

CARACTÉRISATION DES EFFETS DE TEMPÉRATURE DANS LA ZONE ENDOMMAGÉE AUTOUR DE TUNNELS DE STOCKAGE DE DÉCHETS NUCLÉAIRES DANS DES ROCHES ARGILEUSES

Thèse présentée par

Arnaud Dizier, Boursier F.R.I.A.

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

Septembre 2011

JURY

A. Bolle, Chargé de Cours à l'Université de Liège, Président
R. Charlier, Professeur à l'Université de Liège, Promoteur
F. Collin, Chercheur qualifié FNRS à l'Université de Liège, Co-Promoteur
L. Laloui, Professeur à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
B. François, Professeur à l'Université libre de Bruxelles
P. Bésuelle, Chargé de recherche CNRS au Laboratoire 3S-R à Grenoble
X-L. Li, Directrice scientifique d'ESV EURIDICE

Remerciements

Je tiens, en premier lieu, à exprimer de vifs remerciements au Professeur Robert Charlier, promoteur de cette thèse, qui a su me faire confiance durant ces quatre années passées au sein de son service. Je le remercie également des commentaires régulièrement apportés qui ont contribué à l'amélioration continue de ce travail. J'exprime ma profonde gratitude à Frédéric Collin, co-promoteur de cette thèse, pour son aide et sa patience. J'ai éprouvé beaucoup de plaisir à travailler et à marcher avec lui.

Mes sincères remerciements vont aussi à tous les membres du jury, qui se sont donné la peine de lire en profondeur ce manuscrit. Je remercie Monsieur Albert Bolle président du jury pour la qualité des corrections apportées à ce travail. Je remercie le Professeur Bertrand François pour sa disponibilité lors de son séjour à Liège et de la qualité de ses explications sur les points me paraissant sombres de la thermo-plasticité. Je remercie Madame Xiang-Ling Li pour ses commentaires éclairés et sa connaissance du comportement thermo-hydro-mécanique de l'Argile de Boom. Je remercie Monsieur Pierre Bésuelle d'être membre de ce jury et du temps passé à la lecture de ce manuscrit. Je remercie le Professeur Lyesse Laloui d'avoir accepté d'être membre de ce jury, de m'avoir accueilli dans son équipe à Lausanne pour un court séjour et pour la pertinence des remarques concernant ce travail. J'en profite pour remercier l'ensemble de son équipe pour l'accueil dont j'ai bénéficié lors de ce séjour.

Je remercie chaleureusement le Professeur Noel Vandenberghe de la KUL pour avoir pris le temps de m'expliquer, avec passion, la géologie de l'Argile de Boom

Enfin, cette thèse n'aurait pas été possible sans le financement du F.R.I.A.-F.R.S-F.N.R.S et de tous ceux qui ont soutenu ce projet en tant que parrains industriels et personnes de références. Ma participation au projet TIMODAZ fût pour moi une expérience scientifique mais surtout humaine. Je remercie l'ensemble des personnes rencontrées lors des réunions du projet pour les différents échanges et instants partagés.

Je remercie l'ensemble de l'équipe de géomécanique et géologie de l'ingénieur, ainsi que des personnes ayant partagé mon bureau, pour toute l'aide apportée durant ces quatre années de

doctorat. Je remercie ma famille et mes amis pour leur soutien inconditionnel. Par cette occasion, je souhaiterais particulièrement remercier celle qui a enduré ma mauvaise humeur pendant de longs mois, merci Séverine.

Résumé

La solution du stockage des déchets nucléaires de haute activité et de longue durée de vie dans les couches argileuses profondes comporte de nombreuses incertitudes. Pour combler celles-ci de nombreux projets européens sont réalisés de façon à les minimiser. Le projet TIMODAZ (Thermal Impact on the Damaged Zone Around a Radioactive Waste Disposal in Clay Host Rocks) étudie l'influence de la température sur la zone endommagée. Cette zone correspond à une zone soumise à la redistribution des contraintes lors de l'excavation constituant un lieu de développement de micro et macro fractures. Cet endommagement mécanique est complété par un endommagement thermique lors de la pose des canisters qui vont émettre de la chaleur durant des milliers d'années et donc provoquer une augmentation de la température du massif argileux. Cette élévation de température de l'argile peut faire apparaître des déformations plastiques thermiques de contraction. Cette nouvelle plasticité peut contribuer au développement de la zone endommagée. L'objectif de ce travail est donc de caractériser la zone endommagée autour des tunnels souterrains, construits dans l'Argile de Boom, soumis à des élévations de température induites par les déchets nucléaires.

Durant ce travail, une loi de comportement thermo-mécanique est implémentée. Celle-ci se base sur un "modèle à chapeau" étendu à la thermo-plasticité. Ce modèle comprend la combinaison d'un modèle à frottement interne, d'un critère Cam-Clay et d'un critère de rupture à la traction. Ce modèle est étendu à la température et en particulier à la thermo-plasticité en considérant les travaux de Sultan. Les paramètres thermo-hydro-mécaniques de l'Argile de Boom sont identifiés et servent à la modélisation d'expériences de laboratoire et in situ. Ces expériences consistent en outre en un cylindre creux, en l'expérience de chauffage ATLASIII et en l'expérience à grande échelle PRACLAY. Ces trois expériences ont pour objectif d'étudier l'Argile de Boom d'une petite échelle à une plus grande représentative du massif argileux. L'étude du comportement dans la zone élastique et plastique est également prise en compte via ces différentes expériences. Les résultats, avec différentes lois de comportement, montrent que l'influence de la thermo-plasticité est faible mais non négligeable vis-à-vis des déformations déviatoriques engendrées par l'excavation.

Abstract

The nuclear waste disposal of high activity and long life in deep clay formation is subjected to many uncertainties. Many European projects try to be carried out in order to minimize them. The project TIMODAZ (Thermal Impact on the Damaged Zone Around the Radioactive Waste Disposal in a Clay Host Rocks) studies the influence of temperature on the damaged area. The excavation induces a redistribution of stresses around the structure which can cause fractures of the clay. This zone of redistribution is called the damaged zone. This mechanical damage is complemented by a thermal damage during installation of the canisters that will give off heat for thousands of years and therefore cause an increase in the temperature of clay. This rise in temperature of the clay may show plastic deformation of thermal contraction. This added plasticity can increase the damaged area and extend this one. The main goal of this work is to characterize the damaged zone around underground tunnels, built in the Boom Clay, subjected to temperature increases caused by nuclear waste.

In this work, a thermo-mechanical constitutive law is implemented. It is based on a cap model extended to thermo-plasticity. This model includes a combination of internal friction model, a Cam-Clay criterion and a tension criterion. This model is extended to temperature and especially to the thermo-plasticity by considering the work of Sultan. The thermo-hydro-mechanical properties of the Boom Clay are identified with experimental results and are used for the modelling of in situ and laboratory experiments. These experiments consist of a hollow cylinder, the third phase of the ATLAS experiment which consists in a heating experiment and finally, the large-scale in situ experiment PRACLAY. These modellings are realised with different constitutive laws. The goal of these calculations is to study the response of Boom Clay submitted to thermo-hydro-mechanical solicitations at different scales. The behaviour in the elastic and plastic zone is also taken into account through these experiences. The results show that the influence of thermo-plasticity is small but not insignificant compared to the deviatoric deformations caused by the excavation.

Table des matières

Remerciements	<i>i</i>
Résumé	<i>iii</i>
Abstract	<i>iv</i>
Table des matières	<i>v</i>
Table des notations	<i>ix</i>
Introduction générale	<i>1</i>
Chapitre 1: Argile de Boom	<i>11</i>
1.1 Introduction	<i>11</i>
1.2 Généralités	<i>12</i>
1.3 Caractéristiques géotechniques	<i>18</i>
1.4 Structures observées dans l'Argile de Boom	<i>21</i>
1.4.1 Structures observées en surface	<i>21</i>
1.4.2 Discontinuités observées dans le laboratoire souterrain (HADES)	<i>27</i>
1.5 Modélisation de l'histoire géologique de l'Argile de Boom et des discontinuités naturelles	<i>30</i>
1.5.1 Principe de la modélisation et géométrie	<i>31</i>
1.5.2 Conditions initiales	<i>33</i>
1.5.3 Géométrie et conditions limites	<i>33</i>
1.5.4 Paramètres des modèles constitutifs	<i>34</i>
1.5.5 Résultats	<i>38</i>
1.5.6 Variabilité des paramètres	<i>44</i>
1.6 Conclusions	<i>45</i>
Chapitre 2: Revue bibliographique du comportement thermo-mécanique des sols argileux	<i>47</i>
2.1 Introduction	<i>47</i>
2.2 Structure des argiles	<i>48</i>
2.3 Comportement thermo-mécanique, observations expérimentales	<i>52</i>
2.3.1 Comportement volumique	<i>53</i>
2.3.2 Comportement déviatorique	<i>60</i>
2.3.3 Comportement non-drainé	<i>63</i>
2.3.4 Comportement thermo-hydraulique	<i>67</i>

2.3.5 Conclusions sur la revue des résultats expérimentaux	68
2.4 Modèle de comportement thermo-mécanique	69
2.4.1 Modèle de Hueckel et Borsetto	69
2.4.2 Modèle de Sultan	74
2.4.3 Modèle ACMEG-T	79
2.4.4 Autres modèles de comportement thermo-mécanique	84
2.4.5 Comparaison entre les modèles de Hueckel et Borsetto, Sultan, ACMEG-T	85
2.5 Conclusions	89
<i>Chapitre 3 : Développement et implémentation d'une loi thermomécanique</i>	91
3.1 Introduction	91
3.2 Description d'un milieu poreux	92
3.2.1 Equations d'équilibre macroscopique du milieu	94
3.2.2 Equations de conservation de la masse et des transferts de fluide	94
3.2.3 Equations d'état de l'eau	96
3.2.4 Equations des transferts de chaleur	98
3.2.5 Equations d'équilibre macroscopique pour la phase solide	100
3.3 Modèle de comportement thermo-plastique (TSOIL)	101
3.3.1 Formulation de la loi élasto-plastique	103
3.3.2 Elasticité des géomatériaux	108
3.3.3 Mécanismes plastiques	109
3.3.4 Modèle Cam-Clay modifié	109
3.3.5 Mécanisme à frottement interne: modèle PLASOL	114
3.3.6 Critère de résistance à la traction	118
3.3.7 Mécanisme thermo-plastique, courbe TY	118
3.3.8 Résumé du modèle de comportement développé	121
3.4 Intégration numérique des lois constitutives	121
3.4.1 Cas de plusieurs surfaces de plasticité	125
3.5 Eléments finis couplés thermo-hydro-mécaniques	134
3.6 Conclusions	143
<i>Chapitre 4 : Validation du modèle de comportement et identification des paramètres hydro-mécaniques de l'Argile de Boom</i>	145
4.1 Introduction	145

4.2 Validation hydro-mécanique du modèle pour des essais triaxiaux à température ambiante sur de l'Argile de Boom	146
4.2.1 Présentation des expériences	146
4.3 Modélisation hydro-mécanique des essais triaxiaux réalisés à température ambiante sur l'Argile de Boom	156
4.3.1 Modélisations des essais de Baldi <i>et al.</i> (1991) et Coll (2005)	157
4.3.2 Modélisation des expériences du L3S-R (UJF)	160
4.3.3 Modélisations des expériences du CERMES (ENPC)	163
4.3.4 Modélisations des essais réalisés par GEO3 (ULg)	165
4.3.5 Conclusions sur l'ensemble des modélisations des expériences	167
4.4 Validation thermo-hydro-mécanique du modèle pour des essais triaxiaux à température variable	168
4.5 Conclusions	173
Chapitre 5: Applications thermo-hydro-mécaniques	175
5.1 Introduction	175
5.2 Modélisation du cylindre creux en Argile de Boom	178
5.2.1 Description de l'expérience proposée lors du benchmark cylindre creux de TIMODAZ	179
5.2.2 Modélisation, géométrie, conditions initiales et conditions limites	179
5.2.3 Lois de comportement et paramètres	183
5.2.4 Résultats de la modélisation suivant un modèle de type Drucker-Prager	186
5.2.5 Résultats de la modélisation suivant un modèle thermo-plastique (TSOIL)	197
5.2.6 Comparaisons avec l'expérience réellement menée	201
5.2.7 Conclusions	204
5.3 Expérience ATLAS III	205
5.3.1 Modélisation de l'expérience in-situ ATLASIII	210
5.3.2 Géométrie, conditions initiales et conditions limites	211
5.3.3 Lois de comportement et notion d'élasticité transversalement anisotrope	213
5.3.4 Choix des paramètres	217
5.3.5 Analyse des résultats des modélisations	218
5.3.6 Comparaison avec les données expérimentales	230
5.3.7 Prise en compte des petites déformations	231
5.3.8 Conclusions	234
5.4 PRACLAY	235
5.4.1 Description de l'expérience	235

5.4.2 Géométrie, conditions initiales et conditions limites	236
5.4.3 Lois de comportement et paramètres	239
5.4.4 Résultats	240
5.4.5 Comparaison entre différents modèles de comportement thermo-mécanique	247
5.4.6 Comparaison entre différents modèles thermo-élasto-plastiques	250
5.4.7 Conclusions de la modélisation de l'expérience PRACLAY	253
5.5 Conclusions	254
<i>Conclusions et perspectives</i>	257
<i>Références bibliographiques</i>	263

