargement a une pente nettement plus élevée. Les modules tangents mesurés pour des très faibles déformations sont nettement plus grands que les modules moyens. (figure 17 à gauche).

Plusieurs observations ont montré que dans la phase initiale d'un essai triaxial, le module d'Young tangent des argiles est très raide lorsque les déformations sont faibles, et que ce module diminue rapidement lorsque les déformations atteignent quelques pourcents. Une étude de ce type a été publiée récemment sur de l'argile de Boom (Mair et al. 1992). Ces essais sont effectués avec une mesure locale de la déformation axiale. Dans cette étude, le module d'Young tangent vaut environ 600 à 1000 MPa (pour une pression effective de 2MPa) lorsque la déformation est inférieure à 0,1%. (figure 17, à droite)

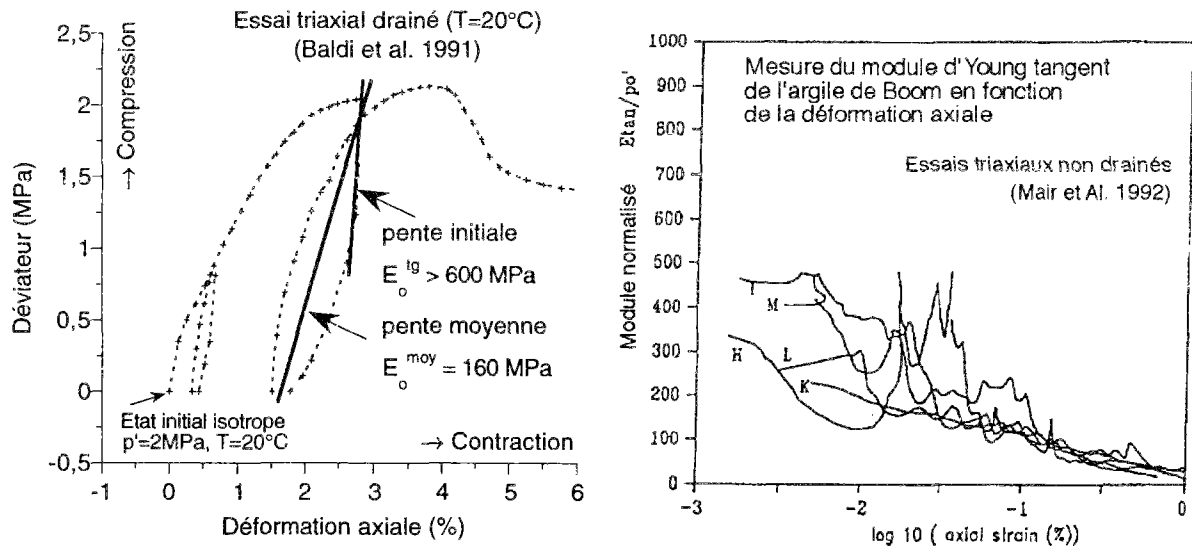


Figure 17 : Détermination des modules élastiques. A gauche : interprétations des résultats d'essais de laboratoire en fonction des modules tangents ou moyen. A droite : résultats d'une étude faite avec une mesure locale de déformation (confinement p'_o compris entre 2 et 2,5 MPa)

Compte tenu de ces résultats, les caractéristiques en tableau 3 sont réalistes pour de l'argile de Boom soumise à de très faibles déformations.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques générales</i>			<i>Caractéristiques générales</i>		
Porosité (% volume)	ϕ 38	%	Indice des vides	e 0,61	
<i>Caractéristiques mécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Module d'incompressibilité drainé	K_o 500,00	MPa	Module de Young drainé	E_o 643,00	MPa
Module de cisaillement	μ 250,00	MPa	Coeff. de Poisson drainé	ν_o 0,286	
<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>			<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>		
Coefficient de Biot	b 1,000		Incompressibilité non drainé	K 8030,0	MPa
Module de Biot	M 7530,0	MPa	Module de Young non drainé	E 742,00	MPa
			Coeff. de Poisson non drainé	ν 0,485	
			Coeff. de Skempton $\partial p/\partial \sigma$	B_s 0,938	
Perméabilité apparente	k 3,00E-12	m/s	Perméabilité	k 3,00E-16	m ² /Pa.s
Poids volum. du fluide	ρ^{flg} 1,00E04	N/m ³	Viscosité du fluide	η 1,00E-03	Pa.s
Viscosité du fluide	η 1,00E-02	Poise (g/cm/s)	Perméabilité intrinsèque	ζ 3,00E-19	m ² 3,00E-04 mDarcy
			Diffusivité hydraulique	D_H 2,25E-07	m ² /s
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Capacité calorifique volumique	C 2,85E+06	J/K/m ³	Coeff. $\partial m/\partial \theta$ isochore non drainé	α_m 4,42E-05	/K
Dilatation linéique drainée	α_o 0,80E-05	/K	Coeff. $\partial p/\partial \theta$ oedom. non drainé	Λ 89000	Pa /K
Dilatation linéique non drainée	α 4,19E-05	/K	Diffusivité thermique	D_T 5,96E-07	m ² /s
Conductivité thermique	κ 1,70	W/K/m			

Tableau 3 : Caractéristiques de l'argile pour les calculs thermoporoélastiques des essais CACTUS.

Deux paramètres permettent de juger de l'importance des couplages entre thermique et hydraulique :

- le coefficient de couplage décrit au chapitre 5 : $\Lambda = 0,089 \text{MPa}/^\circ\text{C}$
- le rapport entre diffusivité hydraulique et diffusivité thermique : $D_H/D_T = 0,38$

En suivant l'analyse du chapitre 5, la surpression interstitielle est au maximum égale à 0,89 MPa pour une élévation de température de 10 °C.

Les résultats d'essais à 0,58m de la sonde permettent de calculer le rapport entre les variations expérimentales de pression et de température dans le massif. En se basant sur une vingtaine de mesures faites le 4^e jour de chauffage, on obtient une valeur de 0,08 MPa par degré qui est donc très proche du coefficient Λ choisi dans cette étude.

3. Analyse du champ thermique.

L'écart entre les températures calculées et les mesures ne dépasse pas quelques degrés, soit par excès soit par défaut (figure 18). Cet écart résulte certainement d'une légère imprécision sur la localisation des capteurs, une erreur de positionnement de quelques centimètres pouvant se traduire par plusieurs degrés d'écart.

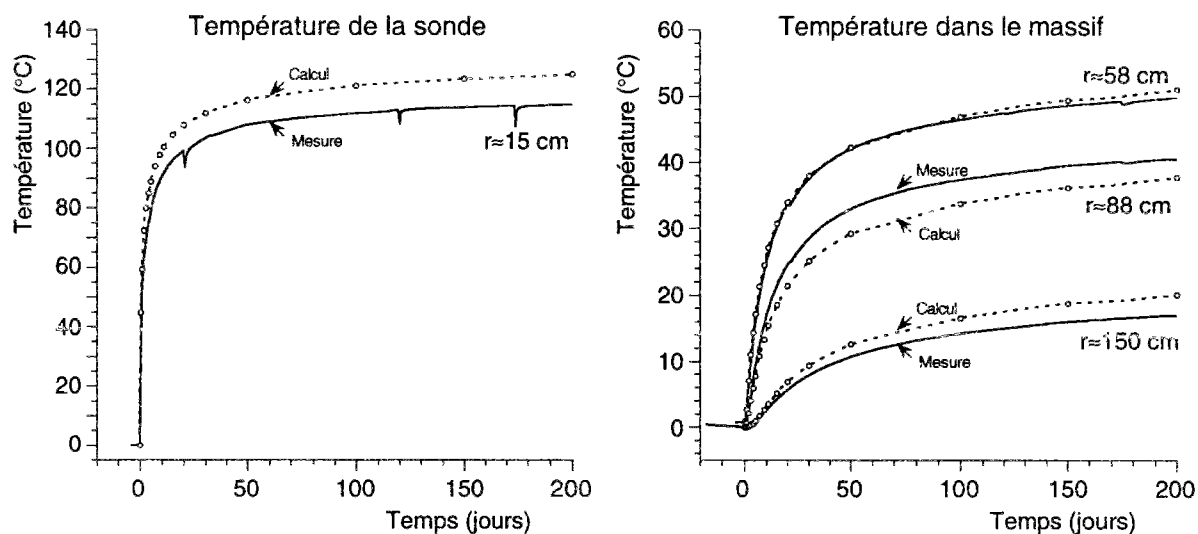


Figure 18 : Comparaison des élévations de température entre mesures (trait continu) et calculs (points). Les mesures proviennent de capteurs placés dans le massif argileux au même niveau que le milieu de la sonde, à différentes distances de l'axe de la sonde. A gauche $r=0,58\text{m}$, à droite $r=0,88\text{m}$.

Le calcul par éléments finis donne de plus une image globale du champ thermique autour de la sonde qui ne peut être obtenue d'après les mesures in situ :

- les isovaleurs de température sont cylindriques à quelques centimètres de la sonde,
- l'allure de ce champ est sphérique à quelques mètres de distance.

Il n'y a pas de modification entre les isothermes à 50 et à 300 jours, mis à part une augmentation générale de 10 °C environ.

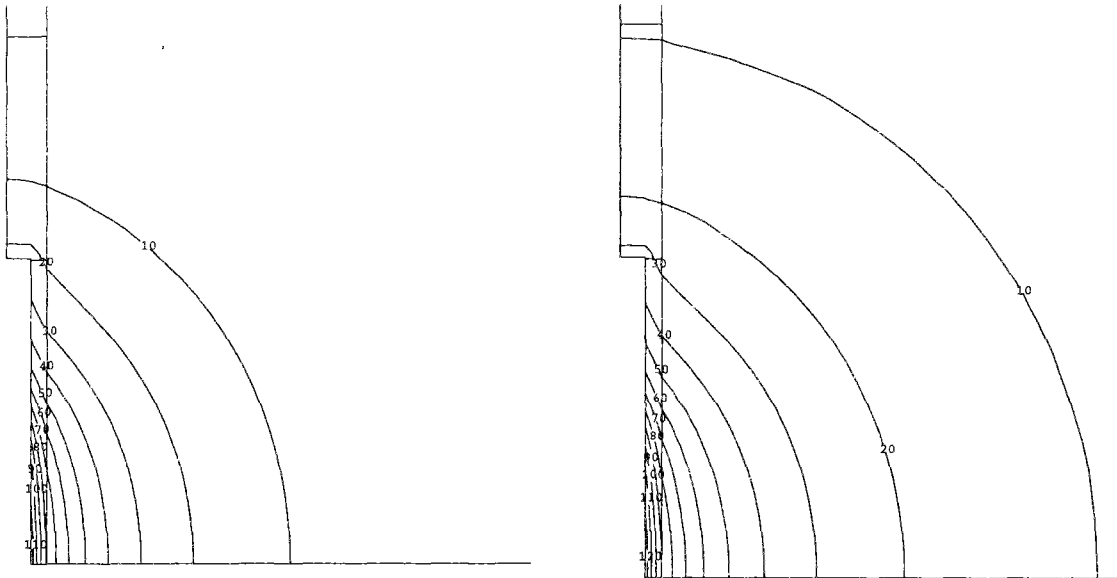


Figure 19 : Isovaleurs de température après 50 jours (à gauche) et 300 jours (à droite) de chauffage. On note que les gradients de température à 50 jours et à 300 jours sont comparables, ce qui est caractéristique d'une évolution quasi-stationnaire.

La longueur de chauffage est faible (2 mètres) comparativement aux longueurs d'empilement de fûts de déchets dans les projets de stockage en puits qui atteignent plusieurs dizaines de mètres. Ce point doit d'être souligné car les temps caractéristiques de diffusion ainsi que l'allure générale du champ thermique sont profondément modifiés si la longueur chauffée est plus importante.

Ainsi le calcul du champ thermique ne pose pas de problèmes. Avec une loi de Fourier linéaire, une simulation numérique par éléments finis respectant la géométrie des essais reproduit correctement les élévations de température mesurées dans ces essais. On confirme ainsi les valeurs des caractéristiques de l'argile en conditions in situ (voir Buyens M., Put M.) :

- conductivité thermique de 1,7 W/m/K
- diffusivité thermique de $6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$

4. Analyse du champ hydraulique.

La forme et l'évolution du champ de pression d'eau se distinguent du champ de température. Le maximum de pression n'est pas placé au point le plus chaud du massif, mais il se trouve plus loin en un point à l'intérieur du massif. D'autre part, l'allure du champ de pression évolue fortement entre 50 et 300 jours après le chauffage.

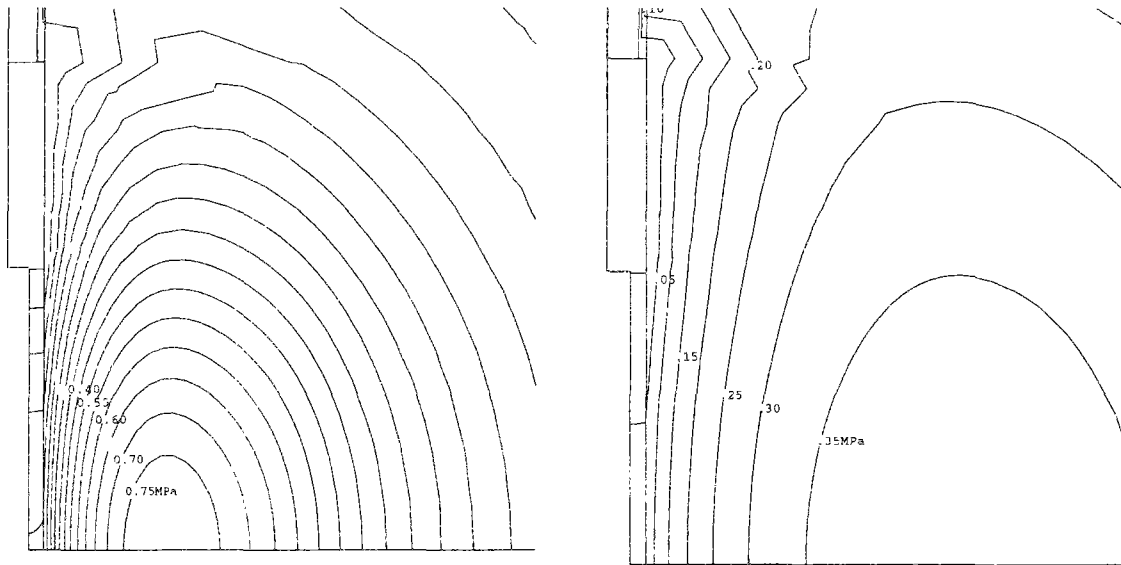


Figure 20 : Isovaleurs de surpression interstitielle (à gauche, après 50 jours, à droite après 300 jours).

Le déplacement du maximum de pression vers l'intérieur du massif s'explique par la forte perméabilité de la boue de colmatage. Cet effet est commenté lors de l'analyse des résultats des essais in situ.

Ces images des isovaleurs de pression permettent de mieux comprendre ce mécanisme. La figure 21 montre les chemins suivis par les écoulements hydrauliques :

- Un écoulement hydraulique se met en place dans la boue depuis la zone chaude au centre vers les zones supérieures et inférieures de l'annulaire de boue. Ce mécanisme de diffusion déplace le maximum de pression vers l'intérieur du massif.
- La baisse de la pression après 300 jours de chauffage procède d'une diffusion hydraulique plus globale, depuis la région chauffée vers les régions éloignées dans le massif.

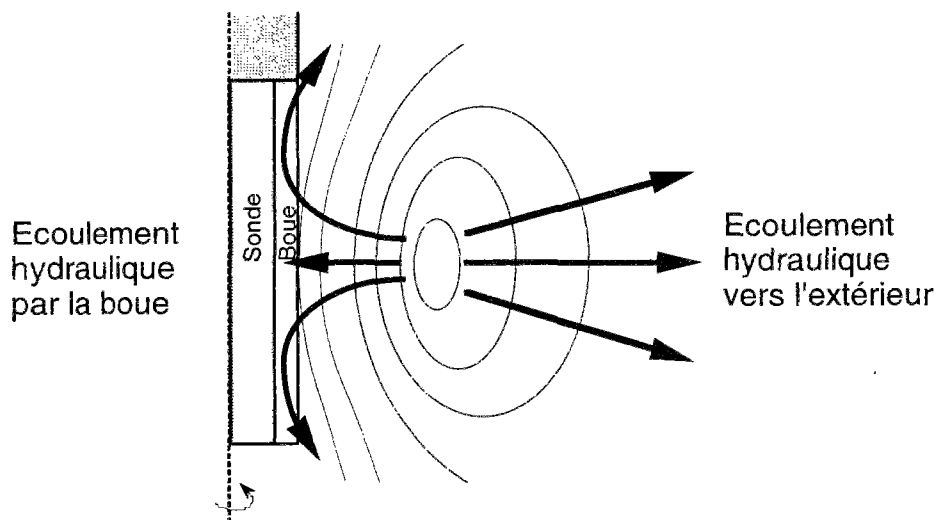


Figure 21 : Schéma des écoulements hydrauliques au sein du milieu argileux lors du chauffage des essais CACTUS.

L'équilibre final étant imposé par la pression d'eau régnant au loin dans le massif, les surpressions se dissipent après une longue période de temps.

Les résultats des essais donnent une confirmation de cette interprétation. On note un très bon accord entre essais et calculs.

Sur les courbes de la figure 22, la surpression dans la boue se dissipe rapidement, et elle est nettement inférieure à celle qui est mesurée plus loin dans le massif.

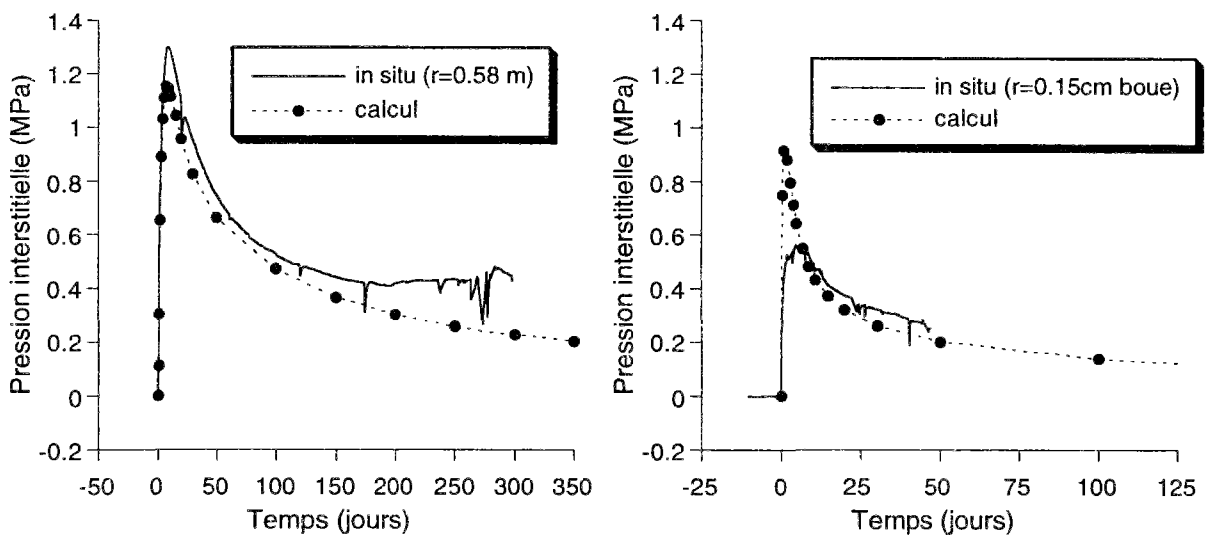


Figure 22 : Evolution des surpressions interstitielles (à gauche dans l'argile $r=0,58$ m, à droite dans la boue de colmatage $r=0,20$ m).