Table des notations

Lettres grecques

Symbole	Unité	Signification
α	-	Coefficient d'anisotropie de l'expression (5.12)
α	-	Paramètre de l'équation (2.48)
α	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Diffusivité thermique
α_0^*	K^{-1}	Constantes du matériau (expression (2.8))
α_0	K^{-1}	Paramètre définissant la forme de la courbe LY
α_1	K^{-1}	Constantes du matériau (expression (2.8))
α_1	-	Paramètre de l'équation (2.28)
α_2	K^{-2}	Constantes du matériau de l'expression (2.8)
α_2	K^{-1}	Coefficient de dilatation volumique thermique du solide
α_3	K^{-2}	Constantes du matériau de l'expression (2.8)
α_n	K^{-1}	Dilatation thermique du solide ou des pores
α_s	K^{-1}	Coefficient volumique de dilatation thermique des grains
α_{st}	K^{-1}	Coefficient volumique de dilatation thermique de la structure solide du sol

α_w	K ⁻¹	Coefficient de variation thermique de la viscosité
α_w	K ⁻¹	Coefficient volumique de dilatation thermique de l'eau
α_p	K ⁻¹	Paramètre de l'équation (2.25) des déformations plastiques thermiques
α_p	K ⁻¹	Coefficient de dilatation thermique plastique
β	Degré	Angle de Lode
β	Pa ⁻¹	Paramètre de forme de la courbe TY de l'expression (2.24)
β	-	Paramètre matériel de l'expression (2.50)
β_f	Pa ⁻¹	Compressibilité du fluide
β_n	Pa ⁻¹	Compressibilité du volume poreux
β_w	K ⁻¹	Coefficient volumique de dilatation thermique du liquide
β_s	K ⁻¹	Coefficient volumique de dilatation thermique du solide
β'_s	K ⁻¹	Coefficient d'expansion thermique du squelette solide
β_{TY}	Pa ⁻¹	Paramètre de forme de la courbe de TY
β_ϕ	-	Paramètre d'écrouissage/adoucissement de l'angle de frottement
β_c	-	Paramètre d'écrouissage/adoucissement de la cohésion
γ_T	-	Paramètre matériel de l'expression (2.50)
γ_w^T	K ⁻¹	Coefficient de variation thermique de la conductibilité thermique de l'eau
ε	C	charge de l'électron ($-1.602 \cdot 10^{-19} C$)
ε_{eq}^p	-	Déformation plastique équivalente/ déformation déviatorique plastique
ε_v^p	-	Déformation plastique volumique
ε_v^{Te}	-	Déformation déviatorique volumique thermique
ε_q^{Te}	-	Déformation déviatorique élastique thermique

$\dot{\mathcal{E}}_v^{Tp}$	-	Déformation volumique thermo-plastique
\mathcal{E}_v	-	Déformation volumique
\mathcal{E}_{vTp}^p	-	Déformation mécanique plastique induite
\mathcal{E}_{vp}^p	-	Déformation mécanique associée à LY
\mathcal{E}_{vpT}^p	-	Déformation thermique induite
\mathcal{E}_d^e	-	Déformation déviatorique élastique
\mathcal{E}_s^p	-	Déformation déviatorique plastique
$\mathcal{E}_v^{p,iso}$	-	Déformation volumique plastique pour le mécanisme isotrope
$\mathcal{E}_{ij}^{p,iso}$	-	Tenseur de déformation plastique pour le mécanisme isotrope
$\mathcal{E}_{ij}^{p,dev}$	-	Tenseur de déformation plastique pour le mécanisme déviatorique
$\dot{\mathcal{E}}_q^e$	-	Taux de déformation élastique déviatorique
$\underline{\dot{\mathcal{E}}}$	-	Tenseur du taux de déformation
$\underline{\dot{\mathcal{E}}}^e$	-	Tenseur du taux de déformation élastique
$\underline{\dot{\mathcal{E}}}^p$	-	Tenseur du taux de déformation plastique
$\underline{\dot{\mathcal{E}}}^{m,e}$	-	Tenseur du taux de déformation élastique
$\underline{\dot{\mathcal{E}}}^{T,e}$	-	Tenseur du taux de déformation élastique thermique
$\underline{\dot{\mathcal{E}}}^{m,p}$	-	Tenseur du taux de déformation plastique
$\underline{\dot{\mathcal{E}}}^{T,p}$	-	Tenseur du taux de déformation plastique thermique
ζ	-	Pente de la variation de la dilatation thermique du solide avec la température
η	-	Coordonnée locale de l'élément fini
θ	Degré	Angle orienté de l'expression (3.114)
κ	-	Coefficient de compressibilité élastique

κ	-	Coefficient représentant les variables internes des lois de comportement
Λ	Pa K ⁻¹	Coefficient de pressurisation
$\underline{\underline{\lambda}}$	W m ⁻¹ K ⁻¹	Tenseur d'ordre 2 des conductivités thermiques
λ	-	Coefficient de compressibilité plastique
λ	W m ⁻¹ K ⁻¹	Conductivité thermique
$\dot{\lambda}_v$	-	Multiplicateur plastique
λ_{dev}^p	-	Multiplicateur plastique déviatorique
λ_{iso}^p	-	Multiplicateur plastique volumique
λ_m	W m ⁻¹ K ⁻¹	Conductivité thermique du milieu
λ_{vv}	W m ⁻¹ K ⁻¹	Conductivité thermique verticale du milieu
λ_{hh}	W m ⁻¹ K ⁻¹	Conductivité thermique horizontale du milieu
λ_{w0}	W m ⁻¹ K ⁻¹	Conductivité thermique de l'eau à T_0
μ_w	kg m ⁻¹ s ⁻¹	Viscosité dynamique de l'eau
μ_0	K ⁻¹	Constante matérielle de l'expression (2.16)
μ_{w0}	Pa s	Viscosité dynamique du fluide définie à la température de référence T_0
ν	-	Coefficient de Poisson
ν_{hh}	-	Coefficient de Poisson dans le plan de symétrie (élasticité transverse)
ν_{vh}	-	Coefficient de Poisson des déformations horizontales dues à des contraintes verticales
ν_0	-	Volume spécifique initial
ξ	-	Coordonnée locale de l'élément fini
ξ	-	Rapport entre la contrainte moyenne effective et la pression à

l'état critique (modèle ACMEG-T)

ρ_s	kg m ⁻³	Masse volumique des grains solides
ρ_d	kg m ⁻³	Masse volumique sèche
ρ_f	kg m ⁻³	Masse volumique du fluide
ρ_w	kg m ⁻³	Masse volumique de l'eau
ρ_{w0}	kg m ⁻³	Masse volumique de l'eau à la pression de référence
ρ_{app}	kg m ⁻³	Masse volumique apparente
σ'_{ij}	Pa	Tenseur de contraintes effectives
σ_{ij}	Pa	Tenseur de contraintes
$\sigma_{t,i}$	Pa	Limite en traction isotrope
ϕ	Degré	Angle de frottement
ϕ_{C0}	Degré	Angle de frottement initial en compression (Modèle PLASOL)
ϕ_{Cf}	Degré	Angle de frottement final en compression (Modèle PLASOL)
ϕ_{Ef}	Degré	Angle de frottement final en extension (Modèle PLASOL)
ϕ_{E0}	Degré	Angle de frottement initial en extension (Modèle PLASOL)
χ_w	Pa ⁻¹	Compressibilité de l'eau
ψ	Degré	Angle de dilatance
ψ_E	Degré	Angle de dilatance en extension
ψ_C	Degré	Angle de dilatance en compression

Lettres latines

Symbole	Unité	Signification
A_{cT}	Pa K ⁻¹	Paramètre liant la cohésion à la température de l'expression (3.62)
a	-	Paramètre de forme de l'expression (2.25)
a	-	Paramètre de l'expression (3.58)
a_1	Pa K ⁻¹	Constante matérielle de l'expression (2.18)
a_2	Pa K ⁻²	Constante matérielle de l'expression (2.18)
B	-	Coefficient de Skempton
b	-	Paramètre de l'expression (3.58)
C_w^T	K ⁻¹	Coefficient de variation thermique de la capacité thermique de l'eau
$\underline{\underline{C}}^e$	Pa	Tenseur constitutif élastique
$\underline{\underline{C}}^p$	Pa	Tenseur constitutif plastique
c	Pa	Cohésion
c	-	Paramètre pour l'expression du rayon élastique de l'expression (2.44)
c_0	Pa	Cohésion initiale
c_1	-	Paramètre de l'équation (2.32)
c_2	K ⁻¹	Paramètre de l'équation (2.32)
c_d	Pa ⁻¹	Compressibilité du matériau drainé
c_s	Pa ⁻¹	Compressibilité des grains solides

c_p	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique du milieu
$c_{p,w}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique de l'eau
$c_{p,w0}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique de l'eau à T_0
$c_{p,s}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Chaleur spécifique des grains solides
D	F m^{-1}	Constante diélectrique
d	m	Limite inférieure du VER
E	Pa	Module de Young
E^u	Pa	Module de Young non-drainé
E_h	Pa	Module de Young horizontal drainé
E_v	Pa	Module de Young vertical drainé
e_0	-	volume des vides initial
\underline{F}_L^{Ext}	(*)	Force nodale extérieure énergétiquement équivalente (* dépend du degré de liberté considéré)
\underline{F}_L^{Int}	(*)	Force nodale intérieure énergétiquement équivalente (* dépend du degré de liberté considéré)
F_i	N m^{-3}	Force volumique
\underline{F}	-	Jacobien de la transformation de la configuration initiale à la configuration finale
f	-	Surface de charge
\underline{f}_w	$\text{kg m}^{-3} \text{m s}^{-1}$	Flux massique du fluide
g	m s^{-2}	Accélération de la pesanteur
g	-	Expression du potentiel plastique

g	K^{-1}	Paramètre de l'expression (2.46)
G	Pa	Module de cisaillement
G^*	Pa	Module de cisaillement équivalent (élasticité anisotrope)
G_t	Pa	Module de cisaillement tangent
G_0	Pa	Module de cisaillement constant
G_{hh}	Pa	Module de cisaillement dans le plan de symétrie (élasticité transverse)
G_{vh}	Pa	Module de cisaillement dans les plans perpendiculaires au plan de symétrie (élasticité transverse)
G_{ref}	Pa	Module de cisaillement de référence
H	Pa	Module d'écrouissage thermo-plastique
H_i	$J m^{-3}$	Enthalpie
H_w	$J m^{-3}$	Enthalpie de la phase liquide
H_s	$J m^{-3}$	Enthalpie de la phase solide
\underline{i}_{cond}	$J m^{-2} s^{-1}$	Flux thermique de conduction
\underline{i}_{adv}	$J m^{-2} s^{-1}$	Flux thermique par advection
I_σ	Pa	Premier invariant des contraintes
$II_{\hat{\sigma}}$	Pa	Second invariant du tenseur des contraintes déviatoriques
$III_{\hat{\sigma}}$	Pa^3	Troisième invariant du tenseur des contraintes déviatoriques
\underline{J}	-	Jacobien de la transformation des coordonnées globales aux coordonnées locales

J	Pa	Terme de couplage en élasticité transversalement isotrope
$\underline{\underline{K}}_w$	m s^{-1}	Tenseur d'ordre 2 des conductivités hydrauliques
$\underline{\underline{K}}$	-	Matrice d'itération
K	Pa	Module de compressibilité cubique
K^*	Pa	Module de compressibilité cubique équivalent (élasticité transversalement isotrope)
K	m	Epaisseur de la double couche diffuse
K_0	Pa	Module de compressibilité constant
K_0	-	Coefficient des terres au repos
K_i	Pa	Module de compressibilité isotherme
K_{ref}	Pa	Module de compressibilité de référence
K_T	Pa	Module de compressibilité de l'expression (2.7)
K_t	Pa	Module de compressibilité tangent
K_w	m s^{-1}	Conductivité hydraulique du fluide, de l'eau
K_h	m s^{-1}	Conductivité hydraulique horizontale de l'eau
K_v	m s^{-1}	Conductivité hydraulique verticale de l'eau
k	J K^{-1}	Constante de Boltzman ($1.3805 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$)
k_{int}	m^2	Perméabilité intrinsèque
$\underline{\underline{L}}$	s^{-1}	Tenseur gradient de vitesse
L	m	Limite supérieure du VER
l	m	Taille du VER
M	-	Coefficient d'état critique
M_0	-	Constante matérielle de l'expression (2.16)
M_0	-	Pente de l'état critique à température ambiante T_0
m	-	Pente de l'état critique dans le plan des invariants $(I_\sigma, II_{\hat{\sigma}})$
m'	-	Pente de la surface d'écoulement plastique du modèle PLASOL dans le plan des invariants $(I_\sigma, II_{\hat{\sigma}})$

m_s	Pa^{-1}	Compressibilité des grains solides
m_w	Pa^{-1}	Compressibilité de l'eau
m_v	Pa^{-1}	Compressibilité de la masse totale du sol
\underline{N}	-	Fonction d'interpolation de l'élément fini
n_e	-	Paramètre matériel de l'expression (2.40)
n	-	Paramètre définissant la courbure de la surface de plasticité
n	-	porosité
n_0	Kg m^{-3}	Concentration de l'électrolyte
p'	Pa	contrainte moyenne effective
p_0	Pa	Pression de préconsolidation
p'_c	Pa	Pression de préconsolidation
\dot{p}'_{c_0}	Pa	Pression de préconsolidation initiale
\dot{p}'_{cT}	Pa	Pression de préconsolidation à la température T
$\dot{p}'_{c_0T_0}$	Pa	Pression de préconsolidation à l'état de référence
p_g'	Pa	Pression moyenne dans des conditions géostatiques
p_w	Pa	Pression d'eau
p_{w0}	Pa	Pression d'eau de référence
Q_w	$\text{kg m}^{-3} \text{ m s}^{-1}$	Terme de source du fluide, débit massique d'eau liquide
Q_T	$\text{J m}^{-3} \text{ s}^{-1}$	Source de chaleur en volume, débit de chaleur
q	Pa	Contrainte déviatorique
q_g	Pa	Contrainte déviatorique dans un état géostatique
\underline{q}_w	m s^{-1}	Vitesse de Darcy, vitesse du fluide
\underline{q}_w^{eff}	m s^{-1}	Vitesse effective de l'eau
r_C	-	Paramètre de l'expression (3.71)

r_E	-	Paramètre de l'expression (3.71)
r_{iso}	-	Taille du rayon élastique isotrope
r_{iso}^e	-	Taille du rayon élastique isotrope initiale
r_{dev}	-	Taille du rayon élastique déviatorique
r_{dev}^e	-	Taille du rayon élastique déviatorique initiale
S_w	kg m ⁻³	Quantité de fluide emmagasinée
S_T	J m ⁻³	Quantité de chaleur emmagasinée
T	K	Température
T_c	K	Température critique
T_0	K	Température initiale
\underline{t}	Pa	Contrainte extérieure appliquée en surface
V	m ³	Volume total d'un élément de sol
V_m	m ³	Volume apparent du sol
V_s	m ³	Volume des grains solides
V_v	m ³	Volume des vides
V_w	m ³	Volume de l'eau
V_{st}	m ³	Volume de la structure du sol
\underline{V}_T	J m ⁻² s ⁻¹	Flux de chaleur
\underline{v}	m s ⁻¹	Tenseur des vitesses
W_E	J s ⁻¹	Puissance extérieure
W_I	J s ⁻¹	Puissance intérieure
w	-	Teneur massique en eau
y	m	Coordonnée verticale (positive vers le haut)

Introduction générale

Les déchets nucléaires ont différentes origines. 80% sont liés à la production d'électricité et issus du combustible, usé ou retraité, et des déchets d'exploitation comme les équipements de protection, les vannes, les tuyaux, les filtres, etc. Les 20% restant proviennent de nombreuses autres applications: en médecine, industrie agro-alimentaire (aliments irradiés) et dans le déclassement des centrales nucléaires.

Selon leur niveau d'activité et leur période de demi-vie, les déchets sont scindés en trois catégories selon une classification proposée par l'ONDRAF (Organisme National des Déchets RADioactifs et des matières Fissiles enrichies) en accord avec les recommandations de l'AIEA et de la commission européenne (Tableau 1). Les déchets *A* contiennent des radionucléides de faibles activités et courte période de demi-vie. Ils proviennent de la production d'électricité, des applications médicales et industrielles, notamment de l'industrie agro-alimentaire. Il s'agit des pièces d'équipement de protection, de filtres, etc. Ceux-ci peuvent être stockés en surface. Ces déchets devront être isolés de l'homme durant une période de 300 années de sorte que leur activité soit réduite d'un facteur mille. Ces déchets ne nécessitent que des mesures de blindage faibles.

Les déchets *B* correspondent à une catégorie se situant entre la catégorie *A* et *C*. Ces déchets de longue période de demi-vie ne remplissent pas les critères de la catégorie *A* et n'émettent pas suffisamment de chaleur pour se trouver la catégorie *C*. Ces déchets issus de la fabrication et du retraitement des combustibles nucléaires, ainsi que des activités de déclassement sont traités dans un espace confiné par un blindage comme un mur en béton ou des vitres en verre blindé. Les mesures prises pour le stockage de ces déchets sont les mêmes que pour les déchets de la catégorie *C* et sont décrites ci-dessous.

Finalement, les déchets *C* de haute activité et de longue période de demi-vie, contiennent de grandes quantités d'émetteurs alpha et beta et génèrent d'importantes quantités de chaleur (>

$20\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$). Ces déchets doivent être refroidis durant une période intermédiaire avant de penser au stockage perpétuel. Ils proviennent des produits de fission issus du retraitement ou non et des matières fissiles excédentaires éventuelles. Des précautions de blindage analogues aux déchets de moyenne activité doivent être prises. L'idée actuelle est de stocker ces déchets dans des couches géologiques profondes et très peu perméables de sorte à avoir une barrière naturelle difficilement franchissable par les radionucléides. Ce type de stockage est plus amplement décrit ci-dessous

	<i>Faible activité</i>	<i>Moyenne activité</i>	<i>Haute activité</i>
<i>Courte période de demi-vie</i>	<i>A</i>	<i>A</i>	<i>C</i>
<i>Longue période de demi-vie</i>	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>C</i>

Tableau 1: Classification des déchets nucléaires selon l'ONDRAF en accord avec l'Union Européenne et l'AIEA (ONDRAF/NIRAS, 2001)

L'ONDRAF estime, dans un rapport de 2008, que pour l'horizon 2070 en supposant 40 années de service des centrales nucléaires et leur démantèlement, la répartition des déchets nucléaires sera la suivante :

- Catégorie A : 69900 m³ de déchets. Ces déchets représentent 80 % des déchets nucléaires et moins de 0.5% de l'activité totale de tous les déchets.
- Catégorie B : 11100 m³ en tenant compte d'un traitement ou 10400m³ sans traitement. Ceux-ci forment 2% de l'activité totale de tous les déchets
- Catégorie C : 600 m³ dans le cas de déchets traités sinon 4500 m³. Ces déchets représentent 97.5% de l'activité des déchets.

L'objectif de la gestion des déchets nucléaires est donc d'empêcher qu'ils puissent nuire à l'homme et à son environnement. Le but du confinement à long terme de la radioactivité est de maintenir les radionucléides isolés de l'homme et de l'environnement aussi longtemps que nécessaire afin que l'éventuel retour d'infimes quantités de radionucléides ne puisse avoir d'impact sanitaire ou environnemental inacceptable. Ce stockage doit isoler les déchets de la biosphère avant que leur niveau de radioactivité soit revenu à un niveau inférieur à la radioactivité naturelle.

Une des solutions actuellement envisagée dans de nombreux pays occidentaux, concernant les déchets *B* et *C* qui globalisent 97.5% de l'activité des déchets, est de les stocker dans des

couches géologiques profondes (Figure 2 et Figure 3) caractérisées par une très faible perméabilité et des bonnes capacités de rétention des radionucléides. Un des enjeux de ce stockage est d'assurer, par un concept de multi-barrière, un confinement tel qu'aucun radionucléide ne puisse arriver dans la biosphère ou si c'est le cas ne pas dépasser la radioactivité naturelle.

De nombreux pays étudient cette solution grâce à des laboratoires souterrains se situant dans des couches géologiques aussi diverses que de l'argile ou des granites. La Figure 1 reprend la répartition géographique de certains laboratoires. Les différentes couches géologiques peuvent être des argilites (Argilite Callovo-Oxfordienne à Bure en France), des argiles (Argile de Boom, Mol; Argile à Opalines, Mont Terri en Suisse), les roches évaporitiques (couches de sel, WIPP Carlbad en Allemagne), les roches cristallines (granite, Aspö en Suède) ou des roches volcaniques (tuff, Yucca Mountain aux Etats-Unis d'Amérique).

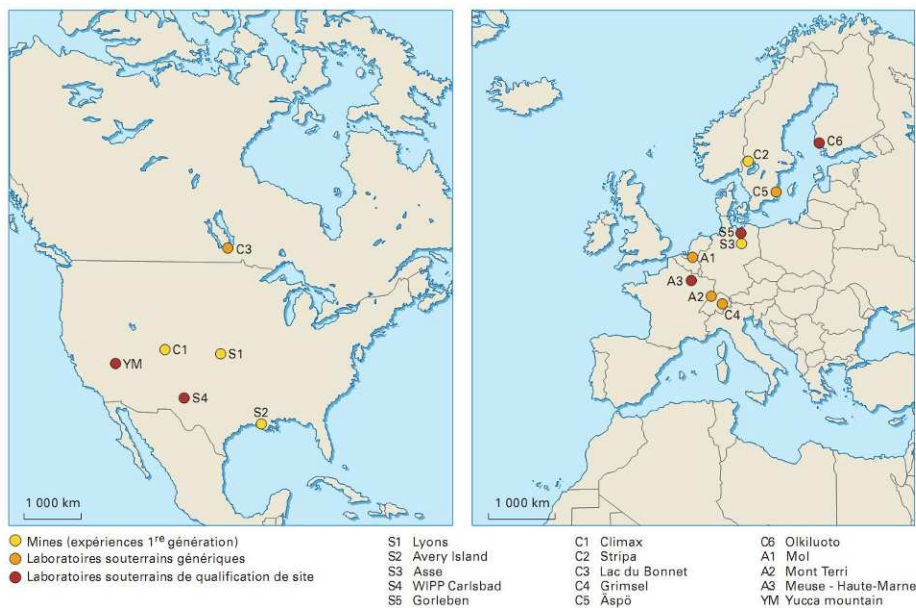


Figure 1: Répartition des laboratoires souterrains en Europe et en Amérique du Nord (Lebon et Landais, 2009)

En Belgique, le laboratoire souterrain étudiant la possibilité du stockage se trouve à Mol dans la province d'Anvers. Ce laboratoire (Figure 2) se trouve à plus de 200 m de profondeur dans l'Argile de Boom caractérisée par une très faible perméabilité, une capacité de rétention des radionucléides et par une certaine plasticité. Une autre possibilité de stockage est l'Argile Yprésienne qui propose des caractéristiques de transport similaires à celles de l'Argile de Boom.

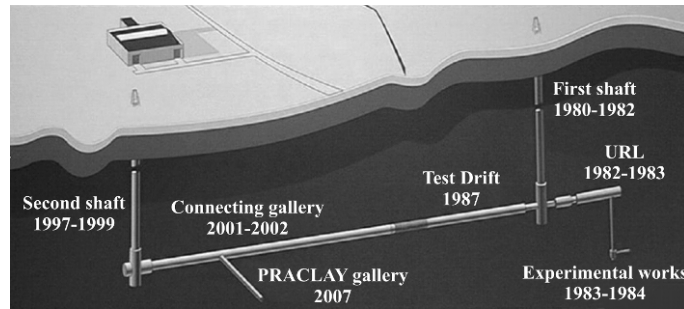


Figure 2: Description du laboratoire souterrain à Mol et des différentes étapes de sa conception (Bastiaens *et al.*, 2007)

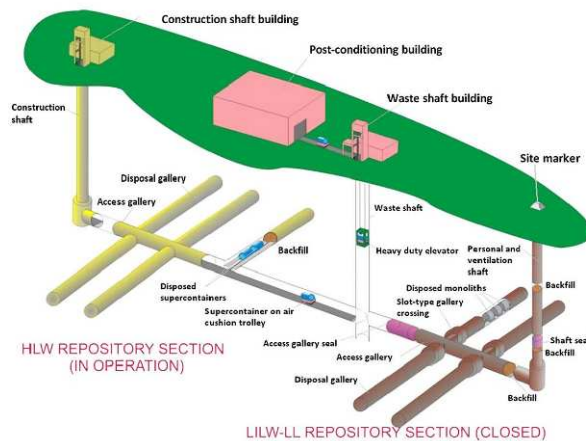


Figure 3: Vue d'artiste du stockage des déchets nucléaires dans des couches géologiques du début de l'installation à la fermeture du site (Craeye *et al.*, 2009)

En Belgique, pour le stockage des déchets *B* et *C*, le principe du super-conteneur semble être la solution envisagée. Les déchets sont mis dans des colis constitués de différentes enveloppes afin d'assurer un confinement maximum. Les déchets vitrifiés ou non sont placés dans un canister qui consiste en une enveloppe cylindrique d'une épaisseur de 30 mm constituée d'acier au carbone. Les déchets vitrifiés sont liés à la matrice vitreuse reliant les nucléides aux réseaux vitreux (produits de fission et actinides mineurs). Les déchets non vitrifiés sont le plus souvent du combustible usé (UO_x, MO_x).

La Figure 4 illustre le principe du super-conteneur proposé par les agences belges. Comme mentionné précédemment, les canisters, comprenant les déchets vitrifiés, sont placés dans une enveloppe de béton qui est elle-même protégée par une couche d'acier. Ce super conteneur est ensuite placé dans les galeries par un système à coussin d'air. Une fois qu'un certain nombre de ces super-conteneurs sont en place, un remblai est injecté scellant de façon définitive les super-conteneurs.