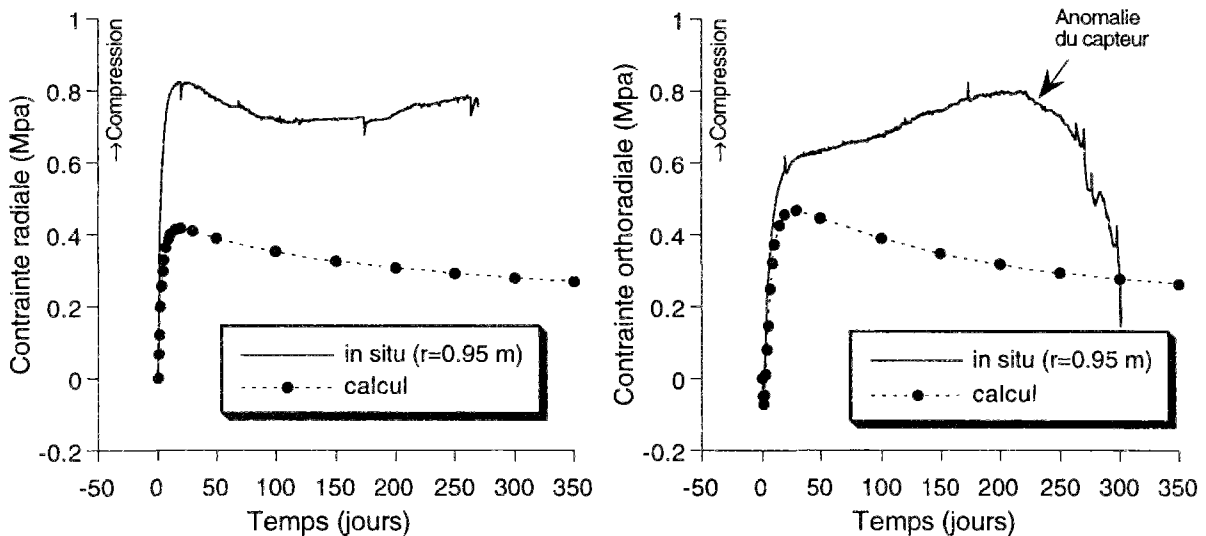


Figure 23 : Évolution des contraintes dans le massif argileux $r=0,94$ m (à gauche radial, à droite orthoradial).

5. Analyse des variations de contraintes.

Le calcul des variations de contraintes donne des valeurs nettement plus faibles que celles mesurées.

Cependant, l'allure générale de ces courbes calculées suit globalement les tendances relevées lors des mesures. On note que le calcul respecte l'allure générale des variations de contrainte radiale, notamment en ce qui concerne le pic et la lente décroissance qui suit. En revanche, l'accord est moins bon pour les contraintes orthoradiales après le pic.

6. Variations de contraintes au cours des premiers jours

Lors de l'analyse des résultats d'essais, on a vu que de légères tractions (en variation) se développent dans la direction orthoradiale dans les premiers jours de chauffage, avant de laisser la place aux larges compressions que l'on voit après une dizaine de jours.

Ce phénomène avait été interprété par la dilatation thermique du volume chauffé par la sonde. Il est remarquable de voir comment cette modélisation thermoporoélastique des essais reproduit fidèlement ces évolutions (figure 24).

Dans notre analyse, la durée de la phase de traction orthoradiale dépend du temps que met la chaleur pour diffuser de la sonde jusqu'au point de mesure. Les essais et les mesures confirment le rôle joué par la diffusion thermique puisque le capteur le plus éloigné enregistre une phase de traction de plus longue durée.

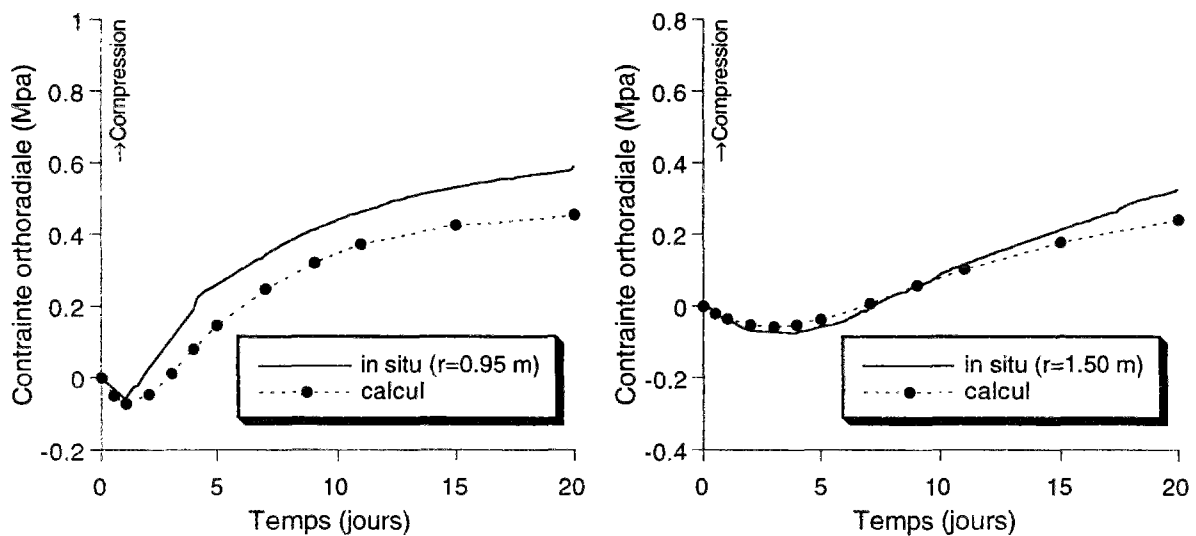


Figure 24 : Détail de l'évolution des contraintes orthoradiales au début du chauffage (à gauche $r=0.95$ m, à droite $r=1.50$ m).

VII.2.3. Un premier bilan de l'étude de la phase thermique.

L'accord entre calculs et mesures in situ est quasiment parfaite pour les évolutions de pression, et en modifiant certaines données du comportement du massif, les prédictions de contraintes pourrait devenir aussi précises. Cette analyse montre l'importance des propriétés de l'argile, et en particulier des modules élastiques de ce matériau.

Une approche classique de la caractérisation des propriétés en laboratoire conduit à des modules élastiques nettement moins élevés que ceux que l'on a considérés ici. En effet, l'argile de Boom a un comportement plus raide qu'à l'ordinaire lorsque qu'elle est soumise à de très faibles déformations. Cette propriété est valable pour la plupart des argiles en général.

Une erreur sur les propriétés élastiques a peu de conséquences dans un calcul où la plasticité joue un rôle important. Ainsi, les calculs d'excavation sont surtout sensibles aux propriétés plastiques du massif.

Le chargement thermique est d'une autre nature : la plasticité intervient peu et les déformations du massif sont très faibles.

Par conséquent les modules élastiques dans une analyse du chargement thermique peuvent être nettement plus importants que ceux déterminés par les méthodes usuelles en laboratoire. Cette "correction" des modules élastiques est fondamentale car sinon la modélisation sous-estime grandement les effets du chargement thermique.

VII.2.4. Analyse de sensibilité.

Dans toute étude, il existe une incertitude sur la valeur des caractéristiques des matériaux. Une analyse de sensibilité évalue les conséquences sur les résultats de calculs. Dans le cas présent, cette analyse permet d'ajuster certains paramètres de la modélisation précédente pour améliorer l'accord entre expériences et essais.

1. Fourchette de variation des caractéristiques.

Le calcul thermique étant correct, notre intérêt se porte sur les caractéristiques intervenant dans les équations d'état hydraulique et mécanique. On a étudié l'influence des paramètres suivants :

- Module d'incompressibilité drainée de l'argile et de la boue (K₀)
- Module de cisaillement de l'argile (μ)
- Module de Biot (M)
- Coefficient de dilatation thermique drainé de l'argile (α₀)
- Coefficient de dilatation thermique du fluide (α^{fl})

- Coefficient de perméabilité de l'argile et de la boue (k)

Afin de couvrir de une gamme importante, on a considéré une large fourchette de variations de la valeur de ces coefficients. Une cinquantaine de calculs analogues au précédent ont été effectués en ne modifiant la valeur que d'une seule caractéristique pour chaque calcul.

Argile K _o (MPa)	Argile K ^{fl} (MPa)	Argile μ (MPa)	Argile α ^{fl} (/°C)	Argile α _o (/°C)	Argile Permea. (m/s)	Boue K _o (MPa)	Boue Permea. (m/s)
200	1500	100	0.2 E-4	0.2 E-5	0.2 E-12	40	0.01 E-10
400	2500	150	0.4 E-4	0.4 E-5	0.4 E-12	60	0.06 E-10
500	3000	200	0.8 E-4	0.8 E-5	1.0 E-12	80	0.1 E-10
600	3500	250	1.0 E-4	2E-5	3.0 E-12	120	5.0 E-10
800	4000	300	2.0 E-4	8E-5	5.0 E-12		8.0 E-10
1000		500			8.0 E-12		10.0 E-10

Tableau 4 : Fourchette de variation des caractéristiques de l'argile pour l'étude de sensibilité. Les valeurs de l'étude précédente sont en caractères gras.

Pour faciliter la comparaison des sensibilités de ces paramètres, une grandeur sans dimension est définie de la façon suivante :

$$S_{F(x_0)} = \frac{F(x) - F(x_0)}{F(x_0)} \cdot \frac{x_0}{x - x_0}$$

$F(x) - F(x_0)$ est la variation de la grandeur étudiée (variation de pression par exemple) lorsqu'une caractéristique est modifiée de x_0 en x .

En pratique, "une variation de 1% d'une caractéristique x produit " $S_{F(x)}$ "% de variation de la grandeur F ".

2. Sensibilité des pressions interstitielles dans l'argile.

La sensibilité de la pression a été calculée en deux endroits, correspondants à l'emplacement des capteurs les plus proches et les plus éloignés. La hauteur des colonnes des figures 16 et 17 est proportionnelle au coefficient de sensibilité $S_{F(x)}$ défini plus haut.

Comme attendu, la pression interstitielle est fortement sensible au coefficient de dilatation thermique de l'eau et à la perméabilité de l'argile. La pression augmente si la dilatation du fluide est plus importante, elle baisse si la perméabilité est plus forte.

La compressibilité drainée de l'argile K_0 et le module de Biot M (proportionnel à la compressibilité du fluide dans cette analyse) n'ont que peu d'influence sur le calcul de la

pression interstitielle. Ce résultat est plutôt inattendu car ces caractéristiques interviennent directement dans les couplages décrits dans le tableau 1.

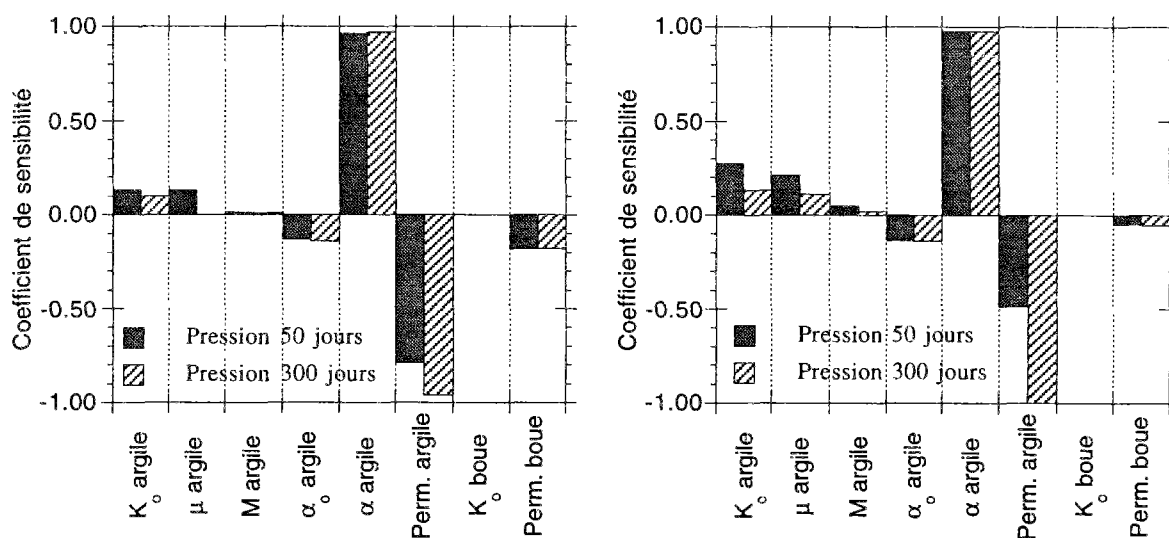


Figure 25 : Sensibilité des calculs de pression interstitielle (à gauche $r=0,58$ m, à droite $r=1,50$ m)

Les incertitudes sur les caractéristiques de la boue de colmatage n'ont qu'une influence limitée sur les calculs de pression. En particulier, la valeur exacte de la perméabilité de la boue a peu d'importance, tant qu'il existe un fort contraste de perméabilité entre la boue et l'argile.

3. Sensibilité des contraintes.

Comme pour les pressions interstitielles, le calcul des contraintes est très sensible au coefficient de dilatation thermique de l'eau et à la perméabilité de l'argile. Mais on note de plus une forte influence du module de cisaillement de l'argile et du coefficient de dilatation drainée. Le coefficient de dilatation drainée influence surtout les résultats à long terme, tandis que le coefficient de dilatation non drainée agit à court terme.

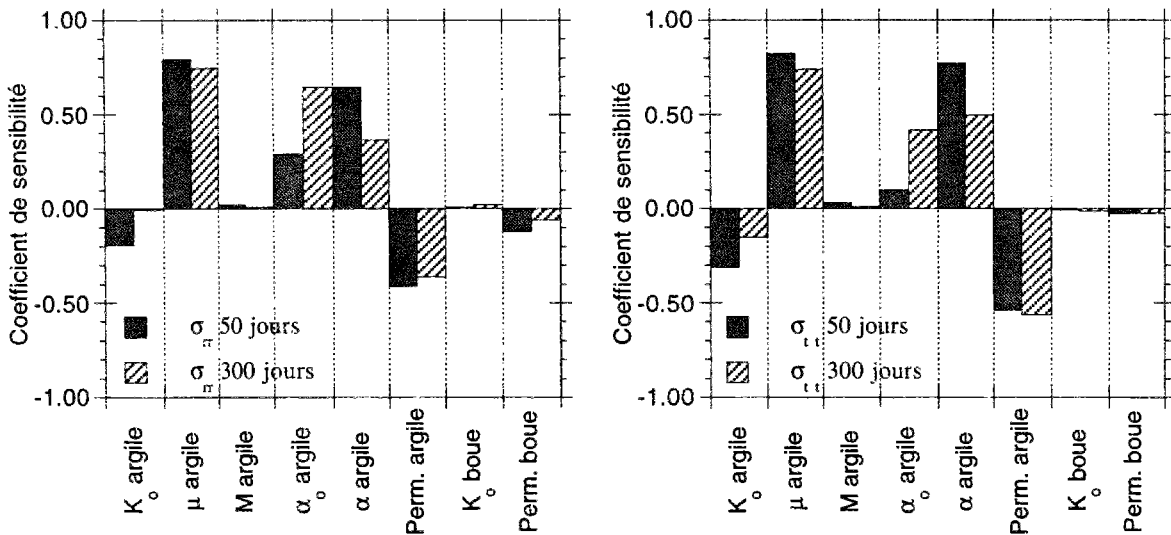


Figure 26 : Sensibilité des calculs de contraintes dans le massif, $r=0.95$ m. (à gauche radial, à droite orthoradial)

On relève en revanche peu de différences dans les directions radiales et orthoradiales.

4. Ajustement du jeu de données.

Quatre caractéristiques influencent fortement les résultats des calculs, et deux d'entre elles, le module de cisaillement μ et le coefficient de dilatation drainé α_o agissent principalement sur les contraintes.

Les évolutions des pressions interstitielles obtenues dans le calcul précédent étant satisfaisantes, la dilatation thermique non drainée α et la perméabilité de l'argile sont maintenues.

Dans le jeu de données modifiées, la valeur du module de cisaillement μ est multipliée par deux (500MPa au lieu de 250 MPa) et le coefficient de dilatation thermique drainée α_o est accru de 25% ($1,0 \cdot 10^{-05}/^{\circ}\text{C}$ au lieu de $0,8 \cdot 10^{-05}/^{\circ}\text{C}$).

Cet ajustement réduit l'écart entre calculs et mesures de contraintes sans affecter les pressions interstitielles (figure 27).

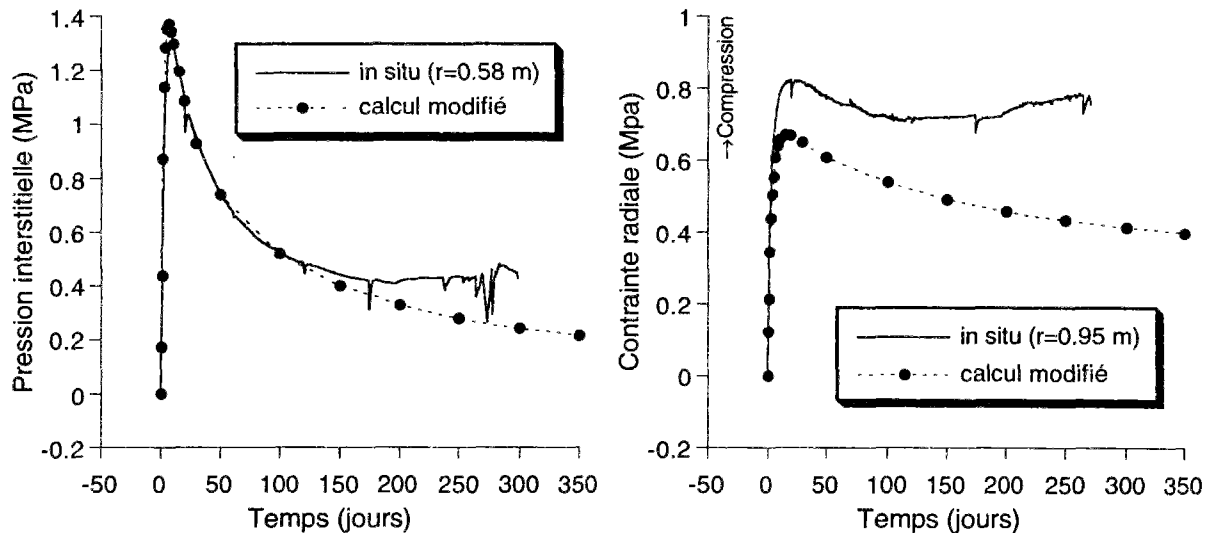


Figure 27 : Evolution de la pression (à gauche) et de la contrainte radiale (à droite) avec des caractéristiques plus raides dans le massif argileux.

VII.3. Conclusion

Cette modélisation des essais CACTUS confirme l'intérêt de ces mesures in situ. Ces essais ont fourni un ensemble de données fiables et complètes sur des phases essentielles d'un stockage de déchets radioactifs. Leur interprétation au moyen de calcul numériques apportent un éclairage nouveau sur la modélisation d'une structure souterraine de stockage en milieu argileux.

On observe tout d'abord que les modélisations poroplastiques rendent compte globalement de la plupart des phénomènes observés lors des phases d'excavation du puits et de "reconsolidation du massif" après le rebouchage du puits. Le sens et l'amplitude des évolutions des paramètres mécaniques et hydrauliques sont comparables entre essais et calculs. On note en particulier qu'il est possible de rendre compte des temps caractéristiques des effets différés qui résultent uniquement des couplages hydromécaniques, sans prendre en compte un comportement visqueux du matériau.

Il demeure certains écarts dont l'origine peut être recherchée dans un effet d'un gonflement de l'argile ou dans une manifestation de la viscosité intrinsèque à moins qu'il ne s'agisse de mesures erronées.

D'autre part, cette étude met en évidence l'importance des phénomènes élastiques dans la modélisation du chargement thermique. Les fortes variations de contraintes et de pression au cours des premières semaines de chauffage ont pour origine des couplages thermoélastiques.

Cependant, cet accord entre essai et calculs dans la phase thermique n'a pu être obtenue qu'en modifiant les paramètres élastiques du modèle de comportement de l'argile.

L'analyse des essais de laboratoire est trop souvent déconnectée du calcul de structure que l'on veut résoudre. Les lois de comportement issues d'une interprétation classique des essais de laboratoire donnent des solutions pour de nombreux problèmes géotechniques.

Mais en l'occurrence, le calcul de la phase thermique des essais in situ CACTUS nous a montré que l'on commettait plusieurs erreurs.

L'analyse des expériences de laboratoire nous a conduit à attacher trop d'importance aux phénomènes plastiques en général et à l'écrouissage thermique en particulier. Certes, les modèles que l'on a construits reproduisent l'écrouissage thermique des essais en température, mais cette sophistication a peu d'effet pour le calcul du chauffage autour d'un puits.

On a ainsi négligé les phénomènes non linéaires qui se manifestent pour de petites déformations. Cela a généralement peu d'importance pour des calculs où les déformations sont importantes, typiquement des calculs d'excavation d'une fouille ou d'un tunnel. Mais dans le cas présent, c'est au contraire le comportement de l'argile pour de faibles déformations qu'il faut bien reproduire.

Un grand mérite de ces essais in situ est de donc montrer de façon indiscutable qu'il faut porter une attention particulière aux modules élastiques pour une étude thermique. Les propriétés particulières de l'argile pour de faibles déformations sont souvent méconnues. Leurs conséquences sont considérables sur le calcul des effets hydromécaniques du chargement thermique.

Conclusion

CONCLUSION GÉNÉRALE.

En replaçant l'écrouissage thermique des argiles dans un cadre thermodynamique, nous avons voulu montrer que ce phénomène peut reposer sur une base physique solide admise par tous. Cette formulation du comportement plastique avec écrouissage thermique aspire à la même rigueur, à la même cohérence et à la même clarté que lorsque le critère de plasticité est insensible à la température. Cela est indispensable pour établir de façon correcte les bilans énergétiques en présence d'un écrouissage thermique. Faute d'avoir suivi cette approche, l'association entre une incidence de la température sur le critère et la chaleur latente de transformation de l'état d'écrouissage échappe à la plupart des analyses faites sur ce sujet.

Certains trouveront peut-être que les concepts thermodynamiques sont un peu trop théoriques dans une étude portant sur des matériaux naturels dont la caractérisation est toujours imparfaite. On peut objecter de plus que les corrections énergétiques amenées par cette analyse thermodynamique sont souvent négligeables et dans l'état actuel impossibles à mesurer. L'intérêt de cette démarche apparaît dans le troisième chapitre lorsque l'on réexamine des essais où se manifeste un écrouissage thermique. Avec l'appui de ce formalisme, on extrait finalement de ces expériences plus d'enseignements que ne l'avaient fait les auteurs de ces essais.

On confirme ainsi le bien fondé des écrouissages thermiques dans le comportement des argiles saturées. On note en particulier une preuve expérimentale de la réversibilité des écrouissages thermiques libres : si en effet l'ensemble des essais montre que le seuil de plasticité diminue lorsque la température augmente, la réciproque n'était pas a priori une évidence.

L'extension thermomécanique du modèle Cam clay dans le chapitre 4 veut être à la fois réaliste et simple. Le succès du modèle Cam clay vient en effet de ce qu'il prend en compte l'essentiel du comportement des argiles à l'aide d'un nombre réduit de paramètres. Dans cette extension, on introduit un seul paramètre supplémentaire par rapport au modèle Cam clay usuel. Ce paramètre a une signification physique claire, il représente la contraction volumique irréversible lors d'un écrouissage thermique gêné.

Cette simplicité montre ses limites lorsque l'on tente de modéliser le comportement de l'argile de Boom. Nous n'avons pas cependant cherché à proposer une loi de comportement plus sophistiquée, car la reconstitution par un modèle de résultats expérimentaux obtenus en laboratoire n'est pas une fin en soi, un modèle mécanique est conçu pour répondre à un besoin

sur un ouvrage réel. C'est donc la confrontation avec le comportement observé in situ qui est primordiale.

Ainsi, notre souci premier est d'évaluer les effets d'un écrouissage thermique sur le comportement d'un stockage profond de déchets radioactifs. Là encore, les calculs sont menés sur une structure simple afin de faciliter l'analyse des résultats. Dans un calcul à l'échelle du massif, l'écrouissage thermique joue ainsi un rôle moindre que celui observé sur les résultats d'essai. Notre analyse montre le rôle bénéfique des surpressions interstitielles qui limitent le développement de déformations plastiques dans le massif. Le stockage en souterrain dans des formations peu perméables aura donc moins à souffrir des effets d'un écrouissage thermique qu'il n'y apparaît de prime abord.

Les essais in situ CACTUS, dont les principaux résultats sont analysés dans le chapitre 6, ont été un atout formidable dans cette étude. L'allure et la cohérence des résultats obtenus, ainsi que les concordances entre deux essais distincts attestent de la fiabilité de ces mesures in situ. En outre le suivi de ces essais s'est fait parallèlement à l'élaboration de modèles, il a été l'occasion d'un rappel quasi quotidien de manifestations plus versatiles du comportement de ces matériaux.

La simulation des essais CACTUS dans le dernier chapitre est probablement une des premières études prenant en compte la totalité de l'histoire du chargement (excavation puis chauffage) qui puisse également faire l'objet d'une confrontation avec des mesures in situ. Il en ressort que les caractérisations usuelles du comportement des argiles en laboratoire sous-estiment l'ampleur réelle des couplages thermohydrauliques telle que l'on peut la mesurer dans des conditions in situ. Ce résultat devrait encourager le développement de nouvelles techniques de mesures des couplages thermohydromécaniques en laboratoire, par exemple une mesure directe des surpressions interstitielles dans un essai oedométrique chauffé.

Dans cette étude, nous nous sommes placés du côté de l'ingénieur. Les modèles simples qui ont été développés permettent de dégager une vision générale des phénomènes et de les hiérarchiser. Nous avons poussé aussi loin que l'on a pu cette approche dans cette analyse de l'écrouissage thermique. Des modèles de comportement plus précis existent déjà, ils apporteront certainement de nouveaux résultats.

Cependant il ne faut pas se faire d'illusions sur les capacités des modèles qui seront développés. Le problème auquel nous sommes confrontés est en effet très particulier en ce sens que l'on demande aux modélisations une fiabilité et une précision bien supérieure à celle qui habituellement requises en Génie Civil ou Géotechnique, sans oublier en outre que l'échelle de temps est de toute autre nature. Dans le même temps, mis à part l'importance des moyens engagés, les méthodes de conception de modèles et des approches de ces problèmes n'ont pas

fondamentalement évolué par rapport à la pratique courante dans ces disciplines. Il est donc peu probable que l'on arrive à un résultat de toute autre nature qui permettrait par exemple de garantir la fiabilité d'une modélisation mécanique sur une période de temps bien supérieure à ce que l'on sait faire maintenant.

Or le stockage de déchets radioactifs devra bien être réalisé dans un avenir proche, même s'il s'agit encore de plusieurs décennies. Ce constat sur l'état actuel des modélisations doit nous amener à une réflexion collective sur la fonction des modèles et sur leur place réelle dans la conception d'un stockage et dans l'évaluation de sa sûreté. Le contexte d'un modèle, de quelque nature qu'il soit, doit être clarifié, ses conditions d'emploi mieux définies et le relais entre différentes disciplines doit être amélioré. Les liens entre ces domaines sont certainement plus étroits que l'on ne le pense souvent. Un exemple parmi d'autres : dans l'hypothèse d'un retrait des déchets, comment valoriser les études mécaniques auprès de modélisateurs travaillant à plus long terme en géoprospective ou en analyse de diffusion de radionucléides. Ces échanges entre disciplines ouvrent des perspectives extrêmement intéressantes.

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE.

Références concernant le stockage en souterrain

(Chapitre 1).

- [1] André-Jehan R. (1990), Le concept de stockage géologique : qualification des formations géologiques. Stockage en Souterrain. pp143-153. Presses des Ponts et Chaussées. Paris, 13-15 Nov. 90.
- [2] Angereau J.-F. (1994), Déchets nucléaires : le mal mondial. *Le Monde* du 12 janvier 1994.
- [3] Bataille C. (1991), Rapport sur la gestion des déchets nucléaires de haute activité. Office parlementaire d'évaluation des choix scientifiques et technologiques.
- [4] Collège de la prévention des risques technologiques (1990), Premier avis sur le stockage souterrain des déchets nucléaires "à vie longue". Avril 1990.
- [5] Collège de la prévention des risques technologiques (1991), Deuxième avis sur la gestion des déchets nucléaires "à vie longue". Février 1991.
- [6] Côme B. (1984), L'évaluation de la "charge thermique admissible" en formations géologiques pour l'évacuation de déchets radioactifs de haute activité. *Revue française de géotechnique* n°27, pp 51-65.
- [7] Commission des Communautés Européennes (1993), Communication et troisième rapport de la Commission sur la situation actuelle et les perspectives de la gestion européenne des déchets radioactifs dans la Communauté européenne. Com(88) final. CB-Co-93-109-FR-C.
- [8] Document ANDRA. (1992), La gestion des déchets radioactifs. Question/réponse.
- [9] Kaluzny Y. (1990), Evaluation de la sûreté du stockage de déchets radioactifs en formation géologique profonde. Stockage en Souterrain. pp265-273. Presses des Ponts et Chaussées. Paris, 13-15 Nov. 90.
- [] Habib P. (1990) Aspects thermomécaniques de l'enfouissement des déchets radioactifs de haute activité dans des formations géologiques. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences, série générale*, tome 7, No. 4-5, 237-249
- [] Habib P. (1994) Le principe de l'enfouissement des déchets radioactifs : propriétés physiques de base et thermomécanique des formations géologiques. *Mém. Soc. géol. France*, n.s., n°162, pp. 221-227
- [10] Rapport du groupe de travail présidé par le Professeur Goguel (1987), Stockage des déchets radioactifs en formations géologiques. Critères techniques de choix de site. Juin 1985 - Mai 1987. Ministère de l'industrie, des P. & T. et du tourisme.
- [11] Rousset G. (1990), Le stockage de déchets radioactifs dans les argiles profondes. Stockage en Souterrain. pp207-228. Presses des Ponts et Chaussées. Paris, 13-15 Nov. 90.
- [12] Shapira J.-P. (1990), Une nouvelle stratégie pour le Plutonium. *La Recherche* 226, novembre 1990, volume 21 pp.1434-1443.
- [13] Voinis S. (1989), Expression analytique simplifiée de la puissance thermique pour les déchets vitrifiés. Note Technique ANDRA.
- [14] (1991), Loi n° 91-1381 du 30 décembre 1991 relative aux recherches sur la gestion des déchets radioactifs.
- [15] Communication orale (1994) Conférence débat du 9 Février 1994 sur les déchets nucléaires organisée par la section Paris-Sud de la Société Française de Physique.

Références concernant le comportement des argiles

(chapitres 2,3 et 4)

- Alonso E., Gens A., Josa A. (1990) A constitutive model for partially saturated soils. *Geotechnique*, 40, 3 pp.405-430.
- Aubry D., Kodaissi E., Meimon Y. (1985) A viscoplastic constitutive law for clays including a damage law. 5th Int. Conf. on Numerical Methods in Geomechanics., Nagoya, 1-5 April 1985, pp.421-428.
- Baldi G., Borsetto M. and Pellegrini R. (1993). Medium scale laboratory tests for the interpretation of predictive models of the thermomechanical properties of clay barriers. International workshop on thermo-mechanics of clays and clay barriers. Bergamo 20-22 october 93.
- Baldi G., Hueckel T., Peano A. and Pellegrini R. (1991). "Development in modeling of thermo-hydro-geomechanical behaviour of Boom Clay and Clay-based Buffer Materials" Commission of the European Communities, Nuclear Science and Technology, EUR 13365/1 and EUR 13365/2
- Baldi G., Hueckel T. and Pellegrini R. (1988). Thermal volume changes of the mineral-water system in low-porosity clay soils. *Can. Geotech. J.* 25, 807-825.
- Biot M.A. (1941) General theory of three-dimensional consolidation. *J. of App. Physics*, 12, pp. 155-164.
- Biot M.A. (1956) Thermoelasticity and irreversible thermodynamics. *J. of App. Physics*, 27, pp. 240-253.
- Biot M. A. and Willis D. G. (1957) The elastic coefficients of the theory of consolidation, ASME Applied Mechanics Division, January 22, 1957. Paper N° 57 - APM-44
- Bolt G. H., (1956) Physico-chemical analysis of the compressibility of pure clays, *Géotechnique*, Vol. 6, n°2, pp.86-93.
- Bonne A., Beckers H., Beaufays R., Buyens M., Coursier J., De Bruyn D., Fonteyne A., Genicot J., Lamy D., Meynendonckx P., Monsecour M., Neerdael B., Noynaert L., Voet M., Volekaert G. : (1992) "The HADES demonstration and pilot project on radioactive waste disposal in a clay formation" EUR 13851.
- Boisson J.Y, Billotte J., Norotte V. (1992) : Etude au laboratoire de l'influence de la température sur le fluage des roches argileuses. *CEC report, Nuclear Science and Technology*, EUR 14693 FR
- Brun L. (1992), Introduction à la thermodynamique des matériaux. Cours de l'Ecole Polytechnique.
- Burland J. B. (1990). On the compressibility and shear strength of natural clays. *Géotechnique* 40, N.3, 329-378.
- Buyens M., Put M. (1984). Heat transfer experiment in Boom clay. 9th European Conference on Thermophysical properties 17-21 Sept. 84 Manchester U.K.
- Campanella R.G. & Mitchell J.K. (1968), Influence of temperature variations on soil behavior, *ASCE journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, 94(SM3), pp. 709-734.
- Coussy O. (1989), Thermodynamics of saturated porous media in finite deformation, *European Journal of Mechanics, A/Solids*, 8, pp. 1-14.
- Coussy O. (1991), *Mécanique des milieux poreux*, Editions Technip, Paris.
- Coussy O. (à paraître 1995), *Porous continua mechanics*, J. Wileys & Sons.
- De Bruyn D. and Thimus J.-F. (1993) The influence of temperature on mechanical characteristics of Boom clay : the results of a first laboratory programme. International workshop on thermo-mechanics of clays and clay barriers. Bergamo 20-22 october 93.
- Demars K. R. and Charles R. D. (1982) Soil volume changes induced by temperature cycling. *Can. geotechnical J.* Vol. 19 pp.188-194.
- Despax D. (1976) Etude de l'influence de la température sur les propriétés mécaniques des argiles saturées. Thèse de Docteur ingénieur de la faculté des sciences de l'université de Grenoble.
- Detournay E., Cheng A. H.-D. (1993) Fundamentals of poroelasticity. In "Comprehensive rock engineering" J. Hudson Eds. vol2. Pergamon Press. pp. 113-171.

- Duszek-Perzyna M.K., Perzyna P. (1993) Adiabatic shear band localization in elastic-plastic single crystals. *Int. J. Solids Structures*, Vol. 30, No. 1, 61-89
- Fleureau J. M. (1979) Influence d'un champ thermique ou électriques sur les phénomènes d'interaction solide-liquide dans les milieux poreux. Thèse de Docteur-Ingénieur de l'école Centrale des Arts et Manufactures.
- Gens A., (1993) Constitutive laws. Chapter 2 in "Thermohydromechanical behaviour of soils". Eurogreco geomaterials publication.
- Grunberger D., Djéran-Maigre I., Velde B., Tessier D. (1994) Mesure de la réorientation des particules de kaolinite lors de la compaction par observation directe. *C.R. Acad. Sci. Paris*, T. 318, Série II, 627-633
- Germain P. (1986), *Mécanique*, tomes I et II, Ellipses, Paris.
- Halphen B., Nguyen Q.S. (1975), Sur les matériaux standard généralisés, *Journal de Mécanique*, **14**, pp.39-63.
- Halphen B., Salençon J. (1987), *Elasto-plasticité*, Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.
- Habibagahi K. (1977) : Temperature effects and the concept of effective void ratio *Indian Geotechnical Journal* 14-34
- Herbert A., McKinstry, (1965) Thermal expansion of clay minerals. *The American Mineralogist*, Vol.50, January-February, 1965.
- Heremans R. (1980) Five years R & D works on geological disposal in Belgium. Symp. on reprocessing of spent nuclear fuel and treatment of associated radioactive waste. Leningrad.
- Hill R. (1950), *The mathematical theory of plasticity*, Clarendon Press, Oxford.
- Hill R., Rice J.R., (1973) Elastic potentials and the structure of inelastic constitutive laws. *SIAM J. appl. math.*, Vol. 25, No. 3, 448-461
- Horseman S.T., Winter M.G., Entwistle D.C. (1987) Geotechnical characterization of boom clay in relation to the disposal of radioactive waste. EIR 10987 EN.
- Houston S. L., Horn-Da Lin (1987) A thermal consolidation model for pelagic clays. *Marine Geotechnology*, Vol.7 pp-79-98, 1987
- Hueckel T. and Baldi G. (1990) Thermoplasticity of saturated clays : Experimental constitutive study. *Journal of Geotechnical Engineering*, Vol. 116, N°12, 1990
- Hueckel T. and Borsetto M. (1990) Thermoplasticity of saturated soils and shales : constitutive equations. *Journal of Geotechnical Engineering*, Vol. 116, N°12, 1990
- Hueckel T. and Pellegrini R. (1991) Thermoplastic modeling of undrained failure of saturated clay due to heating. *Soils and foundations*, Vol. 31, N° 3, 1-16, Sept. 1991
- Israelachvili J. N., McGuiggan P. M. (1988) Dynamic properties of molecularly thin liquid films. *Reports. Science*, Vol 240, 189-191, 1988
- Israelachvili J. N. (1991) *Molecular and surfaces forces*. Academic press limited.
- Laloui L. (1993) Modélisation du comportement thermohydromécanique des milieux poreux anélastiques. Thèse Ecole Centrale des Arts et Manufactures. Paris.
- Lambe T.W., and Wittman R.V., (1969) *Soils mechanics*. Wiley, New York.
- Lehmann Th., (1972) Some thermodynamic considerations of phenomenological theory of non-isothermal elastic-plastic deformations. *Archives of mechanics*, 24, 5-6, 975-989
- Low P. F. (1979) Nature and properties of water in montmorillonite-water systems. *Soil Science Society of America Journal*, Vol. 43, 651-658, 1979
- Mandel J. (1966), *Cours de mécanique des milieux continus*, Gauthier Villars, Paris.
- Mandel J. (1971), Plasticité classique et viscoplasticité, *CISM Courses and Lectures n°97*, International Centre for Mechanical Sciences. Udine, Springer Verlag, Wien - New York.
- Merceron T., et al., (1992) Projet Archimede-Argile Acquisition et régulation de la chimie des eaux en milieux argileux, Rep. CCE/ANDRA 92-01,CEC, Brussels.