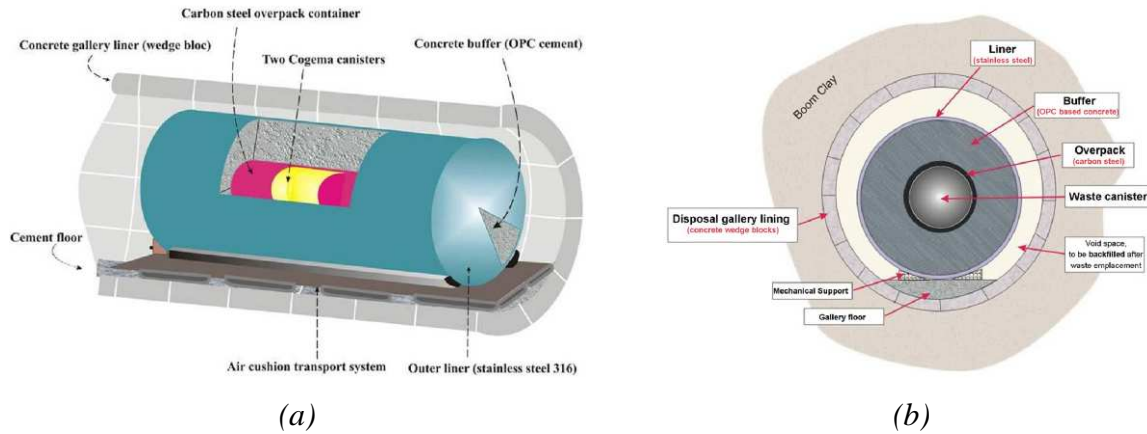


Figure 4: Illustration d'un super-conteneur et des différentes enveloppes constituant le stockage (Craye *et al.*, 2009)

Les différentes enveloppes ont un rôle conservatif et ont pour objectif de réduire le risque de migration de radionucléides vers la biosphère. Pour ce faire, chaque enveloppe participe au confinement grâce à des propriétés spécifiques. L'"overpack" en acier au carbone ("carbon steel") a pour but de maintenir le confinement des radionucléides durant la phase thermique, s'étalant de quelques centaines d'années pour les déchets vitrifiés à quelques milliers d'années pour le combustible usé. Son rôle premier est de garantir l'étanchéité et de prévenir le contact entre l'eau, provenant de la formation géologique hôte et les déchets. Le "buffer" (matériau à base de ciment) a plusieurs utilités. La première est la protection de l'"overpack" contre la corrosion en fournissant un environnement géochimique favorable. La seconde utilité est de fournir une protection radiologique suffisante pour la manipulation du super-conteneur sans nécessité de protections supplémentaires pour le personnel œuvrant. (Van Humbeeck *et al.*, 2008)

Une fois les conteneurs conçus, ceux-ci sont placés dans des galeries de 1 km de long et de 3 m de diamètre. Dès qu'une section de 30 m de long de galerie est remplie, celle-ci est remblayée avec un matériau de remplissage cimentaire ou granulaire. Ce matériau doit remplir certaines caractéristiques mécaniques et géochimiques. D'un point de vue mécanique, il doit être capable d'éviter tout affaissement de la galerie et donc posséder une résistance à la compression simple de 10 MPa. D'un point de vue géochimique, il doit posséder des caractéristiques non corrosives de façon à ne pas détruire la protection contre la corrosion de l'"overpack". Il ne doit pas contenir de matières organiques, c'est-à-dire des complexes chimiques qui permettraient une solubilité de certains radionucléides, et doit posséder des caractéristiques thermiques suffisantes pour ne pas jouer un rôle d'isolant. Une valeur de la conductivité thermique supérieure à 1W/mK est préconisée. A titre d'information, les

dimensions des super-conteneurs dépendent des types de déchets et sont décrites au Tableau 2. (Van Humbeck *et al.*, 2008)

	<i>Déchets vitrifiés</i>	<i>UOx</i>	<i>MOx</i>
<i>Diamètre externe (m)</i>	2.1	2.2	1.6
<i>Longueur externe (m)</i>	4.1	Max 6.2	6.1
<i>Nombre de canisters par super-conteneur</i>	2	4	1
<i>Poids (tonne)</i>	30	Max. 60	Max 31

Tableau 2 : Caractéristiques des super-conteneurs suivant le type de déchets (Van Humbeck *et al.*, 2008)

Le massif argileux constitue quant à lui la dernière barrière dans ce processus de stockage. En ce sens, il revêt une grande importance et doit être capable de répondre à toutes les sollicitations thermo-hydro-mécaniques induites par le stockage. Le creusement des galeries induit une redistribution importante des contraintes autour de l'ouvrage qui engendre ce que l'on nomme une zone endommagée et zone plastique. Dans la zone endommagée, l'apparition de fractures suite à cette redistribution peut altérer les propriétés de transport et d'écoulement et donc la performance de la dernière barrière de confinement.

Outre cet aspect hydro-mécanique important, le dégagement de chaleur suite à l'installation des colis contenant les déchets nucléaires provoque l'augmentation de la température de la roche argileuse et peut modifier les caractéristiques mécaniques de l'Argile. Il est montré depuis des décennies que la température réduit les caractéristiques de limite élastique du matériau et peut donc amener la production de déformations plastiques supplémentaires. A un endommagement mécanique causé par l'excavation, il viendra s'ajouter un endommagement thermique. L'objectif de cette thèse s'inscrit dans ce contexte d'étude de la zone endommagée et de son évolution suite à des élévations de température. Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet européen TIMODAZ (Thermal Impact Damaged Zone Around the Radioactive Waste Disposal in Clay Host Rocks) qui étudie l'influence de la température sur la zone endommagée pour trois roches argileuses dont l'Argile à Opaline, l'Argile de Boom et l'Argilite Callovo-oxfordienne.

Objectif de la thèse

Comme mentionné précédemment, l'objectif principal de ce travail est l'étude sous sollicitations thermiques de la zone proche des tunnels. Pour ce faire une loi de comportement thermo-mécanique, basée sur une revue bibliographique, est développée et implémentée dans le code de calcul aux éléments finis LAGAMINE. Les paramètres hydro-mécaniques et thermo-hydro-mécaniques sont identifiés de façon à réaliser des modélisations les plus conformes possibles par rapport au comportement observé expérimentalement de l'Argile de Boom. Enfin, plusieurs expériences à différentes échelles sont modélisées et analysées en détails.

Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité des travaux sur les couplages multi-physiques entamés à l'Université de Liège depuis de nombreuses années (Li, 1999; Collin, 2003; Gérard, 2011).

Plan de travail

Ce travail se compose de cinq chapitres principaux.

Le chapitre 1 concerne l'Argile de Boom au sens large. La géologie de l'argile y est discutée ainsi que sa composition minéralogique. Une revue bibliographique des paramètres mécaniques, hydrauliques et thermiques est ensuite réalisée. Les discontinuités, qu'elles soient naturelles ou artificielles sont décrites. Finalement, une modélisation hydro-mécanique de l'histoire géologique de ce matériau est effectuée dans le but d'étudier l'apparition des discontinuités observées en surface dans les carrières le long du Rupel et de l'Escaut. Ces modélisations permettent de réaliser un premier pas dans la compréhension du matériau et de ses paramètres trouvés dans la littérature.

Après avoir discuté de généralités sur l'Argile de Boom, le deuxième chapitre aborde le comportement thermo-mécanique des sols argileux en réalisant un état de l'art des principaux résultats expérimentaux et en décrivant les modèles de comportement thermo-mécanique qui en découlent. Le comportement volumique et l'influence du coefficient de surconsolidation y sont décrits. Il en est de même du comportement déviatorique et non-drainé. Les modèles de

comportement thermo-mécaniques sont alors détaillés. Trois modèles de comportement thermo-mécanique sont décrits et une comparaison entre eux est réalisée.

Le troisième chapitre présente les concepts théoriques nécessaires à la réalisation de modélisations aux éléments finis. Les différentes équations de transfert de chaleur et de fluide ainsi que les équations de conservation sont présentées. Ceci permet d'établir les couplages existant dans un milieu poreux multi-phasique soumis à des effets mécaniques, hydrauliques et thermiques. Enfin, l'implémentation de la loi de comportement thermo-mécanique est présentée et l'élément fini couplé thermo-hydro-mécanique est brièvement exposé. La loi de comportement implémentée correspond à un cap model ou "modèle à chapeau" comprenant la contribution de différentes lois de comportement qui sont: la partie dite "humide" d'un Cam-Clay modifié, un critère à frottement interne, un critère de résistance à la traction. Ces critères sont étendus à la thermo-plasticité via le modèle développé par Sultan (1997) (voir également Cui *et al.*, 2000).

Le quatrième chapitre se concentre sur les modélisations d'expériences de laboratoire réalisées dans le cadre du projet européen TIMODAZ. La validation de la loi de comportement thermo-mécanique est effectuée et les paramètres hydro-mécaniques et thermo-hydro-mécaniques identifiés. De nombreux essais triaxiaux non drainés et drainés à température ambiante sont modélisés afin d'identifier un jeu de paramètres qui servira de base aux modélisations du chapitre 5.

Le dernier chapitre est dévolu aux applications thermo-hydro-mécaniques en relation avec le stockage des déchets nucléaires. Trois modélisations sont présentées. Celles-ci vont de l'expérience en laboratoire à des expériences in situ à l'échelle du massif. La première modélisation correspond à un cylindre creux d'Argile de Boom soumis à des sollicitations thermo-hydro-mécaniques. Les résultats de l'expérience, et en particulier les résultats du déconfinement du cylindre, sont comparés avec ceux obtenus numériquement. Les deux autres modélisations correspondent à des expériences in situ. La troisième phase de l'expérience de chauffage, ATLASIII, est modélisée. Les résultats numériques sont ensuite comparés aux résultats numériques. Finalement l'expérience PRACLAY est modélisée. Cette dernière étant en cours, la modélisation réalisée correspond à un calcul prédictif. Toutes ces modélisations sont réalisées en considérant différentes lois de comportement thermo-

mécanique afin d'analyser les évolutions de la zone endommagée en fonction de la température et de montrer l'apport de la thermo-plasticité.

La dernière section de cette thèse correspond à la conclusion où les principaux résultats obtenus sont présentés. Les perspectives sont finalement évoquées.

Chapitre 1: Argile de Boom

1.1 Introduction

L'Argile de Boom constitue un matériau exploité de longue date dans les argilières le long du Rupel et de l'Escaut pour l'industrie des matériaux réfractaires (Decler *et al.*, 1983; Decler et Viaene, 1993). L'importance de cette argile ne s'arrête pas là. En effet, ses caractéristiques en font une argile susceptible d'accueillir les installations de stockage profond de déchets radioactifs de longue durée de vie et de haute activité. Dans le cadre de ce stockage, l'Argile de Boom constituerait une barrière naturelle protégeant la biosphère d'éventuelle migration de radionucléides provenant de la dissolution du déchet radioactif. Il est, dès lors, nécessaire d'étudier cette argile afin de mieux cerner son comportement et de garantir l'imperméabilité de cette roche argileuse soumise aux perturbations engendrées par le stockage de déchets hautement radioactifs et de longue durée de vie. La connaissance des différentes structures, des différentes discontinuités observées dans l'Argile de Boom est alors rendue nécessaire.

Ce chapitre présente l'Argile de Boom sous différentes formes. Premièrement des notions de géologie associée à cette argile sont brièvement présentées, ceci ne constituant pas le cœur de l'ouvrage. Une revue des différents paramètres géomécaniques est ensuite présentée. Les discontinuités, terme représentant l'ensemble des plans de fracture et de faiblesse font l'objet d'une attention particulière, qu'elles soient d'origine naturelle ou induites par l'excavation d'une galerie. Les hypothèses relatives à l'origine des discontinuités naturelles sont décrites également. Finalement, une modélisation de l'apparition des discontinuités sera présentée. Celle-ci consiste en la modélisation à l'échelle régionale de l'histoire géologique associée à l'Argile de Boom afin de comprendre le comportement hydromécanique de l'Argile de Boom et les mécanismes à l'origine de la fracturation dans les argilières. Cela permet de confronter les théories plus qualitatives de l'apparition des discontinuités naturelles à des méthodes plus quantitatives. De plus, ces modélisations permettent d'évaluer la possibilité de fracturation naturelle de la roche en profondeur.

1.2 Généralités

L'Argile de Boom constitue un dépôt détritique marin appartenant à l'Oligocène inférieur ou plus exactement au Rupélien (33.9 à 28.4 Ma, Figure 5). L'Argile de Boom se retrouve principalement dans le Bassin de la Campine et affleure au sud de ce bassin, le long du Rupel et de l'Escaut. Cette argile s'étend dans le nord-ouest de l'Europe, des Pays-Bas avec les Formations de Ratum et de Brinkheure, jusqu'au Danemark et en Pologne. En Allemagne cette argile est connue sous le nom de « Septarienton » en raison de la présence d'horizons riches en concrétions calcaires appelées septarias (Wouters et Vandenberghe, 1994).

Cette couche géologique présente un pendage de 1° à 2° vers le N-NE, l'épaisseur de la couche augmente dans cette direction pour atteindre plus de 100 m dans les parties les plus profondes du bassin. La Figure 6 illustre la distribution géographique de la Formation de Boom dans le Bassin de la Campine. Cette figure permet de remarquer les zones affleurantes, le long de l'Escaut, du Rupel, de la Durme et dans la région d'Hasselt le long du Démer, ainsi que l'enfouissement de cette couche vers le N-NE (Van Simeays et Vandenberghe, 2006).