- Mitchell J.K., Campanella R.G., Singh A. (1968), Soil creep as a rate process, *ASCE journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, **94**(SM1), pp. 231-253.
- Mitchell J. K. (1969) Temperature effects on the engineering properties and behavior of soils. Highway reearch board N° 103, pp. 9-28, Washington DC 1969
- Mitchell J.K (1976) Fundamentals of soils behavior. Wileys & Sons, New York.
- Modaressi H., Laloui L., Aubry D., (1994) Thermodynamical approach for camclay-family models with roscoe-type dilatancy rules. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics*, Vol. 18, 133-138
- Modaressi H., Laloui L., Aubry D., (1991) Modèle de comportement cyclique thermoviscoplastique pour les géomatériaux. *Les cahiers de Rhéologie*, Vol. IX, No. 1, 37-47
- Mróz Z. & Raniecki B. (1976), On the uniqueness problem in coupled thermoplasticity, *Int. J. Engng. Sci.*, **14**, pp. 211-221.
- Neerdael B., De Bruyn D., Mair R.J., Taylor R.N., Geotechnical behaviour of Boom clay. in Pilot tests on radioactive waste in underground facilities. EUR 13985 EN pp223-138.
- Ning Lu and Anandarajah A. (1992) Empirical estimation of double-layer repulsive force between two inclined clay particles of finite length. *Journal of Geotechnical Engineering*, Vol. 118, N° 4, April, 1992
- Norotte V., Audiguier M., Billiotte J., Boisson J.Y. (1992) Evolution des caractères mécaniques et texturales de matériaux argileux sous l'effet de sollicitations thermiques. *Structure et comportement des géomatériaux ; Colloque René Houpert*, 10-11 Septembre 1992
- Paaswell R. E., ASCE A. M. (1967) Soil mechanics and foundations division. Proceedings of the American society of civil engineers, May 1967
- Plum R.L.& Esrig M.I.(1969), Some temperature effects on soil compressibility and pore water pressure, *48th congress of the Highway Research Board*, Washington DC, pp. 117-132.
- Raniecki B.& Sawczuk A. (1975), Thermal effects in plasticity I, *ZAMM*, **55**, pp. 333-341.
- Rice J.R., (1971) Inelastic constitutive relations for solids : an internal-variable theory and its application to metal plasticity. *J. Mech. Phys. Solids*, Pergamon Press, Vol. 19, 433-455
- Robinet J.-C. Rahbaoui A., Plas F., Lebon P. (1993) A thermo-elasto-plastic model with thermal hardening for saturated clays and clays barriers. . *International workshop on thermo-mechanics of clays and clay barriers. Bergamo 20-22 october 93.*
- Roscoe K.H., Burland J. B. (1968) On the generalised stress-strain behavior of 'wet' clay. in J. Heyman and F.A. Leckies (eds.), *Engineering plasticity* (Cambridge: Cambridge university press), pp. 535-609.
- Roscoe K.H., Shofield A.N. and Wroth C.P. (1958) On the yielding of soils. *Géotechnique* 8(1), 22-52.
- Rousset G. (1988). *Comportement mécanique des argiles profondes. Thèse ENPC, Paris.*
- Salençon J. (1993) *Mécanique des milieux continus. Cours de Mécanique de l'Ecole Polytechnique.*
- Saix C. (1991) Consolidation thermique par chaleur d'un sol non saturé. *Can. Geotech. J.*28, 42-50 (1991)
- Tessier D. (1990) Behaviour and microstructure of clay minerals. *Soil colloids and their associations in aggregates*, Edited by De Boodt M. F. et al, Plenum Press, New York, 1990
- Tessier D., Lajudie A. and Petit J.C. (1992) Relation between the macroscopic behavior of clays and their microstructural properties. *Applied Geochemistry*, suppl. issue N° 1, pp. 151-161, 1992
- Tzavaras A.E. (1986), Shearing of materials exhibiting thermal softening or temperature dependant viscosity, *Quarterly of Applied Mathematics*, **44**, pp. 1-12.
- Tzavaras A.E. (1987), Effect of thermal softening in shearing of strain-rate dependant materials, *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, **99**, pp. 349-374.
- Wood D. M. (1990) *Soil behaviour and critical state soils mechanics.* Cambridge university press

Références concernant les calculs de structures

(chapitres 5, 6 et 7)

- Bernaud D., Rousset G. (1991) "Dimensionnement et soutènement des galeries creusées dans l'argile profonde" EUR 13267 FR.
- Booker J.R. et Savvidou C. (1984) Consolidation around a Spherical Heat Source, *Int. J. Solids Structures*, 20 n° 11/12, 1079-1090.
- Borja, Lee (1990) An Implicit algorithm for Cam clay models. *Computer Methods in applied mechanics and engineering* 78, pp.49-72 North-Holland
- Buyens M., Put M. (1984). Heat transfer experiment in Boom clay. 9th European Conference on Thermophysical properties 17-21 Sept. 84 Manchester U.K.
- Carslaw A.R. et Jaeger C.J. (1960) *Conduction of Heat in Solids*, Oxford at the Clarendon Press, London.
- Côme B. (1984) L'évaluation de la "charge thermique admissible" en formations géologiques pour l'évacuation de déchets radioactifs de haute activité. *Revue française de géotechnique* n°27, pp 51-65.
- Coussy O. (1991) *Mécanique des Milieux Poreux*, Technip Paris, 1991.
- Coussy O. (à paraître 1995), *Porous continua mechanics*, J. Wileys & Sons.
- Detournay E., Cheng A. H.-D. (1988) Poroelastic response of a bore hole in a non hydrostatic stress field. *International Journal of Rock Mechanics and Mining science and Geomechanics Abstract*. 25, 3 pp.171-182.
- Detournay E., Cheng A. H.-D. (1993) Fundamentals of poroelasticity. In "Comprehensive rock engineering" J. Hudson Eds. vol2. Pergamon Press. pp. 113-171.
- Dangla P., Coussy O. (1992). Méthodes de résolution numérique en thermo-poro-anélasticité. *Etudes et Recherches des laboratoires des ponts et chaussées*, série Sciences et l'ingénieur n°1.
- Djéran I. (1993) "Etude des diffusions thermique et hydraulique dans une argile soumise à un champs de température" EUR 14373 FR, 1993.
- Djeran I., Rousset G (1991). Contribution à l'étude des couplages thermo-hydro-mécaniques dans les argiles. 7th International Congress on Rock Mechanics, Aachen Germany, 16-21 Sept. 91.
- de Marsily G. (1988) Quelques considérations sur la modélisation des flux thermiques et hydriques dans les milieux naturels. dans "Thermomécanique des roches", Berest P. et Weber Ph. Eds. Editions du B.R.G.M. pp131-149.
- Giraud A. (1993) Couplages Thermo-Hydro-Mécaniques dans les milieux poreux peu perméables : Application aux Argiles Profondes, Thèse E.N.P.C., Paris.
- Giraud A., Picard J.-M., Rousset G. (1993) Time dependant behavior of tunnels excavated in porous mass. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech.* Vol. 30, n°7, pp.1453-1459.
- Humbert P. (1989), CESAR-LCPC : Un code général de calcul par éléments finis. *Bulletin de liaisons des laboratoires des ponts et chaussées* n°160
- Hueckel T., Borsetto M., Peano A. (1987) Modelling of coupled thermo-elastoplastic-hydraulic response of clays subjected to nuclear waste heat. *Numerical methods for transient and coupled problems*, John Willey and sons Ltd, 213-236
- Jardine R.J., Potts D.M., Fourie A.B., Burland J.B. (1986) Studies of the influence of non-linear stress-strain characteristics in soil-structure interaction. *Géotechnique* 36, No. 3, 377-396
- Jardine R.J., Symes M.J., Burland J.B. (1984) The measurement of soil stiffness in the triaxial apparatus. *Géotechnique* 34, No. 3, 323-340
- Jeffries R.M. (1994) Interclay II project A coordinated benchmark exercise on the rheology of clays. . *CEC report, Nuclear Science and Technology*, EUR 15285 EN

- Kurashige M. (1989) A Thermoelastic Theory of Fluid Filled Porous Materials, *Int. J. Solids Structures*, **25**, n° 9, 1039-1052, .
- Mair R.J., Taylor R.N., Clarke B.G. (1992) Repository tunnel construction in deep clay formations. *CEC report, Nuclear Science and Technology*, EUR 13964 EN
- McKinstry H.A., (1965) Thermal expansion of clay minerals. *The American Mineralogist*, Vol.50, January-February,1965. pp.212-220.
- Picard J. M., Bazargan B., Rousset G. (1994). Essai thermo-hydro-mécanique dans une argile profonde. *CEC report, Nuclear Science and Technology*, EUR 15482FR.
- Picard J.M., Tchiye G. (1993) Coupled thermo-hydro-mechanical modelling of in situ heating experiments in boom clay. International workshop on thermo-mechanics of clays and clay barriers. Bergamo 20-22 october 93.
- Rice J.R., Cleary M.P. (1976) Some basic stress diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents. *Reviews of geophysics and space physics*, Vol. 14, No. 2, 227-241

Annexes

Annexe 1. Extension aux milieux poreux saturés

Cette présentation suit l'approche faite par Biot, puis Coussy. Ces auteurs privilégient une description macroscopique des milieux poreux saturés, considérée comme la superposition de deux milieux continus solide et fluide en interaction. Le terme macroscopique fait référence au volume élémentaire représentatif du milieu, typiquement l'échantillon de laboratoire.

Dans cette théorie, les équations de bilan caractérisent les échanges entre les deux phases prises ensemble et l'extérieur, sans chercher à distinguer ce qui revient à l'une ou l'autre des phases. L'approche suivie par Coussy consiste en une analyse du système constitué du squelette et du volume de fluide contenu dans l'espace poral délimité par le squelette. Ce système échange de la masse fluide avec l'extérieur, c'est un système thermodynamique ouvert. S'agissant d'un milieu continu, on s'intéresse au comportement d'un volume élémentaire de ce système.

1. Définition de l'apport de masse fluide

Un milieu poreux saturé peut être considéré comme la superposition de deux milieux continus en interaction. Un de ces deux milieux est constitué par le fluide interstitiel, saturant l'espace poreux. L'autre milieu est constitué par le squelette. Le squelette est le matériau qui serait obtenu en extrayant du milieu poreux tout le fluide interstitiel.

La cinématique et la déformation d'un volume élémentaire de milieu poreux (ou "système élémentaire"), sont repérées par rapport au squelette. Cette déformation peut être quantifiée dans le cas des transformations infinitésimales par les composantes du tenseur des déformations linéarisées ϵ .

Un volume élémentaire de milieu poreux peut échanger de la masse fluide avec l'extérieur. Après transformation il n'aura plus la même masse qui vaudra alors :

$$r \, d\Omega = (r_0 + m) \, d\Omega_0 \quad (\text{A1.1})$$

La quantité $m \, d\Omega_0$ représente ainsi l'apport de masse fluide consécutif à la transformation. La variable m est ainsi une variable lagrangienne (par rapport au squelette).

Suivant qu'il existe ou non des échanges de masse fluide m , le comportement observé sera dit drainé ou non drainé. Le terme drainé rappelle que, en laboratoire, ce comportement s'observe lorsque les circuits de drainage sont ouverts et la pression de fluide imposée à une pression constante p_0 .

1. L'inégalité de Clausius Duhem en milieux poreux saturés.

Les équations de bilan (masse, quantité de mouvement, énergie et entropie) recensent les échanges de ce système avec l'extérieur. Au terme de cette analyse, on aboutit à l'inégalité de Clausius Duhem, qui prend la forme suivante dans une approximation en petites déformations (Coussy 91):

$$\begin{aligned} \mathcal{C} : \frac{d\varepsilon}{dt} + g_m \frac{dm}{dt} - S \frac{dT}{dt} - \frac{d\Psi}{dt} \\ + \phi_H + \phi_T \geq 0 \end{aligned} \quad (\text{A1.2})$$

Les termes ϕ_H et ϕ_T sont les dissipations associées aux phénomènes de conduction hydraulique et thermique, dont on examinera plus loin les expressions. Les termes restants forment la dissipation intrinsèque :

La grandeur Ψ désigne l'énergie libre volumique du milieu poreux.

Les notations \mathcal{C} et ε ont la même signification que pour un milieu continu ordinaire, il s'agit du tenseur des contraintes de Cauchy et du tenseur des déformations (ici linéarisé en vertu de l'hypothèse de petites déformations). On peut simplement apporter deux précisions :

- le tenseur des contraintes \mathcal{C} concerne le milieu poreux dans son ensemble, il ne se rapporte pas particulièrement au solide ou au fluide. C'est une quantité qui est propre à l'échelle de description utilisée; ce tenseur n'a pas de signification à un échelle inférieure qui distinguerait des volumes élémentaires constitués d'un matériau solide et ceux constitués de fluide. En particulier, le tenseur \mathcal{C} ne représente pas les contraintes au sein du constituant solide du milieu poreux.
- le tenseur de déformation ε mesure les déformations du squelette. Il est indépendant de la cinématique du fluide.

La quantité g_m désigne l'enthalpie libre massique du fluide. La variable m associée représente l'apport de masse fluide, c'est-à-dire la variation de masse due aux échanges de fluide divisé par le volume initial dans l'état de référence.

La nouveauté, par rapport à un milieu continu ordinaire, réside donc dans le terme $g_m \frac{dm}{dt}$.

Ce terme caractéristique du milieu ouvert se décompose en deux termes $(h_m + p/\rho^{\text{fl}})dm$:

- $h_m dm$ est l'apport en énergie libre dans le système ouvert dû au transport du fluide,
- $p dm/\rho^{\text{fl}}$ est le travail mécanique qui est nécessaire pour incorporer la masse fluide dm au sein du squelette. (p désigne la pression du fluide)

2. Les variables externes en milieu poreux.

De façon conventionnelle, on désigne par variables externes l'ensemble des variables qui interviennent dans l'expression de la dissipation intrinsèque. Il s'agit donc ici :

- du tenseur des déformations du squelette $\boldsymbol{\varepsilon}$, de l'apport de masse fluide m , de la température T ,
- des trois variables duales : le tenseur de contraintes $\boldsymbol{\sigma}$, l'enthalpie libre massique du fluide g_m et l'entropie S .

L'enthalpie libre massique g_m n'est pas d'un usage courant pour caractériser l'état d'un fluide. Cette grandeur thermodynamique étant une fonction d'état de la pression p et de la température T du fluide, on utilise plus fréquemment la variable pression p à la place de g_m . Pour faire ce changement de variable, on suppose donc que l'on connaisse l'équation d'état du fluide :

$$g_m = g_m(p, T) \quad (\text{A1.3})$$

Lorsque les variations de pression d'eau et de température sont faibles, il est légitime de considérer que g_m est une fonction linéaire de ces paramètres :

$$g_m = g_m^0 + \frac{p - p_0}{\rho_0^f} - (T - T_0) s_m^0 \quad (\text{A1.4})$$

3. Le comportement thermoporoélastique.

Un comportement élastique se caractérise par une dissipation intrinsèque nulle :

- l'énergie libre est une fonction d'état des variables $\boldsymbol{\varepsilon}$, m et $\theta = (T - T_0)$.
- les équations d'état suivantes sont satisfaites :

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \quad g_m = \frac{\partial \Psi}{\partial m} \quad - S = \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \quad (\text{A1.5})$$

Le comportement élastique relie déformations, apport de masse fluide et entropie aux variables duales contraintes, enthalpie libre massique et entropie.

On peut remplacer l'enthalpie libre g_m par la pression du fluide en linéarisant l'équation d'état du fluide. Pour ce faire, on introduit un potentiel modifié Ψ_1 :

$$\Psi_1(\boldsymbol{\varepsilon}, m, \theta) = \Psi(\boldsymbol{\varepsilon}, m, \theta) - m \left(g_m^0 - \frac{p_0}{\rho_0^f} - \theta s_m^0 \right) \quad (\text{A1.6})$$

La pression apparaît alors directement dans les équations d'état :

$$\sigma = \frac{\partial \Psi_1}{\partial \varepsilon} \quad \frac{p}{\rho_0^{\frac{1}{n}}} = \frac{\partial \Psi_1}{\partial m} \quad - (S - s_m^0 m) = \frac{\partial \Psi_1}{\partial \theta} \quad (\text{A1.7})$$

La variation de la quantité $S - m s_m^0$ représente la variation d'entropie du matériau diminuée du transport d'entropie par apport de masse fluide. Cette grandeur intervient également dans le bilan thermique.

Les sollicitations en contraintes, pression de fluide et température sont reliées de manière univoque aux variables déformations du squelette, apport de masse fluide et entropie. L'état d'un volume élémentaire est entièrement caractérisé en élasticité par ces trois variables.

4. Contraintes effectives en poroélasticité.

En inversant la deuxième équation d'état, l'apport de masse fluide m s'exprime en fonction des variables ε , p et θ . Le report de cette équation dans la première équation d'état donne alors une relation :

$$\sigma = L_1(\varepsilon, p, \theta) \quad (\text{A1.8})$$

Une forme linéarisée de cette relation est la suivante :

$$\sigma - \sigma_0 = \mathbb{C}_0 : \varepsilon - \mathbb{B} (p - p_0) - A_0 \theta \quad (\text{A1.9})$$

Le tenseur $\sigma + \mathbb{B} p$ est le tenseur des contraintes effectives élastiques. Ce tenseur peut être interprété comme le tenseur des contraintes responsable des déformations élastiques du squelette.

La grandeur étant égale à une dérivée croisée du potentiel, on a la relation :

$$\mathbb{B} = \frac{1}{\rho_0^{\frac{1}{n}}} \frac{\partial m}{\partial \varepsilon} \Big|_{p, \theta} \quad (\text{A1.10})$$

L'apport de masse fluide dans les évolutions à pression constante et à température constante résulte d'une variation de l'espace poral. Lorsque les "grains" sont incompressibles, la variation de l'espace poral est égale à la déformation volumique du squelette. En ce cas, le tenseur \mathbb{B} est égal au tenseur unité $\mathbb{1}$, et l'on retrouve l'expression des contraintes effectives de Terzaghi.

5. Domaine d'élasticité

Pour les matériaux plastiques solides, le domaine d'élasticité actuel se définit par l'ensemble des états de contraintes σ que l'on peut atteindre par une évolution réversible

isotherme. La même définition s'applique pour les milieux poroplastiques, à condition d'y adjoindre la pression du fluide. Le domaine d'élasticité actuel est donc l'ensemble des états de contraintes σ et de pression du fluide p que l'on peut atteindre par une évolution poroélastique et isotherme.

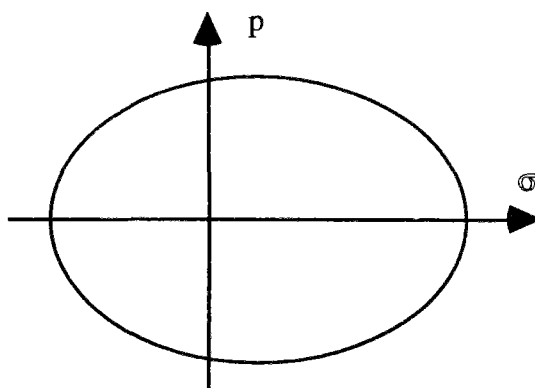


Figure A1.1 : Domaine d'élasticité d'un matériau poreux

Un matériau est dit écouissable si le domaine d'élasticité n'est pas fixe. Les variables ζ sont introduites pour paramétrer les modifications du domaine d'élasticité. On considère généralement un nombre fini de variables.

La fonction de charge f est ainsi fonction de trois arguments : (σ, p, ζ) . Le domaine d'élasticité étant généralement convexe, on choisit une fonction f convexe en fonction des deux arguments σ et p .

Comme précédemment, il y a écouissage thermique du domaine de plasticité lorsque la valeur de ζ change sous l'effet d'une variation de température.

6. Les variables internes de la plasticité isotherme en milieux poreux

Deux variables internes viennent naturellement : la déformation plastique \mathcal{E}^P et l'apport de masse fluide plastique m^P . Ce sont respectivement la déformation résiduelle et l'apport de masse fluide résiduel obtenus après une décharge complète du matériau.

Pour caractériser l'état d'écrouissage, on ajoute d'autres variables interne χ .

On peut remarquer que \mathcal{E}^P et m^P ne peuvent être déterminés avant décharge, il faut modifier l'état du système pour accéder à la mesure de ces variables. La nature de variables cachées de \mathcal{E}^P et de m^P apparaît clairement, par opposition à \mathcal{E} et m qui sont des quantités directement observables.

Il est commode de substituer à m^P la porosité plastique ϕ^P , que l'on définit par :

$$\phi^P = \frac{m^P}{\rho_o^{\text{fl}}} \quad (\text{A1.11})$$

où ρ_o^{fl} est la masse volumique du fluide dans un état de référence. La terminologie de porosité plastique s'explique aisément puisque l'excès de masse fluide m^P étant mesuré dans un état de référence, une variation de cette quantité provient nécessairement d'un changement de l'espace poral.

Lorsque la matrice formée des constituants solides du matériau a un volume constant, la porosité plastique ϕ^P est égale à la trace de la déformation \mathcal{E}^P . Ces notations sont alors redondantes. Cependant, de façon plus générale, un bilan des variations de volume donne:

$$\text{tr } \mathcal{E}^P = \phi^P + (1 - \phi_o) \mathcal{E}_s^P \quad (\text{A1.12})$$

où \mathcal{E}_s^P est la dilatation volumique moyenne de la matrice obtenue après décharge totale.

La porosité plastique ϕ^P s'identifie à la trace de la déformation \mathcal{E}^P lorsque les "grains" du matériau sont plastiquement incompressibles.

7. Règle d'écoulement

La règle d'écoulement fixe l'ensemble des directions permises pour l'évolution des paramètres \mathcal{E}^P , ϕ^P et χ . Cet ensemble de directions permises dépend de l'état du chargement (\mathcal{C}, p, ζ) .

En chaque point frontière du domaine d'élasticité, il existe une direction d'écoulement $(h_\epsilon, h_\phi, h_\chi)$ telle que :

$$d\mathcal{E}^P = d\lambda h_\epsilon \quad d\phi^P = d\lambda h_\phi \quad d\chi = d\lambda h_\chi \quad (\text{A1.13})$$

où $d\lambda$ est un scalaire positif, dénommé multiplicateur plastique.

La modélisation poro-plastique constitue ainsi une extension des modélisations plastiques des matériaux solides usuels. Les raisonnements sont identiques, en remplaçant formellement dans les équations le terme de contrainte \mathcal{C} par le couple contrainte et pression du fluide (\mathcal{C}, p) , et le terme de déformation plastique \mathcal{E}^P par le couple déformation et porosité plastiques (\mathcal{E}^P, ϕ^P) . Les notions de travail plastique maximal, de matériaux standards et de matériaux standards généralisés s'étendent aisément.

8. Quelques éléments thermodynamiques.

Un état thermodynamique du système est caractérisé par l'ensemble de variables T , \mathcal{E} , m , \mathcal{E}^P , ϕ^P et χ . L'énergie libre a la forme générale suivante :

$$\Psi(\theta, \mathcal{E}, m, \mathcal{E}^P, \phi^P, \chi) = \varphi(\mathcal{E} - \mathcal{E}^P, m - \rho_0^f \phi^P, \theta) + V(\chi, \theta) \quad (\text{A1.14})$$

La fonction φ est la même fonction que celle définie en poroélasticité, V est l'énergie libre bloquée par écrouissage. En cas de comportement plastique parfait (sans écrouissage), χ et V doivent être omis.

La dissipation intrinsèque prend alors la forme suivante :

$$D_I = \sigma : \dot{\mathcal{E}}^P + p \dot{\phi}^P - \frac{\partial V}{\partial \chi} \dot{\chi} \quad (\text{A1.15})$$

Les deux premiers termes constituent la puissance volumique plastique, le dernier terme tient compte de l'énergie emmagasinée par écrouissage.

La forme de cette expression est donc tout à fait similaire à la forme usuelle de la dissipation pour la plasticité des matériaux solides, on note simplement la présence du terme $p \dot{\phi}^P$ qui exprime le travail mécanique qu'il faut fournir pour insérer, de façon définitive, du fluide à la pression p dans le matériau.

Le bilan thermique est par contre légèrement modifié par rapport à celui rencontré en plasticité des matériaux solides :

- la dissipation ϕ_H associée aux phénomènes de conduction hydraulique est une source de chaleur supplémentaire qui vient s'ajouter à la dissipation d'origine intrinsèque.
- de la chaleur peut être transportée par convection si les mouvements du fluide sont importants.

Ces aspects sont développés dans le chapitre 5.

9. Hypothèse des contraintes effectives en plasticité

L'hypothèse des contraintes effectives en plasticité consiste à supposer que dans toutes les équations de la plasticité, les grandeurs σ et p interviennent uniquement par l'intermédiaire du groupement appelé contrainte effective plastique:

$$\sigma^* = \sigma + p \mathbb{B}^P \quad (\text{A1.16})$$

où \mathbb{B}^P est un tenseur d'ordre deux.

Le potentiel d'écoulement dépend également du groupement $\sigma + p \mathbb{B}^P$. Compte tenu des lois d'écoulement, on a alors nécessairement :

$$\phi^P = \mathbb{B}^P : \boldsymbol{\varepsilon}^P \quad (\text{A1.17})$$

Compte tenu de la relation (A1.12), le tenseur \mathbb{B}^P est égal au tenseur unité lorsque la matrice est plastiquement incompressible. C'est l'hypothèse qui est la plus couramment faite.

L'on voit ainsi apparaître une contrainte effective plastique $\sigma + \beta p \mathbf{1}$. Cette notion est rhéologique et elle nécessite une confirmation expérimentale. D'autre part, cette contrainte effective plastique n'a aucun lien avec la contrainte effective élastique $\sigma + \beta p \mathbf{1}$.

L'hypothèse des contraintes effectives en plasticité revient à supposer que le critère et les potentiels d'écoulement ne dépendent que de $\sigma + \beta p \mathbf{1}$ et ζ . C'est une hypothèse sur la rhéologie du matériau. Elle permet d'adapter aux milieux poreux, l'ensemble des modèles de plasticité développés pour les matériaux solides usuels.

Annexe 2. Stabilité thermodynamique du modèle plastique écouissable thermiquement.

1. Démonstration de la condition de stabilité (47) du chapitre 2.

Partant d'un volume du matériau initialement en équilibre, on va établir une "estimation a priori" de l'évolution de ces variables lorsque l'on superpose à l'équilibre initial des fluctuations de contraintes et de température sans modifier les conditions de chargement à la frontière de ce volume.

Pour déterminer des conditions de stabilité au sens de Lyapunov, on recherche une norme sur les variables du système telle que les évolutions de ces variables à partir d'un état légèrement perturbé restent limitées au sens de cette norme. Il convient de noter qu'il est nécessaire de préciser la norme choisie car, toutes les normes ne sont pas équivalentes entre elles dans un espace de dimension infinie.

Soient T_0 et σ_0 les champs de température et de contraintes à l'équilibre dans un volume Ω , et T et σ les valeurs de ces champs après une perturbation de l'état de contraintes et de température à l'intérieur de ce volume.

Cette petite fluctuation de température engendre un flux de chaleur \mathbf{q} à la surface du volume Ω . En vertu du second principe, la dissipation surfacique est positive ou nulle :

$$(T - T_0) \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}}{T} \geq 0 \quad \text{sur la surface } \partial\Omega \quad (\text{A2.1})$$

D'autre part, on déduit de l'équation thermique (7) :

$$\frac{dS}{dt} = - \operatorname{div} \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right) + \frac{DI + DT}{T} \quad \text{dans le volume } \Omega \quad (\text{A2.2})$$

où DI est la dissipation volumique intrinsèque du matériau et DT est égal à la dissipation thermique liée à la conduction de la chaleur dans le matériau

La forme (61) de l'équation thermique correspond au bilan d'entropie. L'augmentation irréversible d'entropie due à la diffusion de la chaleur est égale à $\frac{DT}{T}$, la production interne d'entropie par dissipation intrinsèque est $\frac{DI}{T}$.

L'équation (A2.2), multipliée par la différence de température $T - T_0$, et intégrée sur le volume Ω , conduit au résultat suivant :

$$\int_{\Omega} (T-T_0) \frac{dS}{dt} d\Omega = \int_{\Omega} (T-T_0) \frac{DI}{T} d\Omega - \int_{\Omega} D_T \frac{T}{T_0} d\Omega - \int_{\partial\Omega} (T-T_0) \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}}{T} da \quad (\text{A2.3})$$

Pour établir cette relation, on a utilisé l'identité suivante :

$$(T-T_0) \operatorname{div} \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right) = \operatorname{div} \left((T-T_0) \frac{\mathbf{q}}{T} \right) - \frac{\mathbf{q}}{T} \cdot \operatorname{grad} (T) \quad (\text{A2.4})$$

Les dissipations intrinsèque et thermique sont généralement découplées. Ces deux termes sont alors séparément positifs ou nuls. On obtient alors l'inégalité suivante :

$$\int_{\Omega} (T-T_0) \frac{dS}{dt} d\Omega \leq \int_{\Omega} (T-T_0) \frac{DI}{T} d\Omega \quad (\text{A2.5})$$

D'autre part, les efforts surfaciques appliqués sur le contour du volume Ω sont maintenus constants. Les égalités suivantes résultent du principe des puissances virtuelles écrit sur la configuration initiale non perturbée et sur la configuration actuelle (on confond les deux géométries), le champ de vitesses virtuel étant pris égal au champ de vitesse réel V de la configuration actuelle.

$$\int_{\Omega} \sigma \frac{d\varepsilon}{dt} d\Omega = \int_{\Omega} \sigma_0 \frac{d\varepsilon}{dt} d\Omega = \int_{\partial\Omega} V \cdot \sigma_0 \cdot \mathbf{n} da \quad (\text{A2.6})$$

L'inégalité suivante est obtenue par sommation des relations (A2.5) et (A2.6) :

$$\int_{\Omega} \left((\sigma - \sigma_0) \frac{d\varepsilon}{dt} + (T-T_0) \frac{dS}{dt} \right) d\Omega \leq \int_{\Omega} (T-T_0) \frac{DI}{T} d\Omega \quad (\text{A2.7})$$

Nous n'avons pas fait usage de la loi de comportement du matériau pour établir cette inégalité. L'inégalité (A2.7) est de nature très générale, elle est valable pour des évolutions élastiques ou plastiques, pour des matériaux vérifiant la loi de conduction thermique de Fourier ou une loi plus complexe.

Nous allons à présent utiliser les lois d'état pour transformer le terme de gauche dans (A2.7).

Puisque la relation (A2.7) fait intervenir les différences de contrainte et de température, nous allons exprimer les lois d'état avec les différences $\sigma - \sigma_0$ et $T-T_0$.

On introduit en tout point \underline{x} du volume Ω un potentiel élastique réduit ω^* tel que

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{\partial \omega^*}{\partial \varepsilon} (\varepsilon - \varepsilon^p, S^e) \quad \theta = \frac{\partial \omega^*}{\partial S^e} (\varepsilon - \varepsilon^p, S^e) \quad (\text{A2.8})$$

avec $S^e = S - S^b(\chi)$ et $\varepsilon^e = \varepsilon - \varepsilon^p$.

Le potentiel ω^* s'obtient par une transformation de Legendre-Fenchel du potentiel élastique φ par rapport à la seconde variable θ .

$$\omega^*(\varepsilon^e, S^e) = \varphi(\varepsilon^e, \theta) - \sigma_0(\underline{x}) \cdot \varepsilon^e + \theta \cdot S^e \quad (\text{A2.9})$$

L'inéquation (71) et les relations (73) entraînent :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \omega^*(\varepsilon - \varepsilon^p, S - S^b(\chi)) \, d\Omega &\leq \int_{\Omega} (T - T_0) \frac{DI}{T} \, d\Omega - \\ &\int_{\Omega} \left((\sigma - \sigma_0) \frac{d\varepsilon^p}{dt} + (T - T_0) \frac{dS^b}{d\chi} \frac{d\chi}{dt} \right) \, d\Omega \end{aligned} \quad (\text{A2.10})$$

On suppose alors que la stabilité thermodynamique de la loi thermoélastique est vérifiée. Le potentiel ω^* est alors une fonction strictement convexe de ses deux arguments. L'intégrale de la fonction $\omega^*(\varepsilon^e, S^e)$ sur Ω constitue une norme pour les deux champs ε^e, S^e . Pour l'étude de la stabilité des quantités élastiques ε^e et S^e , on choisit donc la fonctionnelle de Lyapunov suivante :

$$\| \varepsilon^e, S^e \|_{\Omega} = \int_{\Omega} \omega^*(\varepsilon^e, S^e) \, d\Omega \quad (\text{A2.11})$$

Si après perturbation, l'évolution des variables du système est telle que le second membre de (A2.10) est toujours négatif ou nul, on est alors certain de la stabilité des quantités élastiques ε^e et S^e . La loi de comportement thermoélastique permet alors de conclure à la stabilité des variables contraintes σ et température θ après perturbations.

En définitive, une condition suffisante de stabilité est que l'inégalité suivante soit satisfaite en tout point :

$$(\sigma - \sigma_0) \frac{d\varepsilon^p}{dt} \geq \frac{(T - T_0)}{T} \left(\sigma \frac{d\varepsilon^p}{dt} + (\zeta - L\chi) \frac{d\chi}{dt} \right) \quad (\text{A2.12})$$

2. Stabilité isotherme du modèle plastique écrouissable.

Si $T = T_0$ alors la condition (A2.12) se réduit à :

$$(\sigma - \sigma_0) \frac{d\varepsilon^p}{dt} \geq 0 \quad (\text{A2.13})$$

Cette condition est vérifiée lorsque l'on vérifie l'hypothèse de travail maximum, et que le module d'écroissance H est positif. Le module d'écroissance doit impérativement être positif pour que l'état de contrainte initial σ_0 soit à l'intérieur du domaine d'élasticité après perturbation isotherme.

On retrouve donc une condition classique de stabilité en plasticité.

Conditions suffisantes de stabilité pour des perturbations isothermes : (A2.14)

- Stabilité élastique
- Principe du travail plastique maximal.
- Ecroissance positif.

Annexe 3. Formulation incrémentale de la plasticité avec écrouissage thermique.

La loi de comportement plastique se formule indépendamment du temps physique, de manière incrémentale. Le critère et les règles d'écoulement permettent de relier les incréments des variables internes déformation plastique et variable d'écrouissage aux incréments de chargement en contraintes et température. Nous allons établir les relations liant les incréments de variables externes lors d'une charge plastique. Nous nous limitons au cas d'un critère et de potentiels d'écoulement réguliers, sans aucun point singulier.