ECHELLE STRATIGRAPHIQUE DE BELGIQUE				
AGE ERE M.a.	SYSTEME	SERIE	ETAGE	ANCIENS NOMS
0.01	QUATERNAIRE	Holocène		FLANDRIEN
1.75		Pleistocène		
5.1	NEOGENE	Pliocène	PLAISANCIEN ZANCLEEN	SCALDISIEN
23		Miocène	MESSINIEN TORTONIEN SERRAVALIEN LANGHIEN BURDIGALIEN AQUITANIEN	DIESTIEN ANTWERPIEN HOUTHALENIEN
34		Oligocène	CHATTIEN RUPELIEN	
53	PALEOGENE	Eocène	PRIABONIEN BARTONIEN LUTETIEN YPRESIEN	TONGRIEN BRUXELLIEN
65		Paleocène	THANETIEN SELANDIEN DANIEN	LANDENIEN MONTIEN
88		SUPERIEUR	MAASTRICHTIEN CAMPANIEN SANTONIEN CONIACIEN TURONIEN CENOMANIEN	
125	INFERIEUR			ALBIEN APTIEN BARREMIEN HALTERVIEN VALANGINIEN BERRIASIEN

PHASES OROGENIQUES
 CYCLE ALPIN
 PYRENEENE

Figure 5 : Echelle stratigraphique de la Belgique (d'après Dejonghe, 2007)

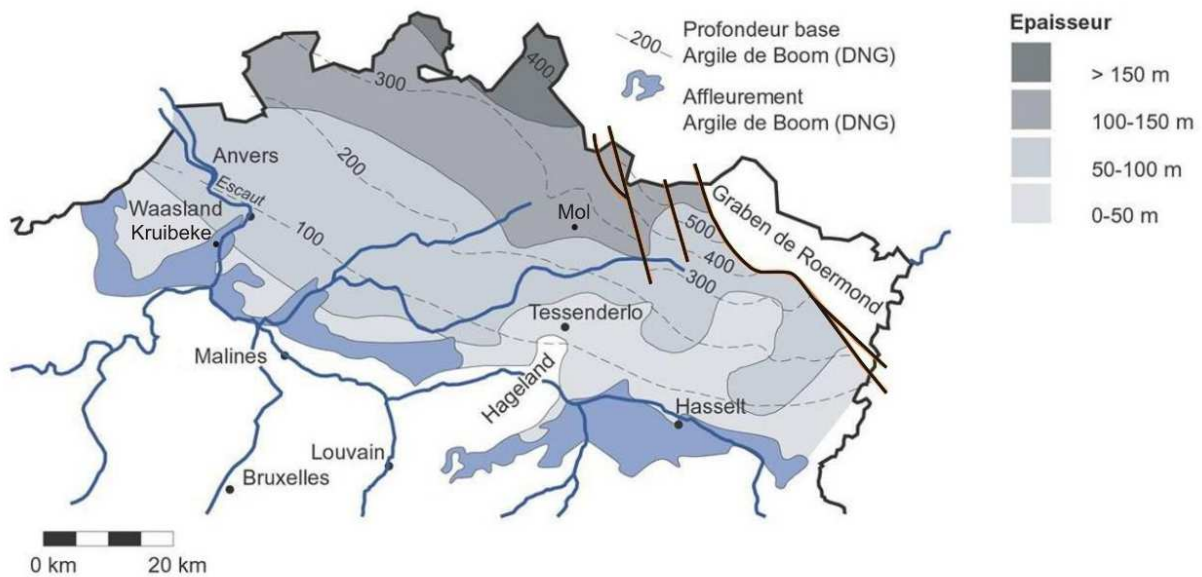


Figure 6 : Localisation de l'Argile de Boom. Affleurements présents le long du Rupel et au Nord de Tongres (d'après ONDRAF/NIRAS, 2001)

La Figure 7 présente les conditions paléogéographiques relatives au dépôt de cette argile. Le dépôt de ces sédiments s'est effectué dans une mer septentrionale d'une profondeur de 50 à 100 m qui correspond au Bassin de la Mer du Nord s'étendant sur une grande partie de l'Europe avec comme limite Sud la Campine et l'Europe Centrale. Le Bouclier Fennoscandien constitue une limite NE, les Iles Britanniques, une limite Ouest. Un climat subtropical caractérisait alors ces régions. (Wouters et Vandenberghe, 1994; Van Simaey et Vandenberghe, 2006)

Comme indiqué précédemment, l'épaisseur d'Argile de Boom varie au sein du Bassin de la Campine de quelques dizaines de mètres à l'affleurement à plus de 100 m dans les parties les plus profondes du bassin. Cette différence d'épaisseur s'explique par un soulèvement du Massif de l'Artois-Brabant et du Massif Ardennais-Rhénan provoquant une érosion importante en bordure du Bassin de la Campine à l'Oligocène supérieur, à la transition Rupélien-Chartien (Letsch et Sissingh, 1983). Van Simaey et Vandenberghe (2006) et De Man *et al.* (2010) suggèrent qu'un basculement de 0.5° du bloc Ouest de la Campine provoqué par ce soulèvement permet d'expliquer la disparition du surplus d'Argile de Boom observée en profondeur par rapport à la quantité présente à l'affleurement. Toujours selon ces auteurs, ce soulèvement semble coïncider à la reprise d'activité et à l'apparition de subsidence différentielle au sein du Graben de Roermond (également appelé Graben de la Roer ou Roer Valley Graben (RVG) en anglais). Selon Letsch et Sissingh (1983), ce soulèvement est imputé

à la phase savienne de l'orogénèse Alpine à la transition Oligocène-Miocène. (Letsch et Sissingh, 1983; Verbeek *et al.*, 2002, Dehandschutter *et al.*, 2005)

La région est également sous l'influence du régime d'extension du Graben du Rhin et de sa branche NO-SE avec le Graben de Roermond (Figure 6 et Figure 7). Des failles normales orientées NO-SE sont présentes dans l'Argile de Boom dans la région de Mol (Figure 6). Ces failles normales sont dues au régime d'extension E-O de l'Europe. L'orientation du champ de contrainte régionale n'a pas évolué depuis le Néogène, depuis la transition Oligocène-Miocène, jusqu'au temps présent. Par contre, l'intensité de celui-ci n'a pas été constante. D'un point de vue plus général, le contexte tectonique est constant. La contrainte horizontale mineure (σ_3) est orientée NE-SO et les contraintes majeures (σ_1 ou σ_2) sont orientées NO-SE avec quelques permutations de ces contraintes. (Dehandshutter *et al.*, 2005 ; Bergerat et Vandycke, 1994)

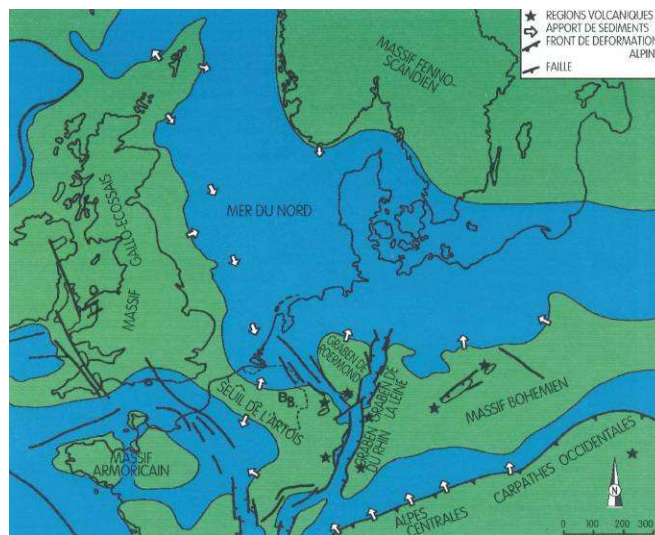
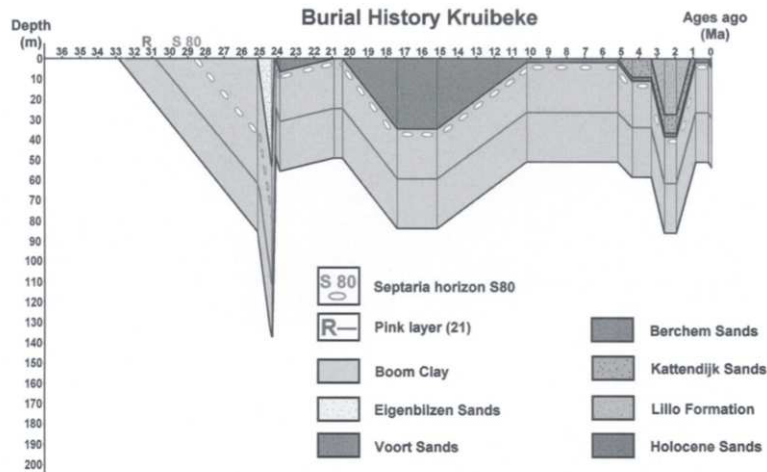


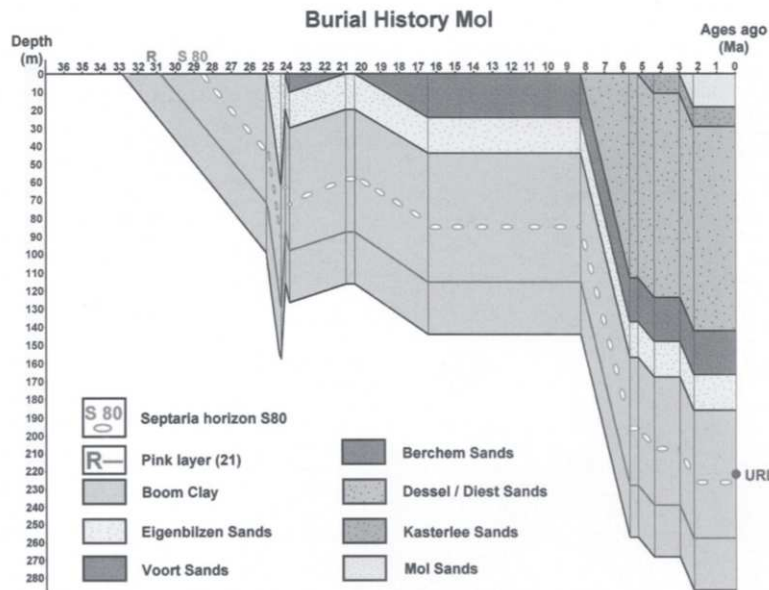
Figure 7 : Conditions paléogéographiques au cours de l'Oligocène inférieur (Rupélien) lors du dépôt de l'Argile de Boom (Wouters et Vandenberghe, 1994)

Mertens *et al.* (2003) retrace l'histoire géologique de l'Argile de Boom dans deux localités belges (Figure 8). La première, Kruibeke, est un exemple de l'évolution de l'argile à l'affleurement. La seconde, Mol est caractéristique du développement de l'argile en profondeur. De plus, le site de Mol est candidat au stockage de déchets nucléaires de haute activité et de longue durée de vie, ce qui en fait un site particulièrement étudié. On constate immédiatement qu'à l'affleurement, à Kruibeke, l'érosion de la transition Oligocène - Miocène, a joué un rôle important en érodant une partie de l'Argile de Boom et des couches sableuses surincombantes (Sables d'Eigenbilzen). Cette érosion a eu moins d'impact sur

l'Argile de Boom à Mol où l'érosion n'a supprimé qu'une partie des Sables d'Eigenbilzen. Les conséquences de cette histoire géologique d'un point de vue géomécanique font que l'argile est surconsolidée à Kruibeke alors qu'à Mol, elle est normalement consolidée. En effet, la contrainte verticale maximale connue à Kruibeke date d'avant l'érosion alors qu'à Mol, cette contrainte est actuelle.



(a) histoire géologique à Kruibeke



(b) histoire géologique à Mol

Figure 8 : Schéma résumant l'histoire géologique de l'Argile de Boom à Kruibeke (a) et à Mol (b). Le laboratoire souterrain (URL) est indiqué sur la figure relative à région de Mol (Mertens *et al.*, 2003)

Cette argile est faite d'alternances de couches d'épaisseur centimétrique à pluridécimétrique d'argiles silteuses et de couches plus argileuses (Vandenberghe *et al.*, 1997, Wouters et Vandenberghe, 1994). Cette alternance est une des caractéristiques les plus remarquables de cette formation et s'observe par des variations de couleur dans différentes teintes de gris

suivant la nature lithologique des couches (Figure 9). Des niveaux plus carbonatés, de couleur gris pâle, et des niveaux riches en matière organique (d'origine terrestre), de couleur noire, sont également présents dans cette formation avec notamment la présence de septarias. Les septarias sont des concrétions calcaires ovales d'origine diagénétique, c'est-à-dire que leur formation se déroule après le dépôt sédimentaire (De Craen *et al.*, 1999). Ces concrétions peuvent avoir une épaisseur variant de 10 à 30 cm et un diamètre pouvant aller jusqu'à 1 m (Schittekat *et al.*, 1983). Les septarias sont d'une grande importance stratigraphique car ils permettent de réaliser des corrélations géographiques et stratigraphiques de la distribution de l'Argile de Boom dans le bassin. Les niveaux riches en matière organique débutent au sommet des couches plus silteuses et se terminent au début des couches argileuses. L'alternance de couleur a une périodicité de plus ou moins un demi-mètre et caractérise la variation périodique de la granulométrie et du contenu en matière organique. (Vandenberghe *et al.*, 1997)

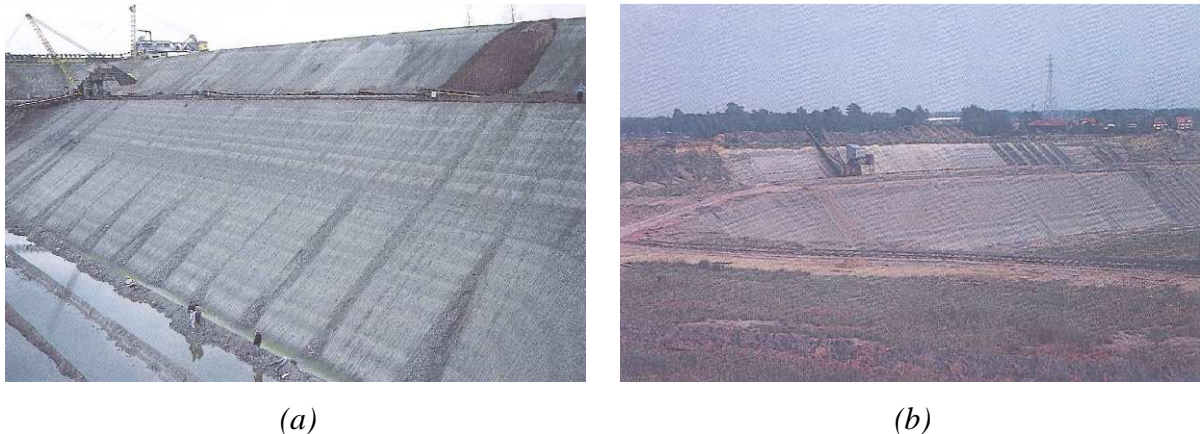


Figure 9 : Vue générale de l'argilière de Rumst (a). Front d'exploitation dans l'argilière de Kruibeke (b) (Wouters et Vandenberghe, 1994)

Cette rythmicité est imputée à des fluctuations de paramètres astronomiques comme l'obliquité et l'excentricité qui modifient les périodes d'insolation et donc le climat ayant pour conséquence des variations du niveau marin (Abels *et al.*, 2007 ; Vandenberghe *et al.*, 1997 ; Van Echelpoel et Weedon, 1990).

La périodicité de l'Argile de Boom a permis sa subdivision en trois membres qui sont de bas en haut (Vandenberghe *et al.*, 1997) :

- Membre de Belsele-Waas correspondant à la partie basale de la formation. Ce membre est caractérisé par une granulométrie plus grossière avec des couches plus épaisses que dans les deux autres membres.
- Membre de Terhagen correspond à la partie la moins silteuse
- Membre de Putte caractérisé par une occurrence plus importante des couches riches en matière organique.

Un zone de transition caractérisée par une granulométrie plus grossière (plus sableuse) se trouve au dessus du Membre de Putte et complète la description stratigraphique de l'Argile de Boom (Aertsens *et al.*, 2004; Abels *et al.*, 2007).

La composition minéralogique de cette roche argileuse comprend principalement de l'illite, de la kaolinite, des interstratifiés illite-smectite (minéraux issus de la réaction progressive des smectites en illites lors de la diagenèse), du quartz, de la matière organique, etc. Le Tableau 3 reprend la proportion minéralogique de l'argile suivant différents auteurs. Les analyses minéralogiques de Decler et al. (1993) proviennent de 21 échantillons à travers différents affleurements pour couvrir l'entièreté de l'épaisseur de l'Argile de Boom. Les compositions chimique et minéralogique sont très variables suite à la présence de différentes couches plus silteuses, plus argileuses, plus riches en matières organiques ou plus carbonatées (Decler *et al.*, 1983; Decler et Viaene, 1993). Wouters et Vandenberghe (1994) donnent une composition moyenne des bandes argileuses. Les bandes plus silteuses contiennent au maximum 40% de minéraux argileux et une plus grande proportion de quartz et de feldspaths (Wouters et Vandenberghe, 1994). Quant à Al-Mukhtar *et al.* (1996) et Horseman *et al.* (1986), les mesures sont issues des échantillons testés. Pour Horseman, il s'agit d'échantillons se trouvant à une profondeur de -247 m caractérisant une bande argileuse.

<i>Composition minéralogique en [%]</i>	<i>Al-Mukhtar et al., 1996</i>	<i>Wouters et Vandenbergh, 1994</i>	<i>Decleer et al., 1983</i>	<i>Horseman et al., 1986</i>
<i>Quartz</i>	20-25	20	23.8-58.3	30
<i>Interstratifié illite- smectite</i>	33	40-50		
<i>Illite</i>	16	25-35	3-23	19
<i>Smectite</i>			19-42	22
<i>Kaolinite</i>	13	15-25	1-9	29
<i>Feldspaths:</i>		5-10		
<i>Microcline</i>	4-5		6.5-11.3	
<i>Plagioclase</i>	4-5		3.2-6.2	
<i>Chlorite</i>		5-10		
<i>Pyrite</i>	4-5	1-5	0.7-2.5	
<i>Carbonates</i>	traces	1-5	0.0-4.3	
<i>Matières organiques</i>		1-5		

Tableau 3 : Revue bibliographique de la composition minéralogique de l'Argile de Boom

1.3 Caractéristiques géotechniques

Le Tableau 4 présente une revue bibliographique des paramètres géotechniques de l'Argile de Boom. Cette argile est caractérisée par une grande porosité (~35%) et une importante teneur en eau ($w \sim 25\%$). Elle possède une proportion de 54% de particules $< 2 \mu\text{m}$ et de 80% $< 20 \mu\text{m}$ (Schittekat *et al.*, 1983). Cette argile est considérée comme plastique avec un module de Young drainé de 300 MPa en moyenne et une cohésion drainée de l'ordre de 300 kPa. Le coefficient de Poisson drainé vaut 0.125 et le non-drainé 0.4. Le coefficient de surconsolidation mesuré en laboratoire sur des essais triaxiaux isotropes est supérieur à 1 en surface et en profondeur (de 2 à 3). Au niveau du laboratoire souterrain d'étude de stockage des déchets nucléaires à Mol, ce coefficient est estimé à 2.4 d'après Horseman *et al.*, (1993). Cette valeur du coefficient est à mettre en comparaison avec l'histoire géologique proposée précédemment. En effet, selon cette histoire, l'argile à Mol est normalement consolidée. Cette différence montre que tous les événements géologiques de la région ne sont pas entièrement connus. Récemment, De Man *et al.* (2010) montre, à partir de corrélations biostratigraphiques, qu'un hiatus stratigraphique (interruption de la sédimentation) de 500 000 ans existe à la frontière entre le Rupélien et le Chattien. En d'autres termes, l'Argile de Boom à Mol a été érodée lors de cette transition et a été surconsolidée. Mais, il est difficile de savoir si ce hiatus

est responsable de cette surconsolidation au vu de la courte durée de cette période qui, en 500000 ans aurait dû éroder le double d'épaisseur d'Argile de Boom pour atteindre ces valeurs de coefficient de surconsolidation.

Caractéristiques de l'Argile de Boom		Mertens et al. (2003)	Mertens et al. (2004)	Dehandschutter et al. (2005)	Bernier et al. (2007)	Dehandschutter et al. (2004)	
		?	URF	En surface		En surface	URF
Masse volumique du sol [kg/m ³]	ρ	1930	1900 - 2100	1900	2026	1900	2000 - 2100
Masse volumique des gr. solides [kg/m ³]	ρ_s	2650			2682		
Masse volumique sèche [kg/m ³]	ρ_d	1490					
Teneur en eau [%]	w	28	19 - 24	25 - 30		25 - 30	22 - 27
Porosité [%]	n	43.8	36 - 40	35	39	35	33
Module de Young drainé [MPa]	E'				300		
Module de Young non drainé [MPa]	E	300	200 - 400	110 - 300		110 - 200	200 - 400
Coefficient de Poisson drainé [-]	ν'				0.125		
Coefficient de Poisson non drainé [-]	ν	0.4	0.4	0.4		0.4	0.4
Cohésion drainée [MPa]	c'				0.3		
Cohésion non drainée [MPa]	c		0.396	0.175 - 0.3		0.15 - 0.2	0.6 - 1.2
Angle de frottement drainé [°]	ϕ'				18		
Angle de frottement non drainé [°]	ϕ		11	18		18	10
Angle de dilatance drainé [°]	ψ'				0 - 10		
$K_0 = \sigma'_x / \sigma'_y$	K_0					0.7	0.8
Coefficient de surconsolidation [-]	OCR					2 - 3	1 - 2
Pression de préconsolidation [MPa]	p_0					0.85	6

Tableau 4 : Revue bibliographique des paramètres géotechniques de l'Argile de Boom

L'Argile de Boom est considérée comme peu perméable avec une conductivité hydraulique de l'ordre de 10^{-12} m/s. Cette faible perméabilité en fait un aquitard séparant le groupe d'aquifère sableux du Néogène et du Quaternaire de l'aquifère sableux du Rupélien inférieur (Gedeon *et al.*, 2007). Le Tableau 5 présente les caractéristiques thermiques et hydrauliques de l'argile suivant différents auteurs.

Plusieurs études détaillées concernant la conductivité hydraulique (Wemaere *et al.*, 2008; Aertsens *et al.*, 2004) existent et montrent qu'une anisotropie des conductivités hydrauliques est observée. Cette anisotropie provient du mode de dépôt de cette argile suivant des alternances de bandes horizontales de matériaux silteux et argileux. Les conductivités hydrauliques horizontales sont supérieures aux conductivités verticales. Aertsens *et al.* (2004) estiment que les conductivités horizontales sont en moyenne deux fois plus importantes que les verticales ($\frac{K_h}{K_v} = 2$). Wemaere *et al.* (2008) montrent que les conductivités hydrauliques peuvent être de 5 à 60 fois plus grandes que les verticales en fonction des différentes subdivisions lithostratigraphiques de l'argile. Ils montrent également les différences de conductivités entre l'argile en profondeur, à Mol, et en surface, à Doel. En effet, les argiles sont 10 fois plus perméables en surface, l'ordre de grandeur des conductivités hydrauliques étant de 10^{-11} m/s. Ces différences sont expliquées par des degrés de compaction différents probablement liés à une différence d'histoire géologique entre les deux localités. De fait, la porosité mesurée à Doel est plus grande qu'à Mol.

Caractéristiques de l'Argile de Boom		Wouters et Vandenberghe (1994)	François et al. (2009)	Bernier et al. (2007)	Aertsens et al. (2004)	Wemaere et al. (2008)
Conductivité hydraulique [m/s]	K			$2-4 \cdot 10^{-12}$		
Conductivité hydraulique ver. [m/s]	K_v				$2.3 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-12}$ (Mol) $1 \cdot 10^{-11}$ (Doel)
Conductivité hydraulique hor. [m/s]	K_h				$4.6 \cdot 10^{-12}$	
Conductivité thermique [W/m°K]	λ	1.68	1.70			
Chaleur spécifique [J/kg°K]	c_p	1400	2080			

Tableau 5: Paramètres de conduction hydraulique et thermique de l'Argile de Boom

1.4 Structures observées dans l'Argile de Boom

L'importance de cette argile pour des applications géotechniques ou pour l'étude du stockage des déchets nucléaires implique l'étude des différentes structures (des différentes discontinuités) se trouvant dans cette argile. En effet, celles-ci influencent le comportement géomécanique de l'argile pouvant réduire la résistance du massif. Par ailleurs, le stockage des déchets nucléaires ne pourra se faire que dans une roche très imperméable de façon à réduire au maximum la possibilité de migration des radionucléides dans la biosphère. Il est donc important de connaître les différentes discontinuités apparaissant dans l'Argile de Boom, qu'elles soient d'origine naturelle ou artificielle. En effet, la présence de discontinuités participe à l'augmentation de la perméabilité en favorisant un chemin préférentiel d'écoulement. Il est à mentionner que, outre la perméabilité de la roche, un autre facteur important dans le cadre du stockage des déchets nucléaires est la capacité de cicatrisation de la roche. Dans ce cas, on parle de self-sealing, pour une réduction de la perméabilité de fracture, et de self-healing, pour une cicatrisation avec perte de mémoire de fracture (Bastiaens *et al.*, 2007). Cette section s'attarde à la description des discontinuités et autres structures observables dans les argilières, sous l'Escaut et dans le laboratoire souterrain d'étude du stockage des déchets nucléaires HADES (High Activity Disposal Experimental Site) à Mol.

1.4.1 Structures observées en surface

Différentes structures sont observées dans l'Argile de Boom. Ces observations sont réalisées dans les régions affleurantes, principalement dans les argilières, et sous l'Escaut par des méthodes de reconnaissance géophysique et en particulier par sismique réflexion (Henriet *et al.*, 1992). En surface, il est possible d'observer différents types de structures, qu'elles soient localisées ou homogènes et, donc, affectant l'argile dans son ensemble.