1. Sollicitations en contraintes et température.

Nous désignons par \mathbb{L} le tenseur de souplesse tangent élastique et isotherme, \mathbf{a} le tenseur des coefficients de dilatation thermique élastique et C_σ la chaleur volumique à contraintes constantes.

$$d\boldsymbol{\varepsilon} - d\boldsymbol{\varepsilon}^p = \mathbb{L} : d\boldsymbol{\sigma} + \mathbf{a} d\theta \quad (\text{A3.1})$$

$$dS - \frac{\mathbf{L}\boldsymbol{\chi}}{T} d\boldsymbol{\chi} = \mathbf{a} : d\boldsymbol{\sigma} + \frac{C_\sigma}{T_0} d\theta \quad (\text{A3.2})$$

Les règles d'écoulements (38) donnent l'évolution des variables internes $\boldsymbol{\varepsilon}^p$ et de $\boldsymbol{\chi}$ en fonction de $d\boldsymbol{\sigma}$ et $d\theta$, pour un matériau écrouissable avec $H > 0$. On en déduit :

$$d\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbb{L} : d\boldsymbol{\sigma} + \mathbf{a} d\theta + \frac{1}{H} Y(f) \left\langle \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : d\boldsymbol{\sigma} + H_T d\theta \right\rangle \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \quad (\text{A3.3})$$

$$dS = \mathbf{a} : d\boldsymbol{\sigma} + \frac{C_\sigma}{T_0} d\theta + \frac{1}{H} Y(f) \left\langle \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : d\boldsymbol{\sigma} + H_T d\theta \right\rangle \frac{\mathbf{L}\boldsymbol{\chi}}{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \boldsymbol{\chi}} \quad (\text{A3.4})$$

Le système d'équation (44) s'exprime également sous une forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} d\boldsymbol{\varepsilon} \\ dS \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbb{L} + I^p \frac{Y(f)}{H} \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \otimes \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} & \mathbf{a} + I^p \frac{Y(f)}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\zeta}} \frac{\mathbf{L}\boldsymbol{\chi}}{T} \right) \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \\ \mathbf{a} + I^p \frac{Y(f)}{H} \left(\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \boldsymbol{\zeta}} \frac{\mathbf{L}\boldsymbol{\chi}}{T} \right) \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} & \frac{C_\sigma}{T_0} + I^p \frac{Y(f)}{H} \left(\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \boldsymbol{\zeta}} \frac{\mathbf{L}\boldsymbol{\chi}}{T} \right) \left(\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\zeta}} \frac{\mathbf{L}\boldsymbol{\chi}}{T} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\boldsymbol{\sigma} \\ d\theta \end{pmatrix} \quad (\text{A3.5})$$

où I^p est un indicateur de charge plastique, égal à 1 en cas de charge plastique, et qui est nul dans les autres cas

On exhibe ainsi la matrice de souplesse tangente, généralisée aux variables mécanique et thermique. Cette matrice est symétrique lorsque les potentiels d'écoulement g et h sont égaux au critère f , c'est-à-dire pour un modèle standard généralisé.

Nous allons examiner chacun des termes de cette matrice :

Le premier terme de cette matrice est la matrice de souplesse tangente pour le comportement mécanique isotherme. Le tenseur formé par ce premier terme est symétrique si l'écoulement plastique g est associé au critère f (modèles standards).

$$\mathbf{L}^{tg} = \mathbf{L} + \mathbb{I}^p \frac{Y(f)}{H} \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{s}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{s}} \quad (\text{A3.6})$$

Le deuxième terme diagonal, multiplié par la température T_0 est la capacité calorifique tangente à état de contraintes constant :

$$\mathbf{C}_\sigma^{tg} = \mathbf{C}_\sigma + Y(f) \mathbb{I}^p \frac{H_T}{H} (\mathbf{L}\chi \frac{\partial h}{\partial \zeta}) \frac{T_0}{T} \quad (\text{A3.7})$$

Les termes non diagonaux de la matrice (A3.5) sont des termes de couplage thermomécanique. En l'absence de chaleur latente d'écrouissage, ces termes se réduisent à leurs expressions thermoélastiques.

Le terme supérieur définit le tenseur de dilatation thermique tangent :

$$\mathbf{a}^{tg} = \mathbf{a} + Y(f) \mathbb{I}^p \frac{H_T}{H} \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \sigma} \quad (\text{A3.8})$$

Le terme de couplage inférieur permet de définir la chaleur latente des variations de contraintes. Les bilans thermiques ayant été détaillés précédemment, nous ne reviendrons pas sur ce terme. Notons simplement que les coefficients de couplages de la matrice (A3.5) sont égaux à condition que les trois potentiels f , g et h soient identiques.

2. Sollicitations en déformations et température.

La formulation incrémentale (92) est utile lorsque le chargement est exprimé par les incréments $d\sigma$ et $d\theta$. Si les sollicitations sont définies en déformations et température, il est nécessaire d'inverser partiellement la loi (92). La loi thermoélastique en fonction des incréments de température et de déformations élastiques s'exprime ainsi :

$$d\sigma = \mathbf{C} : (d\varepsilon - d\varepsilon^p) - \mathbf{a} d\theta \quad (\text{A3.9})$$

$$dS - \frac{\mathbf{L}\chi}{T} d\chi = \mathbf{a} : (d\varepsilon - d\varepsilon^p) + \frac{\mathbf{C}_\varepsilon}{T_0} d\theta \quad (\text{A3.10})$$

où \mathbf{C} est le tenseur de rigidité isotherme, le tenseur \mathbf{a} multiplié par la température absolue T désigne la chaleur latente de déformation élastique, le coefficient C_E représente la chaleur volumique à déformations élastiques constantes et \mathbf{a} la chaleur latente des déformations élastiques.

On substitue dans (A3.9) le terme $d\varepsilon^p$ par son expression en fonction de $d\sigma$ et $d\theta$:

$$d\sigma = \mathbf{C} : d\varepsilon - \frac{1}{H} Y(f) \left\langle \frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + H_T d\theta \right\rangle \mathbf{C} : \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \sigma} - \mathbf{a} d\theta \quad (\text{A3.11})$$

Cette équation contractée avec $\frac{\partial f}{\partial \sigma}$ permet de calculer le multiplicateur plastique $d\lambda$:

$$\frac{df|_{\chi}}{H} = \frac{1}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + H_T d\theta \right) = \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{C} : d\varepsilon + (H_T - \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{a}) d\theta}{H + \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{C} : \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \sigma}} \quad (\text{A3.12})$$

L'équation (A3.11) est valable lorsque le dénominateur du second membre est strictement positif. Cela donne la condition suivante sur le module d'écrouissage H :

$$H > - \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{C} : \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \sigma} \quad (\text{A3.13})$$

On lève l'ambiguïté sur la nature de l'écoulement en présence d'un module d'écrouissage H négatif lorsque l'essai est piloté en incrément de déformation $d\varepsilon$ et température $d\theta$:

$$\text{Si } \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{C} : d\varepsilon + (H_T - \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{a}) d\theta \geq 0 \text{ alors } (d\varepsilon^p, d\chi) = \frac{df|_{\chi}}{H} (h_\varepsilon, h_\chi) \quad (\text{A3.14})$$

$$\text{Si } \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{C} : d\varepsilon + (H_T - \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{a}) d\theta < 0 \text{ alors } (d\varepsilon^p, d\chi) = (0, 0)$$

où $\frac{df|_{\chi}}{H}$ est donné par la relation (A3.12).

On en déduit la matrice tangente qui donne $d\sigma$, dS en fonction de $d\varepsilon$, $d\theta$:

$$\begin{pmatrix} d\sigma \\ dS \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C - \frac{1}{H + \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot C \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma}} C \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma} \otimes \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot C & - \mathbf{a} - \frac{(\frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{L\chi}{T} - \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot \mathbf{a})}{H + \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot C \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma}} C \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma} \\ \mathbf{a} + \frac{(\frac{\partial h}{\partial \zeta} \frac{L\chi}{T} - \frac{\partial g}{\partial \sigma} \cdot \mathbf{a})}{H + \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot C \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma}} \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot C & \frac{C_\varepsilon}{T_0} + \frac{(\frac{\partial h}{\partial \zeta} \frac{L\chi}{T} - \frac{\partial g}{\partial \sigma} \cdot \mathbf{a})(\frac{\partial f}{\partial \zeta} \frac{L\chi}{T} - \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot \mathbf{a})}{H + \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot C \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\varepsilon \\ d\theta \end{pmatrix} \quad (\text{A3.15})$$

La rigidité isotherme tangente a la même expression qu'en l'absence d'un écrouissage thermique.

$$C^{tg} = C - Y(f) I^p \frac{C \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma} \otimes \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot C}{H + \frac{\partial f}{\partial \sigma} \cdot C \cdot \frac{\partial g}{\partial \sigma}} \quad (\text{A3.16})$$

3. Evolutions adiabatiques.

Lorsqu'un chargement mécanique est appliqué sur une structure en un temps très court, la diffusion thermique est très faible. On peut faire alors l'hypothèse d'un comportement adiabatique pour calculer les valeurs des contraintes, des déformations et de la température. Cela concerne des chargements très rapides, comme les chargements dynamiques mais également des chargements qui vérifient néanmoins l'approximation quasistatique lorsqu'ils sont effectués en des temps nettement inférieurs au temps caractéristique de la diffusion thermique. Les temps de diffusion étant proportionnels au carré de la taille de la structure, l'approximation quasistatique et adiabatique concerne surtout des structures massives.

Le comportement adiabatique se définit par l'absence d'apport extérieur de chaleur au niveau du volume élémentaire représentatif. On néglige donc les phénomènes de conduction de la chaleur, les évolutions sont considérées localement adiabatiques. Les variations de température ne font pas partie des sollicitations, elles seront déterminées en fonctions des sollicitations mécaniques par l'intermédiaire des couplages thermiques dans le matériau.

Envisageons un chargement en contraintes $d\sigma$ qui occasionne une charge plastique. Les variations d'entropie sont régies par l'équation thermique :

$$T dS = \sigma : d\varepsilon^p + \zeta d\chi \quad (\text{A3.17})$$

D'autre part, les variations d'entropie sont reliées aux variations de contraintes et de température par la loi de comportement élastique. On en déduit :

$$T \mathbf{a} : d\sigma + C_\sigma d\theta = \sigma : d\varepsilon^p + (\zeta - L\chi) d\chi \quad (\text{A3.18})$$

Pour simplifier les notations, on a supposé que la température de référence T_0 est égale à la température actuelle T .

On substitue $d\epsilon^p$ et $d\chi$ par leurs expressions en fonction de $d\sigma$ et $d\theta$.

$$T a : d\sigma + C_\sigma d\theta = \frac{1}{H} \left(\sigma : \frac{\partial g}{\partial \sigma} + (\zeta - L\chi) \cdot \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right) \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + \frac{\partial f}{\partial \zeta} \cdot \frac{L\chi}{T} d\theta \right) \quad (A3.19)$$

Cette équation exprime une relation entre les incréments $d\sigma$ et $d\theta$. Ainsi, dans une évolution plastique et adiabatique, les élévations de température sont données par :

$$d\theta = \frac{1}{C_\sigma} \frac{\left(\left(\sigma : \frac{\partial g}{\partial \sigma} + (\zeta - L\chi) \cdot \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial f}{\partial \sigma} - T a : H \right) : d\sigma}{H - \left(\sigma : \frac{\partial g}{\partial \sigma} + (\zeta - L\chi) \cdot \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right) \frac{1}{C_\sigma} \frac{\partial f}{\partial \zeta} \cdot \frac{L\chi}{T}} \quad (A3.20)$$

Cette relation permet d'exprimer le multiplicateur plastique $d\lambda$ en fonction de l'incrément de contrainte uniquement :

$$\frac{df|_\chi}{H} = \frac{1}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma} : d\sigma + H_T d\theta \right) = \frac{\left(\frac{\partial f}{\partial \sigma} - \frac{1}{C_\sigma} \frac{\partial f}{\partial \zeta} \cdot L\chi a \right) : d\sigma}{H - \left(\sigma : \frac{\partial g}{\partial \sigma} + (\zeta - L\chi) \cdot \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right) \frac{1}{C_\sigma} \frac{\partial f}{\partial \zeta} \cdot \frac{L\chi}{T}} \quad (A3.21)$$

Le dénominateur de (79) est appelé module d'écrouissage adiabatique H^{ad} :

$$H^{ad} = H - \left(\sigma : \frac{\partial g}{\partial \sigma} + (\zeta - L\chi) \cdot \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right) \frac{1}{C_\sigma} H_T \quad (A3.22)$$

H^{ad} et H prennent la même valeur si la chaleur latente de l'état d'écrouissage est nulle. Lorsque H^{ad} est strictement positif, la relation (A3.21) permet de déterminer la nature d'un chargement adiabatique effectué à partir d'un état de contrainte sur la frontière du domaine d'élasticité.

Les relations incrémentales dans une évolution plastique adiabatique sont les suivantes :

$$d\epsilon = \left(L - \frac{1}{C_\sigma} T a \otimes a \right) : d\sigma + d\lambda \left(\left(\sigma : \frac{\partial g}{\partial \sigma} + (\zeta - L\chi) \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right) \frac{a}{C_\sigma} + \frac{\partial g}{\partial \sigma} \right)$$

$$d\theta = - \frac{1}{C_\sigma} T a : d\sigma + d\lambda \frac{1}{C_\sigma} \left(\sigma : \frac{\partial g}{\partial \sigma} + (\zeta - L\chi) \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right) \quad (A3.23)$$

$$dS = d\lambda \frac{1}{T} \left(\sigma : \frac{\partial g}{\partial \sigma} + \zeta \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right)$$

$$d\chi = d\lambda \frac{\partial h}{\partial \zeta}$$

où $d\lambda$ est défini par :

$$d\lambda = \frac{Y(f)}{H^{ad}} \left\langle \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma} - \frac{1}{C_\sigma} \frac{\partial f}{\partial \zeta} \mathbf{L}\chi \right) : d\sigma \right\rangle \quad (A3.24)$$

Si l'ensemble de la structure étudiée évolue de manière adiabatique, le problème mécanique se résout par incrément en faisant usage de la relation (A3.23).

Le module H^{ad} est supposé strictement positif. Dans le cas limite où H^{ad} est nul, la relation (A3.19) conduit à :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \sigma} - \frac{1}{C_\sigma} \frac{\partial f}{\partial \zeta} \mathbf{L}\chi \right) : d\sigma = 0 \quad (A3.25)$$

Si H^{ad} est nul, une évolution plastique est possible qu'à la condition que (A3.25) soit vrai. Cela interdit donc certaines directions pour l'évolution des contraintes. Il s'agit donc d'un comportement analogue à celui de la plasticité parfaite : le multiplicateur plastique $d\lambda$ est indéterminé (ce sont les conditions aux limites de la structure étudiée qui déterminent la valeur de ce multiplicateur dans un calcul de structure). Dans un calcul adiabatique, le terme H^{ad} joue donc un rôle comparable à celui de H pour le comportement isotherme.

Pour finir, notons que les conditions de stabilité thermodynamique (50) ou (51), s'expriment simplement en fonction des modules H^{ad} et H :

$$H^{ad} > H \Leftrightarrow \text{Stabilité en température à état de contraintes constant} \quad (A3.26)$$

Annexe 4. Calcul de la pression d'interaction de double couche.

1. Equation de Poisson-Boltzmann.

On admet qu'à l'équilibre, chaque espèce chimique en solution suit une distribution de Boltzmann à la température T. La concentration des ions de l'espèce chimique i suit alors la loi suivante :

$$\rho_i = \rho_i^\infty \exp\left(-\frac{z_i e \psi}{kT}\right) \quad (\text{A4.1})$$

où ρ_i est la concentration, z_i la valence des ions, e la charge élémentaire, ψ le potentiel électrique, k la constante de Boltzmann et T la température absolue. La concentration ρ_i^∞ est une concentration de référence pour un potentiel électrique nul. Le potentiel électrique étant supposé nul loin des particules chargées, ρ_i^∞ est la concentration de l'espèce chimique i dans le fluide interstitiel.

L'équation de Poisson permet de déterminer le potentiel électrique en fonction de la distribution de charge.

$$\Delta \psi = \sum_i \frac{z_i e \rho_i}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (\text{A4.2})$$

ϵ_0 et ϵ_r sont respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative du milieu fluide. ϵ_r est souvent appelé constante diélectrique.

Dans le cas présent, la distribution de charge dépend des concentrations des ions en solution, donc de la valeur du potentiel électrique et de la température T. Le potentiel électrique ψ est donc solution de l'équation suivante dite de Poisson-Boltzmann :

$$\Delta \psi = \sum_i \frac{z_i e \rho_i^\infty}{\epsilon_r \epsilon_0} \exp\left(-\frac{z_i e \psi}{kT}\right) \quad (\text{A4.3})$$

2. Calcul approché de la pression d'interaction dans le cas d'un sel 1:1.

Considérons deux particules planes d'extension infinie qui se font face. La distance D entre les deux particules est le seul paramètre géométrique de ce problème unidimensionnel, et l'on recherche la pression de répulsion entre les deux particules.

Dans cette configuration, les forces d'électrostatiques n'interviennent pas dans le calcul de la force de répulsion entre les deux particules. En effet, le champ électrique créé par les charges

du demi espace de droite est nul dans le demi espace de gauche. Cette propriété résulte de la neutralité électrique de chaque demi espace, et du caractère unidimensionnel de ce problème.

La force de répulsion entre les deux particules est uniquement due à la surpression du fluide dans le plan médian des deux particules. En notant ρ_i^m la valeur de la concentration de l'espèce chimique i à cet endroit, l'on obtient donc la valeur de cette pression en sommant les pressions partielles des différents gaz d'ions en solution :

$$\Pi = \sum_i kT (\rho_i^m - \rho_i^\infty) \quad (\text{A4.4})$$

k est la constante de Boltzmann, T la température absolue.

La concentration ρ_i^∞ est la concentration de l'espèce chimique i lorsque le potentiel électrique est nul. Le potentiel électrique étant supposé nul loin des particules chargées, ρ_i^∞ est la concentration de l'espèce chimique i dans le fluide interstitiel.

Cette pression d'interaction Π est souvent appelée pression osmotique, car son expression est identique celle de la pression osmotique de part et d'autre d'une membrane semi-perméable.

Le calcul de Π peut se faire en résolvant l'équation de Poisson-Boltzmann. Une résolution sans approximation de cette équation nécessite un calcul numérique.

Nous donnons ci-après deux expressions approchées du calcul de la pression d'interaction Π dans le cas d'un sel fait d'ion monovalents (type sel NaCl). Les principaux facteurs sont :

- D distance entre les particules,
- σ charge surfacique (à la surface d'une particule),
- ρ^∞ concentration en sel dans le fluide interstitiel.
- ϵ_0 et ϵ_r respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative du milieu fluide. (ϵ_r est souvent appelé constante diélectrique)
- e la charge élémentaire
- T la température absolue

Expression linéarisée :

$$\Pi \approx \frac{\sigma^2}{\epsilon_r \epsilon_0 (\text{ch}(\kappa D) - 1)} \quad (\text{A4.5})$$

où σ est la charge surfacique des plaques et κ l'inverse de la longueur de Debye, définie par :

$$\kappa^2 = \sum_i \frac{e^2 \rho^\infty}{\epsilon_r \epsilon_0 kT} \quad (\text{A4.6})$$

Cette expression de la pression Π est simple, cependant elle est peu utile car elle n'est valable que lorsque le terme (qui a la dimension d'un potentiel électrique) $\frac{\sigma}{\epsilon_r \epsilon_0 \kappa}$ est très faible. En pratique il doit être bien inférieur à $\frac{kT}{e}$ ($\approx 25\text{mV}$ à température ordinaire), ce qui n'est vrai que pour des surfaces très faiblement ionisées, ou de très fortes concentrations.

Approximation de faible recouvrement :

L'approximation connue sous le nom d'approximation de faible recouvrement (*weak overlap approximation*) a un domaine de validité plus large. Cette expression approchée de Π peut être trouvée dans (Israelachvili, 1992) :

$$\Pi \approx 64 kT \rho^\infty \gamma^2 \exp(-\kappa D) \quad (\text{A4.7})$$

où γ est une quantité inférieure à 1, définie par :

$$\sigma = \sqrt{32 \epsilon_r \epsilon_0 kT \rho^\infty} \frac{\gamma}{1 - \gamma^2} \quad (\text{A4.8})$$

Le facteur γ est proche de 1 lorsque $\frac{\sigma}{\epsilon_r \epsilon_0 \kappa}$ est grand devant $\frac{kT}{e}$. L'expression de la pression Π est alors très simple.