Structures localisées

Les structures localisées sont de deux sortes: une zone faillée, dans les argilières, et des structures diapiriques, sous l'Escaut. Une zone faillée est observable dans le coin NW des

argilières de Kruibeke. Il s'agit d'une zone comprenant plus ou moins cinq failles normales individuelles subparallèles espacées de 5 à 10 m chacune. Le déplacement relatif est de l'ordre de 1m. Chaque faille normale est composée d'une série de glissements subparallèles composant une zone de faille secondaire à plus petite échelle (échelle centimétrique) variant d'une largeur nulle (un seul glissement) à plusieurs décimètres. Une rotation des septarias liée à ces discontinuités montre que celles-ci ont une origine postérieure au dépôt de l'Argile de Boom. La Figure 10 illustre cette zone faillée observable dans l'argillère de Kruibeke. Ces failles proviennent de la réactivation et de mouvements verticaux du socle calédonien sous-jacent. (Mertens *et al.*, 2003; Dehandschutter *et al.*, 2005)

La sismique réflexion a permis de mettre en évidence l'existence d'un autre type de structure localisée, et plus précisément un diapir, sous l'Escaut. Cette structure n'a jamais été observée dans les argilières le long de l'Escaut ou du Rupel. Il est supposé que ce diapir est lié uniquement à l'incision (érosion) induite par le fleuve. En conséquence, la contrainte horizontale héritée de l'histoire géologique est supérieure à la contrainte verticale qui se trouve diminuée par l'érosion et des phénomènes visqueux expliquent la naissance de cette structure par fluage (Schittekat *et al.*, 1983).



Figure 10 : Observation des failles dans l'argillère de Kruibeke (Mertens *et al.*, 2003)

Structures homogènes

D'autres structures sont également observées. Celles-ci ne sont plus localisées mais affectent l'argile dans son ensemble et dans toutes les argilières. Plus particulièrement, on distingue deux types de structures homogènes: un réseau de joints orthogonaux et des micro-plans.

1. Réseau de joints orthogonaux

La Figure 11 illustre le réseau de joints orthogonaux observé dans les argilières. Ceux-ci sont caractérisés par des joints subverticaux, espacés approximativement de 0.5 m à quelques m. L'espacement est de l'ordre du mètre dans les couches d'argile à plusieurs mètres dans les couches plus silteuses. Ils sont abondants dans les argilières et constituent un ensemble régulier. Ils peuvent être particulièrement prononcés suite à de l'altération superficielle. Il s'agit de joints d'extension (mode I). La surface des joints est plutôt lisse avec occasionnellement de la précipitation de limonite et des cristaux de gypse dispersés. Aucune surface de glissement n'est observée sur ces joints, ce qui indique une origine d'extension. Il est également remarqué que la densité des joints ne varie pas avec la profondeur. L'extension de ce système de joints dans l'argilière est de quelques dizaines de mètres de profondeur (± 30 m). (Mertens *et al.*, 2003)

Mertens *et al.* (2003) décrit un réseau secondaire plus dense de joints plus petits, plus irréguliers avec un espacement inférieur au demi-mètre avec des surfaces rugueuses et courbes. L'orientation de ce système secondaire est similaire à celle du réseau principal mais de façon plus dispersée.



Figure 11: Joints verticaux dans l'Argile de Boom. Argillère près de Rumst (Mertens *et al.*, 2003)

La Figure 12 présente l'orientation préférentielle des discontinuités dans les argillères. On constate que ce système de joints orthogonaux possède des joints respectivement dirigés perpendiculairement et dans la direction du pendage. De plus, une étude de l'orientation de ces joints réalisée par Mertens *et al.* (2003) montre que ceux-ci sont indépendants de l'excavation et de l'exploitation de l'Argile de Boom au niveau des argillères.

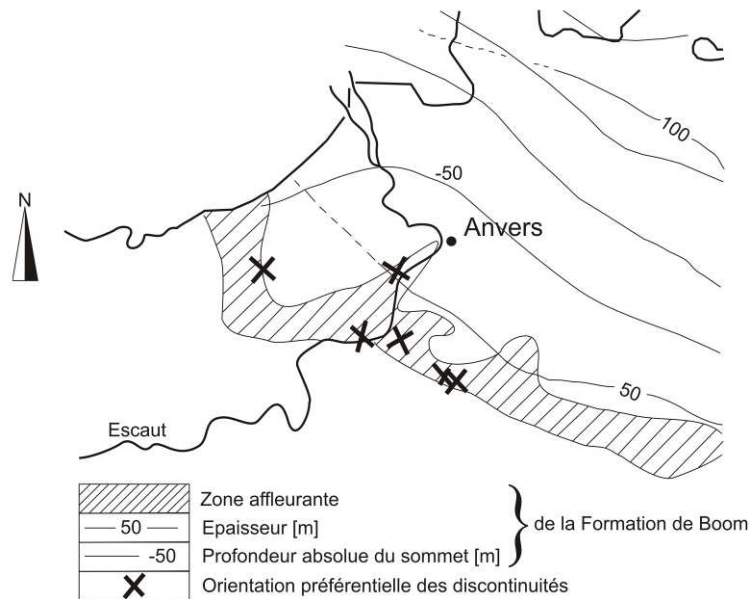


Figure 12: Orientation préférentielle du réseau des joints subverticaux dans les argilières le long de l'Escaut et du Rupel (d'après Mertens *et al.*, 2003)

2. Micro-plans

Un second type de structure affectant l'argile dans son ensemble consiste en des discontinuités à plus petite échelle nommées micro-plans par Dehandschutter *et al.* (2005). Ces micro-plans sont des glissements à l'échelle du centimètre (de 2 à 6 cm). Ils sont présents de façon aléatoire dans l'ensemble de l'argilière. Ils sont toujours plus abondants dans les couches plus argileuses. Ils présentent une surface lisse et striée caractéristique des surfaces de glissement. La présence de telle surface indique une origine de fracture de cisaillement. La relation entre ces discontinuités et le réseau principal de joints décrit précédemment n'est pas assurée. Deux directions principales caractérisent ces discontinuités par un azimut de 120° (entre 110° et 130°) et de 40° . La valeur dominante du pendage varie autour de $50\text{-}60^\circ$.

De nombreuses hypothèses existent quant à l'origine de ces discontinuités. L'étude Mertens *et al.* (2003) s'intéresse principalement au réseau de joints orthogonaux. Celui-ci montre que l'histoire géologique ne peut-être responsable de leur origine. Premièrement, les joints observés étant de tension, il propose d'étudier les conditions requises à l'apparition de joints de tension, en évaluant les possibilités d'apparition de contraintes de traction. En considérant la courbe intrinsèque de Mohr-Coulomb, il montre que les fentes de tension ne sont possibles qu'au-dessus d'une certaine profondeur. En effet, plus la contrainte verticale est élevée plus la possibilité que la contrainte horizontale soit de traction est faible étant donné le lien qui existe

entre ces deux contraintes, c'est-à-dire la valeur de K_0 . De cette première étude et en tenant compte de l'histoire géologique à Mol (Figure 8(b)), il montre qu'aucune discontinuité naturelle n'est possible en profondeur. Il en est de même en surface. En effet, lors de la phase d'érosion, les contraintes horizontales ne deviennent jamais négatives, ce qui limite toute formation de joints d'extension.

Grâce aux septarias, il montre également que ces discontinuités ne sont pas d'origine diagénétique. En effet, il est remarqué que ceux-ci ne sont pas affectés par les discontinuités sauf sur leur surface. C'est-à-dire que le centre des concrétions est déjà lithifié (solidifié) lors de la formation des discontinuités, la surface des septarias est molle à ce moment. Les joints n'influencent donc que la partie externe des septarias.

Mertens *et al.* (2003) propose d'expliquer l'apparition des discontinuités par des phénomènes de dessiccation où des pertes de fluide conduisent à l'apparition de fentes de tension. Ces pertes de fluide ne sont toujours pas expliquées actuellement.

Dehandschutter (Dehandschutter *et al.*, 2005) a également étudié les différentes discontinuités dans les argilières. Il propose d'expliquer leur apparition par la mécanique de l'état critique et de la transition du caractère ductile/cassant. Un comportement cassant peut être défini par l'apparition de déformations localisées comme des fractures de cisaillement alors que la déformation ductile est considérée comme une déformation homogène apparaissant dans l'ensemble du matériau. En reprenant la théorie de l'état critique, la déformation est homogène lorsque la surface de plasticité rencontrée est la partie dite « humide » du Cam-Clay. Une déformation cassante apparaît lorsque l'état critique est atteint.

En tenant compte de l'histoire géologique du matériau, c'est-à-dire des différentes phases d'érosion et de sédimentation ainsi que du basculement de la Campine, Dehandschutter (Dehandschutter *et al.*, 2005) montre que les chemins de contrainte atteignent l'état critique. C'est-à-dire qu'un mécanisme de déformation cassante se produit. Cela explique l'apparition du réseau de joints orthogonaux, les micro-plans sont quant à eux le résultat d'une déformation plus ductile et donc plus homogène.

1.4.2 Discontinuités observées dans le laboratoire souterrain (HADES)

Après avoir décrit les discontinuités apparaissant en surface, il est intéressant d'étudier celles observées lors de la construction à Mol des différentes galeries du laboratoire souterrain servant à l'étude du stockage des déchets nucléaires de haute activité et de longue durée de vie. En effet, l'étude de ces discontinuités permet de déterminer l'origine naturelle ou non de celles-ci et l'influence qu'elles auront sur la fiabilité du stockage de déchets nucléaires. En effet, il est essentiel de garantir une perméabilité très faible du système de confinement de façon à réduire au maximum la migration des radionucléides vers la biosphère.

Le laboratoire souterrain se trouve à Mol au milieu de la Formation de Boom (dans le Membre de Putte) dont l'épaisseur est d'environ 100 m, située entre 185 m et 287 m de profondeur. Les différentes galeries et voies d'accès ont été réalisées en plusieurs étapes (Figure 13). Une des dernières galeries creusées est la galerie de liaison (« Connecting gallery »). Cette galerie de liaison a été construite en 2002. Celle-ci a une longueur de 84 m, un diamètre excavé de 4.8 m pour un diamètre intérieur de 4 m. La technique utilisée pour construire cette galerie consiste en un tunnelier à attaque ponctuelle avec un système de blocs et de clefs (wedge-block system) comme soutènement (Figure 14). Ce dernier est placé directement de façon à limiter la convergence de la galerie et donc limiter l'extension de la zone endommagée (EDZ) (Mertens *et al.*, 2004). La Figure 14 illustre la technique de construction utilisée avec différentes photos du tunnelier. Lors du creusement un relevé des discontinuités a été réalisé, une description de celles-ci est présentée dans cette section.

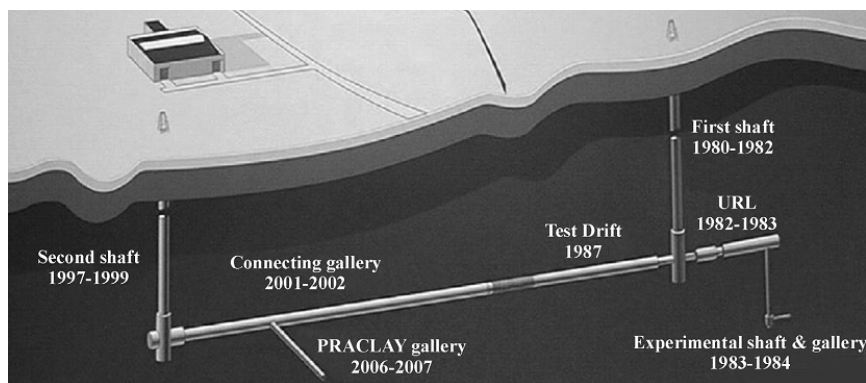


Figure 13 : Illustration du laboratoire souterrain à Mol ainsi que ces différentes étapes de construction (Bastiaens *et al.*, 2007)

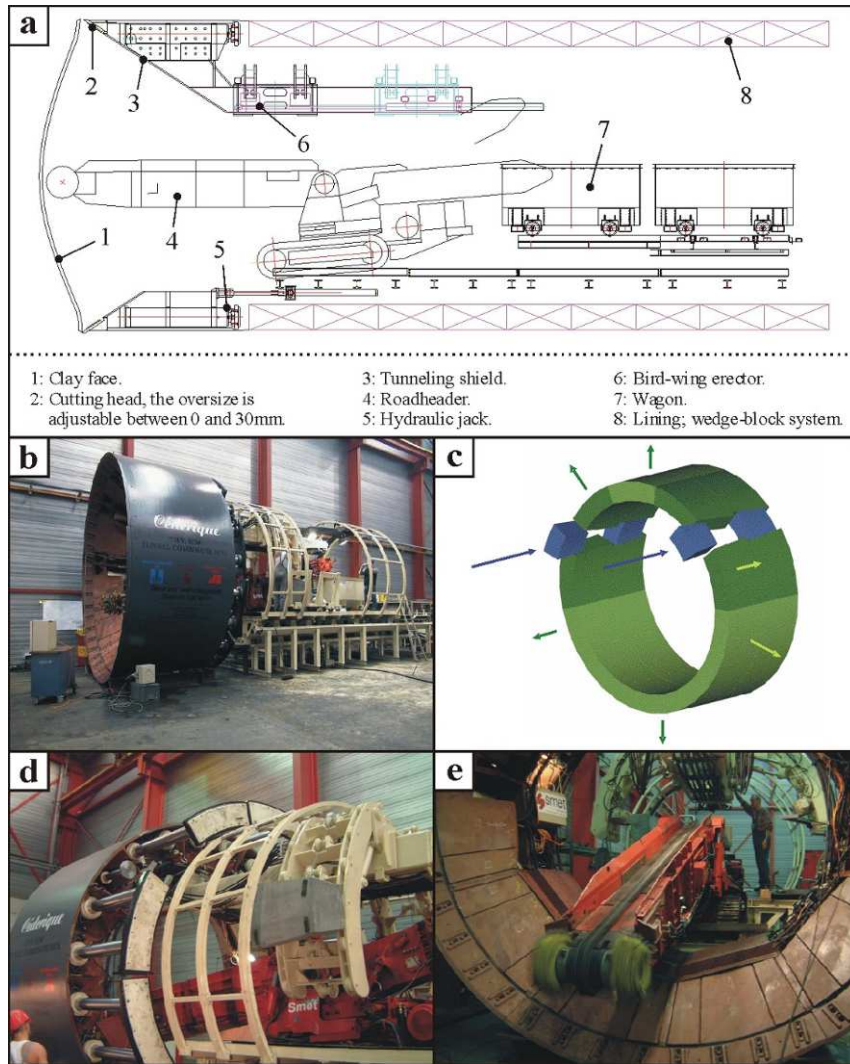


Figure 14 : Illustration des techniques mises en œuvre pour réaliser l'excavation (Bastiens et Demarche, 2003)

Lors de l'excavation, une redistribution du champ de contrainte autour du tunnel se produit conduisant à l'apparition d'une zone perturbée et endommagée nommée EDZ (« Excavated Damaged Zone ») caractérisée par l'apparition de fractures (Bastiens *et al.*, 2007).