Annexe 5. Ecrouissage thermique en viscoplasticité.

Les formulations des modèles plastiques et viscoplastiques présentent de nombreuses similarités. En particulier, ces deux modèles se caractérisent par des déformations permanentes après déchargement complet, que l'on appelle respectivement déformations plastiques (ε^P) et viscoplastiques (ε^{VP}). La principale différence est que ces déformations permanentes dépendent de la vitesse d'application du chargement dans le cas de la viscoplasticité, alors que la réponse plastique n'est sensible qu'à l'ordre de la séquence des chargements qui ont eu lieu dans le passé.

On considère un modèle rhéologique viscoplastique à une dimension qui relie la force σ à la déformation ε . La déformation permanente obtenue après une décharge instantanée est notée ε^{VP} .

L'énergie libre de ce modèle est la suivante :

$$\begin{aligned} \psi(\varepsilon, \theta, \varepsilon^{VP}) = & \frac{1}{2} E (\varepsilon - \varepsilon^{VP})^2 - \alpha E (\varepsilon - \varepsilon^{VP}) \theta - \frac{1}{2} \frac{C}{T_0} \theta^2 \\ & - \frac{1}{\nu} p_{co} \exp(\nu (\varepsilon^{VP} - \alpha^P \theta)) \end{aligned} \quad (A5.1)$$

Les lois d'état thermoélastiques sont linéaires :

$$\sigma = E (\varepsilon - \varepsilon^{VP}) - \alpha E \theta \quad (A5.2)$$

$$S = \alpha E (\varepsilon - \varepsilon^{VP}) + \frac{C}{T_0} \theta \quad (A5.3)$$

Le domaine d'élasticité a une expression très simple,

$$\sigma - p_c \leq 0 \quad (A5.4)$$

où p_c est la force thermodynamique associée à la variable ε^{VP} c'est-à-dire :

$$p_c = - \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon^{VP}} = p_{co} \exp(\nu (\varepsilon^{VP} - \alpha^P \theta)) \quad (A5.5)$$

Enfin, la loi d'écoulement est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \varepsilon^{VP} &= \frac{1}{\eta} \frac{\sigma - p_c}{\gamma p_c - \sigma} & \text{si } p_c < \sigma < \gamma p_c, \\ &= 0 & \text{si } \sigma \leq p_c, \\ &= \infty & \text{si } \sigma \geq \gamma p_c. \end{aligned} \quad (A5.6)$$

Cette loi d'écoulement est compatible avec la définition précédente du domaine d'élasticité. Tous les coefficients mentionnés dans ce modèle sont supposés positifs.

Effets différés en isotherme.

On considère un chargement extrêmement rapide au cours duquel la force passe de 0 à une valeur σ_0 supérieure à γp_{co} . Avec la loi d'écoulement (A2.6), la vitesse de variation de l'écrouissage est infinie lorsque la force excède γp_c , c'est-à-dire que l'on a une variation instantanée de ε^{VP} . La variable ε^{VP} évolue donc d'une façon quasi-simultanée avec la force, et cette variation est telle qu'à tout moment on ait $\sigma < \gamma p_c$.

Soit $\varepsilon^{VP}(0^+)$ la variation de la variable ε^{VP} en fin de chargement instantané :

$$\varepsilon^{VP}(0^+) = \frac{1}{\nu} \ln\left(\frac{\sigma_0}{\gamma p_{co}}\right) \quad (A5.7)$$

La réponse instantanée de ce modèle suit une loi plastique dont le critère est défini par

$$f = \sigma - \gamma p_c \quad (A5.8)$$

et dont la loi d'écrouissage est identique à celle du modèle viscoplastique :

$$\gamma p_c = \gamma p_{co} \exp(\nu (\varepsilon^{VP}(0^+) - \alpha^P \theta)) \quad (A5.9)$$

La quantité γp_c est le seuil plastique apparent du matériau.

Si la force est ensuite maintenue égale à une valeur σ_0 , l'écrouissage va se poursuivre à une vitesse finie. Lorsque la température θ reste constante, le taux de surconsolidation apparent noté OCR vérifie l'égalité suivante en phase de fluage :

$$\text{OCR}(t) = \frac{\gamma p_c(t)}{\sigma_0} = \exp(\nu (\varepsilon^{VP}(t) - \varepsilon^{VP}(0^+))) \quad (A5.10)$$

Par intégration de (A2.6), on obtient le résultat suivant :

$$(\gamma - 1) \ln\left(\frac{\gamma - 1}{\gamma - \text{OCR}(t)}\right) - \ln(\text{OCR}(t)) = \frac{\nu}{\eta} t \quad (A5.11)$$

L'évolution de la déformation viscoplastique se déduit des équations (A5.10) et (A5.11).

Le taux de surconsolidation apparent augmente au cours du temps : le seuil plastique apparent croît lorsque la pression de consolidation est maintenue.

Ce résultat est remarquable. Ce phénomène est en effet conforme aux observations expérimentales. Il est appelé consolidation retardée des argiles (Bjerrum 1967).

Un temps caractéristique du fluage vaut $\tau = \frac{\nu}{\eta}$. La figure A5.1 donne l'allure des évolutions différées sous une forme adimensionnel.

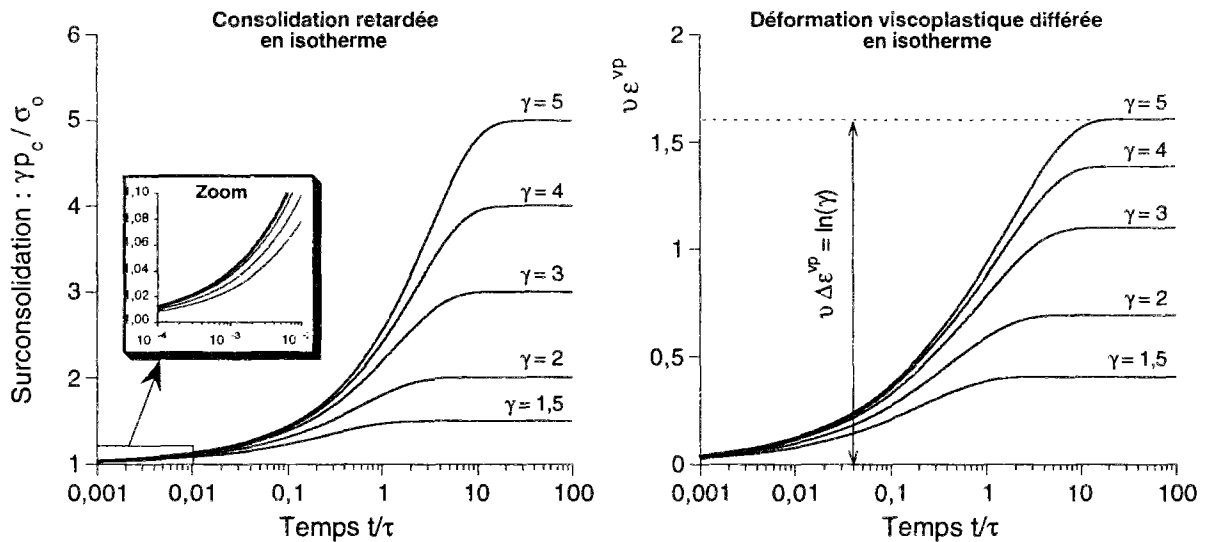


Figure A5.1 : Evolution différée du seuil de plasticité et de la déformation viscoplastique en fonction de plusieurs valeurs de γ .

L'évolution différée est très longue, les effets différés deviennent sensibles pour des temps adimensionnels supérieurs à 1/1000 et ils disparaissent après un temps supérieur à 10.

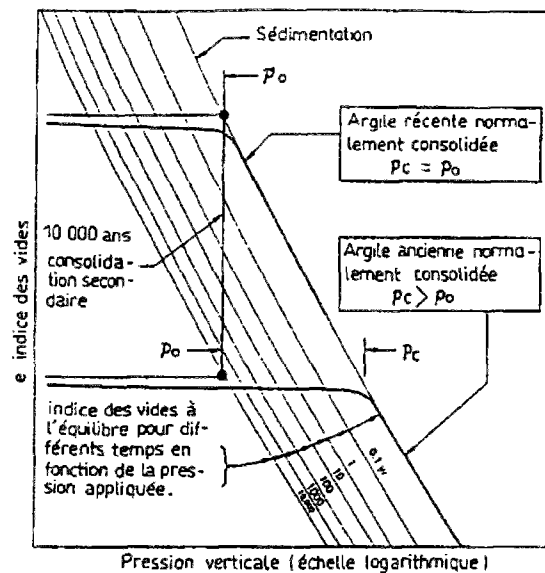


Figure A5.2 : Résultats d'essais et interprétation de la consolidation retardée par Bjerrum. Le rapport de surconsolidation est proportionnel au logarithme du temps écoulé depuis la fin du dépôt des sédiments argileux. (translation des courbes de consolidation). (Boisson, Billote Norotte d'après Bjeerum 72)

Bjerrum a proposé de relier linéairement le taux de surconsolidation “retardé” au logarithme du temps écoulé depuis la fin du chargement. Les évolutions dans ce modèle sont comparables à ce que propose Bjerrum tant que le taux de surconsolidation “retardé” reste faible.

Effets d'un chargement thermique au cours du fluage.

En début de la phase de fluage décrite précédemment, on envisage un chargement thermique qui consiste soit en une élévation de température $\Delta\theta$ que l'on maintient ensuite, soit en un cycle thermique de chauffage et de refroidissement. Pour simplifier, on suppose que ce chargement thermique a lieu très peu de temps après la consolidation instantanée lorsque débute la phase de fluage proprement dite. Les variations de température sont supposées instantanées.

Un écrouissage thermique gêné par l'état de contrainte se produit lors du chauffage. En effet, le rapport entre le seuil de viscoplasticité p_c et la force ne peut excéder la valeur γ . La déformation plastique simultanée à l'élévation de température vaut $\alpha^p \Delta\theta$.

Ensuite, si l'on maintient la température, le fluage est identique à celui obtenu sous l'action d'un seul chargement mécanique. On a éventuellement une accélération du fluage si la viscosité η diminue avec la température.

Si en revanche la température revient à son niveau initial, le matériau devient surconsolidé. On aura soit une absence totale de fluage lorsque la surconsolidation est suffisamment élevée, soit un fort ralentissement du fluage.

Dans ce modèle, le taux de surconsolidation après un cycle chauffage-refroidissement vaut :

$$\text{OCR} = \exp(v \alpha^p \Delta\theta) \quad (\text{A5.12})$$

Cette valeur vaut typiquement 1,1 à 1,2 pour une variation de 20° à 50°C dans les argiles. Si le cycle thermique a lieu à l'instant 10^{-04} (en temps adimensionnel) après le chargement mécanique, une surconsolidation d'origine thermique d'un facteur 1,1 suffit pour provoquer une chute de la vitesse de fluage d'un facteur supérieur à 10. Cette chute peut être interprétée comme un arrêt de ce fluage sous l'effet du refroidissement.

Conclusion.

Cet exemple simple est donné à titre purement illustratif, nous n'avons pas cherché à nous caler sur des essais particuliers. Cette annexe se limite à une présentation de concepts qui

paraissent pertinents pour modéliser les résultats des essais de fluage. Pour parvenir à un modèle correct, il faut certainement modifier la loi (A2.6).

On note cependant l'intérêt de cette approche : en traitant une seule loi plasticité et viscoplasticité, les phénomènes thermiques propres au fluage des argiles s'interprètent de façon claire par un écrouissage thermique de même nature que celui que l'on rencontre en plasticité.

Annexe 6. Un modèle "ad hoc" pour l'argile de Mol surconsolidée.

Pour mieux simuler la phase d'érouissage initial, on présente ci-après un modèle plastique de type Drucker-Prager dont la loi d'érouissage a été ajustée sur la réponse expérimentale.

Le critère choisi est un modèle de Drucker-Prager avec un angle de frottement interne de 15° . L'écoulement plastique est non associé, avec une dilatance nulle. Le potentiel plastique est de type Von Mises. La loi élastique est la même que précédemment.

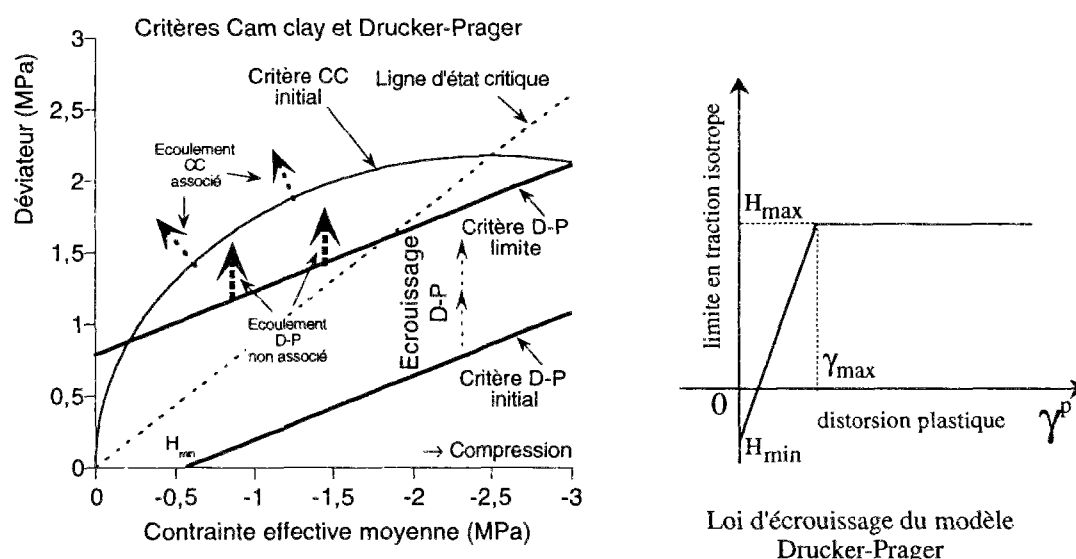


Figure A6.1 : Modèle plastique Drucker Prager non associé sans dilatance avec érouissage cinématique en fonction de la distorsion plastique.

La loi d'érouissage relie la limite en traction isotrope en fonction de la distorsion plastique. Il n'y a pas d'érouissage thermique. L'ajustement de la loi d'érouissage se fait en modifiant les paramètres H_{min} , H_{max} et γ_{max} définis sur la figure 16 à droite.

Ce modèle donne une réponse déviatorique correcte pour les essais drainés (figure A6.1). La phase de radoucissement n'a pas été incorporée, mais elle pourrait être aisément ajoutée en modifiant la loi d'érouissage.

La réponse volumique est proche des résultats d'essai à 20°C , sauf pour les paramètres élastiques.

Ce modèle est d'un usage plus limité que le précédent, puisque qu'il n'est valable que pour des chargements depuis des états fortement surconsolidés.

Il a été construit afin d'évaluer quelle importance peut avoir la phase d'écrouissage dans un problème donné. On l'emploiera pour la simulation des phases de creusement, afin de faire une comparaison avec le modèle Cam clay.

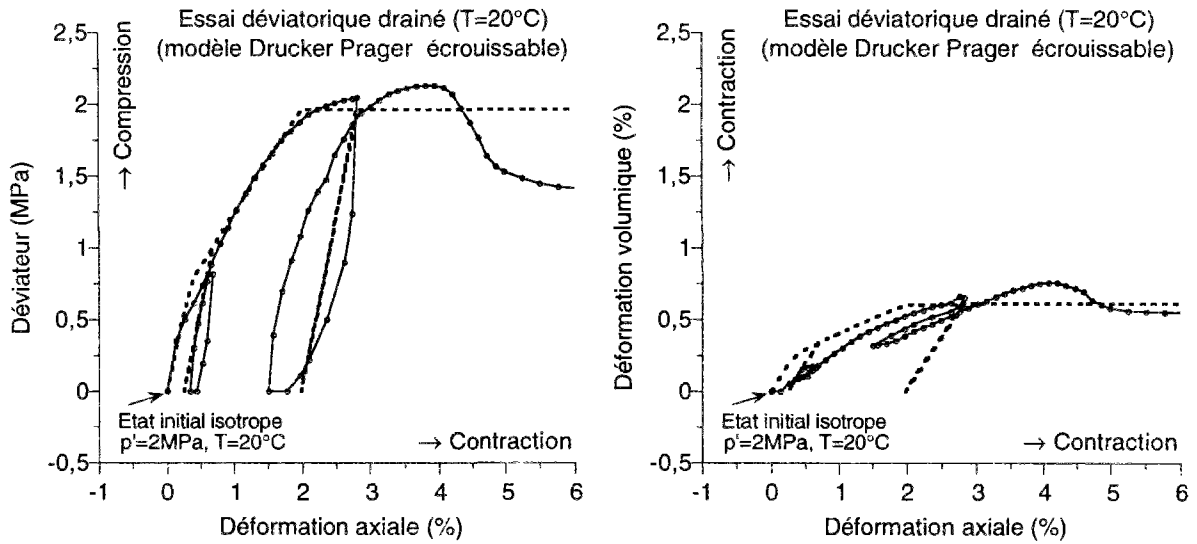


Figure A6.2 : Simulation avec un modèle Drucker-Prager écrouissable en fonction de la cohésion.

Annexe 7. Description de l'instrumentation des essais CACTUS.

A.1.1. Sondes chauffantes

Les sondes sont réalisées dans un tube de cupro-aluminium, métal inoxydable, centrifugé de 8 mm d'épaisseur. Elles sont constituées de trois parties: une partie centrale d'une longueur de 2,60 m, et de deux zones de garde. Le diamètre extérieur des sondes est égal à 30 cm (à comparer aux conteneurs COGEMA de diamètre 43 cm) et la longueur totale de la sonde est de 3,60 m.

La partie centrale est chauffée grâce à des résistances électriques placées le long du tube, à l'intérieur. Le système de chauffage assure une température homogène à la paroi de la sonde sur une longueur de 2 m (soit 7 fois le diamètre environ).

L'*instrumentation* des sondes comporte les éléments suivants :

- capteurs de température PT100. (24 sur la sonde 1 et 19 sur la sonde 2)
- 3 capteurs de pression de fluide destinés à mesurer la *pression interstitielle* du matériau de colmatage qui est présent entre la sonde et le massif. Ces capteurs ont une étendue de mesure de 0 à 5 MPa et une précision de 0,01 MPa.
- capteurs de teneur en eau, destinés à mesurer la variation de la *teneur en eau* du matériau de colmatage. La sensibilité de ces capteurs est de $\pm 0,1$ point de teneur en eau.
- 6 convergencemètres placés dans la sonde en zone centrale et répartis uniformément; ils sont destinés à mesurer l'évolution de *six diamètres* de la sonde. De type inductif, ces capteurs sont capables de mesurer une variation de 2 μm sur le diamètre pour une course totale de $\pm 10\text{mm}$.
- des jauges de déformation réparties sur deux niveaux dans la zone chauffante. pour mesurer la pression sur la sonde avant la phase de chauffage.
- 6 capteurs extérieurs de pression totale. La plage de mesure de ces capteurs se situe entre 0 et 5MPa à $\pm 0,01\text{MPa}$ (sur la sonde 2 uniquement).
- 1 capteur d'hygrométrie destiné à mesurer le degré d'humidité à l'intérieur de la sonde. Ce capteur fonctionne sur le même principe que les sondes platines. Sa sensibilité est de 0,2% du pourcentage d'humidité (sur la sonde 2 uniquement).

La sonde "CACTUS 2" a été fabriquée un an après la mise en place du premier essai. De ce fait, elle a bénéficié des acquis de l'essai "CACTUS 1". Globalement, les modifications apportées à la sonde sont les suivantes:

- l'étanchéité générale est améliorée, le nombre de traversées du corps de sonde est réduit et la sonde est munie d'une "cheminée" (tube articulé et soudé), qui permet une communication entre l'intérieur de la sonde et la galerie. Ces modifications ont pour

objet d'éviter les problèmes de condensation d'eau qui ont été vraisemblablement à l'origine de l'arrêt accidentel du premier cycle de chauffage de l'essai "CACTUS 1".

- L'alimentation électrique ainsi que le câblage et les connexions sont améliorés. Par ailleurs, le contrôle a priori et a posteriori du système électrique général est renforcé.
- L'épaisseur du corps de sonde est portée à 10mm, de façon à éviter des problèmes de flambement de la sonde au cas où les contraintes totales réelles dépasseraient les contraintes prévues.
- Les capteurs de pression interstitielle et de contrainte totale autour de la sonde sont différents et plus nombreux, de façon à affiner la connaissance des champs de contrainte et de pression dans le matériau de colmatage.

A.1.2. Instrumentation périphérique

Chaque essai comporte six forages périphériques autour des sondes "CACTUS". L'instrumentation périphérique des deux essais est identique.

a. Mesures de contraintes totales (forages SISMA et SISMB, S2SMC et S2SMD)

Deux forages par essai sont instrumentés par des cellules Glötzl destinées à mesurer les contraintes totales.

Chaque forage est équipé de cinq cellules placées au niveau de la sonde, entre 12 et 15,5 m de profondeur sous la galerie. Trois de ces cellules ont leur axe dirigé vers le forage central (mesure de la contrainte radiale) et les deux autres ont un axe orthogonal au précédent (mesure de la contrainte orthoradiale).

Les cellules sont constituées d'un "coussin de pression" et d'une soupape à membrane. L'ensemble du dispositif se comporte comme une enceinte hydrostatique. Le principe de la mesure est celui de la pression-contre pression. Une fois le dispositif en place, la pression dans le coussin est égale à la pression du terrain. On injecte alors par paliers successifs un débit d'huile qui induit une pression en amont de la soupape. Lorsque la pression du coussin, en aval de la soupape, et celle du tuyau d'injection s'équilibrent, la membrane est en limite de décharge; la lecture est alors réalisée.

L'étendue de mesure est de 0 à 5MPa pour chaque cellule. La sensibilité du système est de 0,01MPa. Chacune des cellules est associée à une sonde thermique destinée au contrôle de la température lors de la mesure de contrainte totale.

b. Sondes de température (forages SIPT, S2PT)

Un forage par essai est équipé d'une canne en "PVC" munie de vingt capteurs PT 100 pour la mesure de température dans le massif loin de la sonde (1 m d'écart théorique d'axe en axe). Ces capteurs sont tous situés à un niveau voisin de la sonde (11,10 à 16,9 m de profondeur sous la galerie).

L'élément sensible des sondes est placé au fond d'un "doigt" en acier, qui entre directement en contact avec l'argile.

c. Extensomètre (forage SIEM, S2EM)

Un forage par essai est légèrement oblique et comprend un extensomètre muni de sept ancrages répartis sur toute la longueur du forage. L'appareil donne les variations de longueur entre chaque ancrage et doit permettre de calculer les déformations dans le massif selon la direction du forage. La distance initiale entre deux ancrages varie de 1m (près de la sonde) à 3m (près de la galerie).

d. γ neutron (forages SIGAM, S2GAM)

Un forage est muni d'un tube permettant d'effectuer des mesures locales de teneur en eau de l'argile par un procédé γ -neutron. La sonde utilisée pour l'essai "CACTUS" permet de combiner les mesures de densité et de teneur en eau.

La densité est mesurée suivant le principe de la réflexion des photons. Une source Cs-137 de 170 MBq (10 m.Ci) émet des photons gamma qui sont, soit réfléchis à la suite d'une collision avec électrons de la matière, soit absorbés par des atomes de matière. Le rapport entre photons absorbés et photons réfléchis est fonction de la densité du matériau. La plage de mesure se situe entre 1,5 et 2,8 g/cm³.

La teneur en eau est mesurée suivant le principe de la thermalisation de neutrons par les atomes d'hydrogène présents dans le sol. Une source Am-241 de 1,85 GBq (50 m.Ci) émet des neutrons rapides qui sont ralentis (thermalisation) jusqu'à une vitesse "plancher" et sont alors détectables par un compteur He3. Le résultat du comptage est proportionnel à la concentration d'hydrogène dans le sol et donc à la teneur en eau.

La mesure est réalisée à travers un tube inox Ø 52x46 mm introduit dans un forage Ø 60 mm.

e. Mesures de pression interstitielle (forages S1PI, S2PI)

Le dernier forage de chaque essai est muni d'un système piézométrique formé de cinq filtres placés au niveau de la sonde et reliés à des capteurs situés dans la galerie d'essai.

Le dispositif expérimental comporte cinq filtres répartis sur 3,10 m avec un filtre à 0,30 m du fond de trou et quatre filtres espacés de 0,70 m les uns des autres. Chacun des filtres est associé à une sonde thermique destinée au contrôle de la température lors de la mesure de la pression.

La mesure correspond à la pression différentielle entre la galerie et le circuit de la cellule mesurée, à la hauteur de la sonde. Pour obtenir la pression hydrostatique réelle régnant au niveau de la cellule piézométrique (pression absolue), on ajoute à la valeur brute :

- la pression barométrique de la galerie,
- la pression correspondant à la colonne d'eau entre le filtre et le capteur.

La précision des mesures pour ce type d'appareil est de $\pm 0,01$ MPa.

A.1.3. Acquisition des données

L'acquisition des données pour presque tous les capteurs est réalisée automatiquement à partir d'une centrale de mesure Hélios I de Fluke.

Toutes les données sont rassemblées dans un fichier quotidien sur un micro-ordinateur qui se trouve sur le site d'essai. Ce fichier est disponible et peut être consulté ou transféré au G.3S grâce à une procédure de communication via modem et réseau téléphonique commuté.

Le rythme des acquisitions est très variable. Il peut aller d'une acquisition toutes les 30 minutes pour les phases transitoires de l'essai, jusqu'à une acquisition toutes les 4 heures lorsqu'il y a stabilisation.

Le transfert des données du site de Mol vers le G.3S se fait de façon automatique à raison d'un fichier par 24 heures.

Annexe 8 : Caractéristiques des matériaux des essais CACTUS.

Les caractéristiques des matériaux autres que l'argile du massif sont les mêmes dans tous les calculs.

Boue de colmatage :

La boue de colmatage a la consistance d'un fluide épais. Elle est modélisée par un milieu poreux dont la rigidité est très faible en conditions drainées. Sa perméabilité est en revanche très grande comparée à celle du massif.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques générales</i>			<i>Caractéristiques générales</i>		
Porosité (% volume)	ϕ	70 %	Indice des vides	e	1,86
<i>Caractéristiques mécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Module d'incompressibilité drainée	K_D	60,00 MPa	Module de Young drainé	E_D	54,00 MPa
Module de cisaillement	μ	20,00 MPa	Coeff. de Poisson drainé	ν_D	0,35
<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>			<i>Caractéristiques hydromécaniques</i>		
Coefficient de Biot	b	1,000	Incompressibilité non drainée	K	3445 MPa
Module de Biot	M	7530,0 MPa	Module de Young non drainé	E	60 MPa
			Coeff. de Poisson non drainé	ν	0,497
			Coeff. de Skempton $\partial p / \partial \sigma$	B_s	0,983
Perméabilité apparente	k	1,00E-08 m/s	Perméabilité	k	1,00E-12 m ² /Pa/s
Viscosité du fluide	η	1,00E-02 Poise (g/cm/s)	Perméabilité intrinsèque	κ	3,00E-15 m ² 1 mDarcy
			Diffusivité hydraulique	D_H	8,45E-05 m ² /s
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Capacité calorifique volumique	C	3,40E+06 J/K/m ³			
Dilatation linéique drainée	α_D	1,00E-05 /K	Coeff. $\partial m / \partial \theta$ isochore non drainé	α_m	6,85E-05 /K
Dilatation linéique non drainée	α	6,74E-05 /K	Coeff. $\partial p / \partial \theta$ oedom. non drainé	Λ	0,016 MPa /K
Conductivité thermique	κ	1,10 W/K/m	Diffusivité thermique	D_T	3,23E-07 m ² /s

Tableau A8.1 : Modèle thermoporoélastique linéaire pour la boue, caractéristiques générales

Matériau d'étanchéité polysol:

Le polysol est un matériau destiné à assurer l'étanchéité du forage. Il a l'aspect d'un gel assez ferme, proche d'un caoutchouc.

Bien que ce matériau soit réputé peu compressible, la compressibilité retenue dans ces calculs est élevée afin de tenir compte de la présence des nombreuses petites bulles d'air emprisonnées dans ce matériau.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques mécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Module d'incompressibilité	K	233 MPa	Module de Young	E	70,0 MPa
Module de cisaillement	μ	24 MPa	Coeff. de Poisson	ν	0,45
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Capacité calorifique volumique	C	3,50E+06 J/K/m ³			
Dilatation linéique	α	1,00E-05 /K			
Conductivité thermique	κ	1,10 W/K/m	Diffusivité thermique	D_T	3,14E-07 m ² /s

Tableau A8.2 : Modèle thermoélastique linéaire pour le polysol, caractéristiques générales.

Béton de scellement de forage :

Les caractéristiques retenues sont des données classiques pour un béton.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques mécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Module d'incompressibilité	K	22 200 MPa	Module de Young	E	40 000 MPa
Module de cisaillement	μ	16 700 MPa	Coeff. de Poisson	ν	0,20
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Capacité calorifique volumique	C	2,06E+06 J/K/m ³			
Dilatation linéique	α	1,00E-05 /K			
Conductivité thermique	κ	2,0 W/K/m	Diffusivité thermique	D_T	9,71E-07 m ² /s

Tableau A8.3 : Modèle thermoélastique linéaire pour le béton, caractéristiques générales.

Sonde chauffante :

La sonde est fabriquée avec un alliage d'aluminium et de cuivre, avec une forte proportion d'aluminium. Les caractéristiques considérées sont celles de l'aluminium.

Données de base	Valeur	Unité	Caractéristiques dérivées	Valeur	Unité
<i>Caractéristiques mécaniques</i>			<i>Caractéristiques mécaniques</i>		
Module d'incompressibilité	K	77 100 MPa	Module de Young	E	74 000 MPa
Module de cisaillement	μ	27 600 MPa	Coeff. de Poisson	ν	0,340
<i>Caractéristiques thermiques</i>			<i>Caractéristiques thermiques</i>		
Capacité calorifique volumique	C	3,73E+06 J/K/m ³			
Dilatation linéique	α	1,30E-05 /K			
Conductivité thermique	κ	4,2 W/K/m	Diffusivité thermique	D_T	1,13E-06 m ² /s

Tableau A8.4 : Modèle thermoélastique linéaire pour la sonde, caractéristiques générales.

Annexe 9. Effets de la dépendance en température des caractéristiques de l'eau.

L'analyse de sensibilité montre le rôle important de la perméabilité apparente et du coefficient de dilatation du fluide. Or les valeurs de ces deux paramètres sont réputées sensibles à la température dans la gamme de température des essais. On présente les résultats de calculs non linéaires permettant d'évaluer les effets de la dépendance en température des caractéristiques de l'eau.

La viscosité de l'eau est divisée par trois entre 20°C et 80°C. En supposant que la perméabilité intrinsèque ne varie pas, la perméabilité apparente varie dans les mêmes proportions. On a adopté la loi de variation suivante (Boisson⁴) :

$$\log_{10} \frac{k(\theta)}{k(20^\circ\text{C})} = \frac{1.3272 (\theta - 20) + 0.001053 (\theta - 20)^2}{\theta + 105} \quad (\text{A9.1})$$

où θ est la température en degré Celcius.

La dilatation thermique de l'eau suit une loi non linéaire. Sous la pression atmosphérique, le coefficient de dilatation α^{fl} est multiplié par trois entre 20°C et 90°C. En admettant la relation (6) valable, le coefficient de dilatation non drainée suit la loi suivante :

$$\alpha(T) - \alpha(T_0) = 0,90 \cdot 10^{-06} (T - T_0) \quad (\text{A9.2})$$

La température initiale du massif est de 16°C. Pour les études avec des caractéristiques variables en température, on a supposé qu'à 28°C la valeur des caractéristiques coïncident avec les valeurs du tableau 1 chapitre 7 (p199).

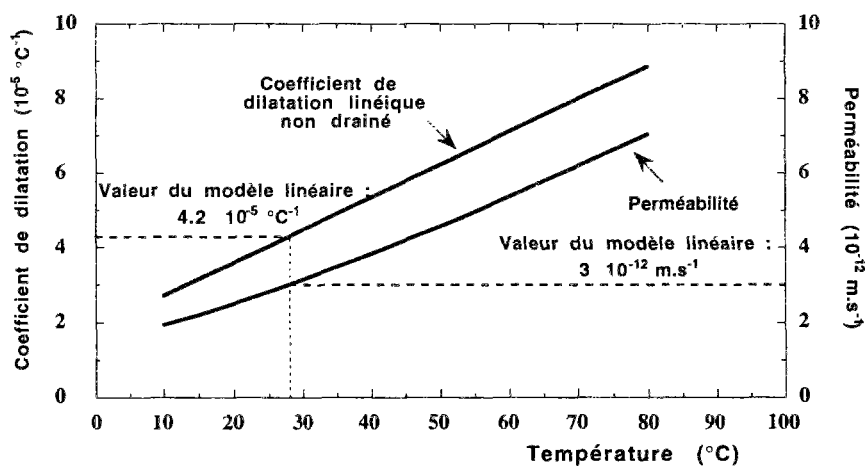


Figure A9.1 : Variations en température des caractéristiques de l'argile dans l'étude non linéaire.

L'effet de la dépendance en température est examiné d'abord indépendamment pour chacune des caractéristiques perméabilité et dilatation, puis pour les deux ensemble. Le chargement considéré dans ces trois calculs est un chauffage identique au précédent, suivi d'un refroidissement.

Les résultats les plus intéressants concernent les évolutions des pressions d'eau (figure 20). Au cours du chauffage, la dépendance en température des caractéristiques de l'eau produit peu d'effets. Le pic et la pression à long terme sont légèrement diminués lorsque la viscosité de l'eau varie en fonction de la température, et la dilatation thermique variable est sans effet. En dépit de la forte sensibilité des calculs linéaires aux variations de ces paramètres, leur dépendance en température apporte peu de perturbation dans la phase de chauffage.

En revanche, dans la phase de refroidissement, la chute de pression d'eau interstitielle est nettement plus importante lorsque l'on prend en compte la dépendance en température des paramètres. La pression décroît de 1,7 MPa, alors que le modèle linéaire donne 1,2 MPa. Les effets sont plus marqués si l'on ne considère que la dilatation thermique non linéaire.

La réponse du massif est donc sensible aux valeurs des caractéristiques au début du chargement thermique, qu'il s'agisse d'un chauffage ou d'un refroidissement. On a relevé peu de différences lors du chauffage, car les caractéristiques du massif à la température initiale sont proches de celle utilisées dans le calcul linéaire. Ce n'est plus vrai lorsque commence la phase de refroidissement.

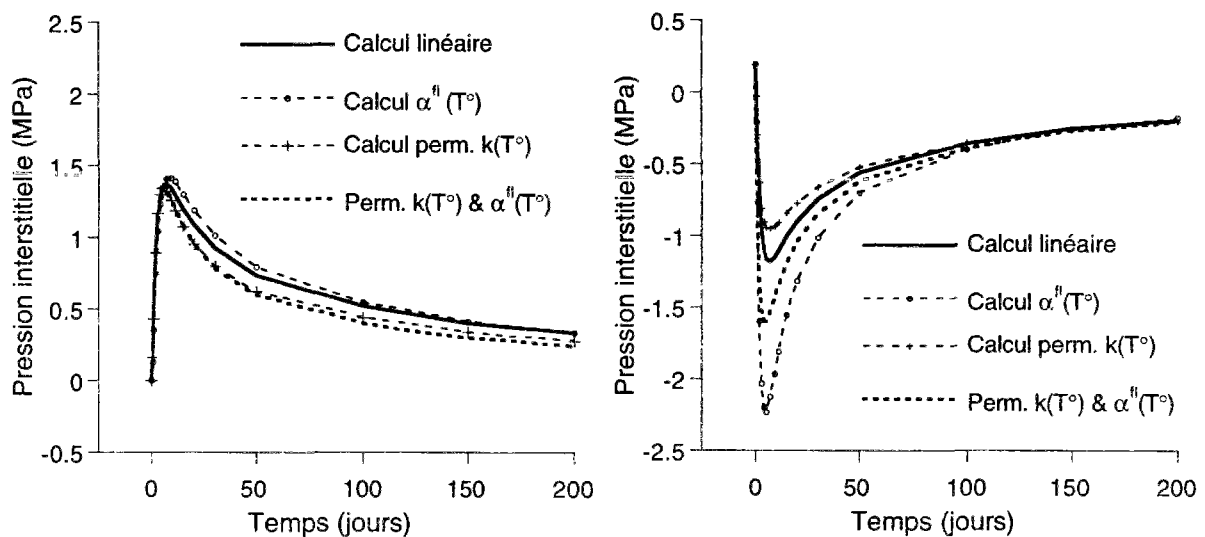


Figure A9.2 : Evolutions de la pression lorsque les caractéristiques du massif sont fonction de la température (à gauche chauffage, à droite refroidissement)

Cette analyse n'a cependant pas pu être confirmée par les essais, la valeur de la chute de pression n'ayant pu être enregistrée car elle excède le domaine de mesure des appareils.

Conclusion

Un calcul thermo-poro-élastique à coefficients constants produit des résultats tout à fait corrects, à condition de bien choisir la valeur des caractéristiques qui sont réputées sensibles à une variation de température. Lors d'un chauffage, un choix adéquat est de considérer les caractéristiques du matériau à une température de 30°C.

Il faut cependant éviter de généraliser ces résultats à une autre gamme de température que celle des essais ou à d'autres situations comme par exemple un brusque refroidissement (par exemple, un retrait de colis chauds précédemment entreposés depuis une longue période)