Liées à cet EDZ, des discontinuités ont été observées par Mertens *et al.* (2004) et Dehandschutter *et al.* (2002). Les discontinuités principales correspondent à deux plans de fractures conjugués. Ces fractures sont distribuées symétriquement par rapport à l'axe du tunnel (Figure 15(b)). La direction des fractures est E-W au niveau de la diagonale horizontale du front de taille et évolue en se dirigeant vers les parois latérales du tunnel. Les discontinuités pendent vers le nord pour la partie supérieure du front et vers le sud pour la partie inférieure. Les surfaces des fractures montrent la présence de stries indiquant des phénomènes de cisaillement. Ces stries sont orientées selon le pendage des discontinuités pour

les fractures se trouvant près du centre et deviennent obliques en s'éloignant du centre du front de taille. Le pendage varie de 30° à 70°, devenant de moins en moins raide à mesure que l'on se rapproche des parois latérales de l'excavation.

L'extension des discontinuités a été mesurée. Rapidement après l'excavation, deux forages carottés ont été réalisés dans des directions différentes: l'un vertical dirigé vers le bas, le second horizontal en direction de l'Est. Ils ont permis d'observer des fractures identiques à celles rencontrées dans la galerie de liaison. Ils ont également servi à la mesure de l'extension de l'EDZ dans les deux directions. L'extension semble être de 60 cm horizontalement alors qu'elle semble être de 1 m verticalement. Le rapport entre le diamètre de l'EDZ et le diamètre excavé est estimé à 1.4. Cette différence d'extension de l'EDZ dans les deux directions montre que le matériau présente une certaine anisotropie.

La Figure 15(b) et la Figure 16 présentent les principales discontinuités observées ainsi que l'extension de l'EDZ lors de la construction de la galerie. La Figure 15(a) présente un forage carotté de reconnaissance. On remarque sur cette figure que les discontinuités sont les mêmes que pour la galerie de liaison (Figure 15(b) et Figure 16).

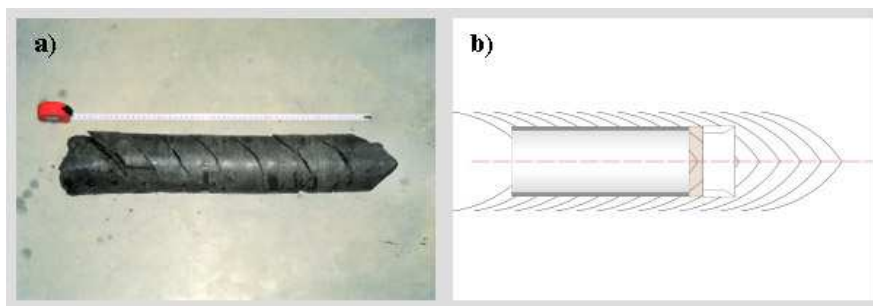


Figure 15: (a) Fractures observées lors du creusement de la galerie de liaison à Mol lors d'un forage de reconnaissance. (b) Fracturation observée autour de la galerie à Mol (d'après Blümling *et al.*, 2007)

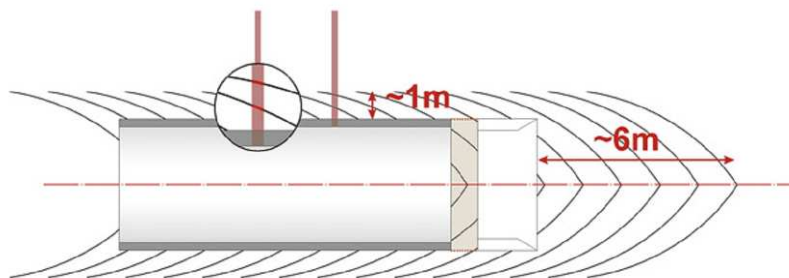


Figure 16 : Extension de l'EDZ dans la galerie de liaison (Bastien *et al.*, 2007)

Pour terminer cette section, il est à noter qu'hormis les discontinuités liées à l'excavation, il n'y a aucune preuve de l'existence de discontinuités naturelles au niveau du laboratoire souterrain (Mertens *et al.*, 2004).

1.5 Modélisation de l'histoire géologique de l'Argile de Boom et des discontinuités naturelles

La première partie de ce chapitre était consacrée à la description de l'Argile de Boom, de ses propriétés hydromécaniques, et des différentes discontinuités rencontrées tant en surface qu'en profondeur. On a vu que les hypothèses permettant de décrire l'apparition des discontinuités dans l'Argile de Boom sont le plus souvent d'ordre qualitatif plutôt que quantitatif. Rappelons que Mertens *et al.* (2003) explique l'apparition des discontinuités par des phénomènes de dessiccation où une perte de fluide conduirait à l'apparition de fente de tension. Dehandschutter *et al.* (2004) propose une origine liée à l'histoire géologique en tenant compte des différentes phases d'enfouissements et d'érosions subies par l'argile, ainsi que d'un éventuel basculement du Bassin de la Campine. L'apparition des discontinuités est alors expliquée grâce à la mécanique de l'état critique.

Cette section propose de réaliser une étude plus quantitative se basant sur la méthode des éléments finis afin d'améliorer notre compréhension de l'origine des discontinuités observées en affleurement. Pour ce faire l'histoire géologique de l'Argile de Boom sera modélisée à l'aide de loi de comportement géomécanique. Le calcul réalisé reproduira l'histoire géologique de ce matériau à l'échelle du Bassin de la Campine dans une coupe allant de Kruibeke à Weelde. Outre les aspects en relation avec les discontinuités, cette modélisation permettra d'appréhender le comportement hydromécanique général de cette argile et ainsi d'observer la pertinence des paramètres choisis pour le modèle de comportement utilisé. L'objectif principal de cette modélisation est de reproduire les discontinuités observées à l'affleurement et principalement le réseau de joints subverticaux présentés précédemment. Avec ces modélisations, on espère déterminer les conditions géomécaniques requises à l'apparition de ces joints de tension présents en surface.

Dans un premier temps, la méthodologie de la modélisation est expliquée. La géométrie, les conditions initiales ainsi que les modèles constitutifs sont présentés par la suite. Finalement,

une présentation des résultats est réalisée. Celle-ci présente d'abord les évolutions des contraintes effectives verticales et horizontales, les évolutions des pressions d'eau et d'autres paramètres. Enfin, les possibilités de fracturation du matériau en surface et en profondeur sont analysées.

1.5.1 Principe de la modélisation et géométrie

La modélisation de l'histoire géologique se déroule en deux phases. La première consiste en la reproduction du processus de dépôt de l'Argile de Boom. Pour ce faire, des couches d'éléments viennent se superposer de façon à reconstruire la couche géologique. La seconde étape consiste en l'application de charge mécanique de façon à reproduire les différentes étapes de sédimentation ou d'érosion du bassin géologique. Il va de soi qu'un accroissement des charges illustre les phénomènes de dépôt alors qu'une diminution modélise une érosion.

La coupe considérée se trouve entre Kruibeke et Weelde (Figure 17). Cette dernière localité est choisie car l'histoire géologique à cet endroit est analogue à celle de Mol. De plus, les informations disponibles concernant la géologie de la région de Weelde sont facilement accessibles. L'histoire de sédimentation n'étant pas un processus linéaire entre ces deux localités, deux localités intermédiaires ont été choisies de façon à rendre plus précise l'histoire géologique de la région et les charges à appliquer au modèle. Ces localités sont Oelegem et Zoersel (Figure 17). L'histoire géologique de cette roche argileuse à Weelde est équivalente à celle rencontrée à Mol. La découpe de l'histoire géologique a été réalisée en collaboration avec le Professeur Noel Vandenberghe (KULeuven).

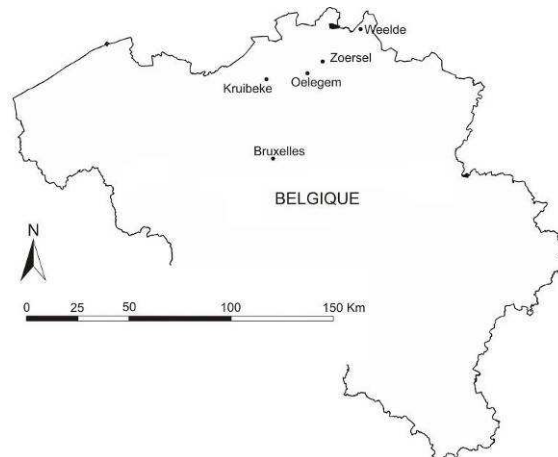


Figure 17 : Localisation des différentes localités où l'histoire géologique est reproduite

Lors de la première phase, la totalité de l'épaisseur de la couche d'argile n'est pas entièrement reproduite. Seule l'épaisseur de la couche de Kruibeke est modélisée de façon à simplifier le modèle. En effet, une quarantaine de mètres d'Argile de Boom subsiste à Kruibeke suite à l'érosion datant de la transition Oligocène-Miocène. Par conséquent, le modèle a une hauteur de 48 m et le dépôt des couches surincombantes est modélisé par des charges correspondant aux hauteurs de celles-ci. Donc la totalité de l'épaisseur de l'Argile de Boom est reproduite jusque 48 m par des superpositions d'éléments et au-delà de 48 m par des charges appliquées au modèle. La Figure 18 reproduit l'histoire sédimentologique du bassin. La première partie correspondant à la sédimentation de l'Argile de Boom est commune à tout le modèle. Par contre, la seconde partie (de l'érosion à nos jours) est fonction de la localisation géographique dans le bassin de dépôt comme le montre la Figure 18.

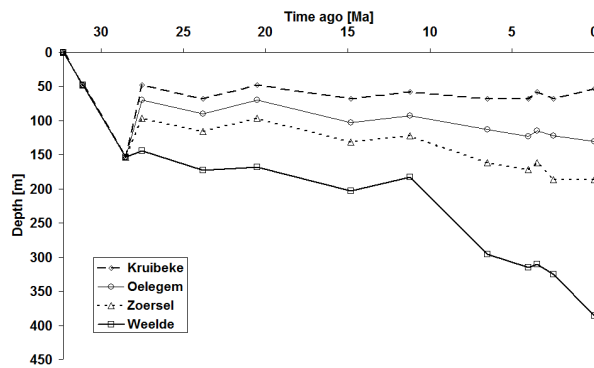


Figure 18: Histoire géologique (enfouissement et érosion) à Kruibeke, à Oelegem, à Zoersel et à Weelde

La Figure 19 présente le modèle utilisé pour réaliser les calculs éléments finis. Comme expliqué précédemment, la couche d'argile a une épaisseur de 48 m ce qui correspond à l'épaisseur d'argile conservée à Kruibeke. La longueur du modèle est de 54 km. Pour plus de visibilité, le schéma proposé est anamorphosé. Le modèle géométrique proposé est réalisé avec la pente actuelle de l'Argile de Boom et aucun basculement n'est considéré.

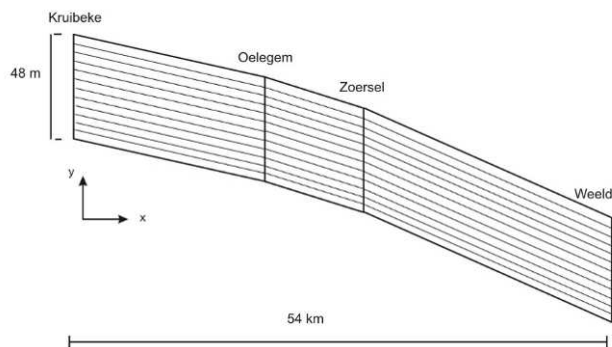


Figure 19: Section droite réalisée pour la modélisation de l'histoire géologique de l'Argile de Boom

1.5.2 Conditions initiales

La première partie de la modélisation correspond à l'activation de couches d'éléments afin de reproduire la sédimentation de l'Argile de Boom. De ce fait, il n'y a pas de conditions initiales imposées au modèle.

1.5.3 Géométrie et conditions limites

La Figure 20 présente les conditions limites appliquées au modèle.

Concernant les conditions limites mécaniques :

- Les déplacements verticaux et horizontaux sont bloqués à la base du modèle (2).
- Les déplacements horizontaux sont bloqués (1) et (3).
- Des charges variables en fonction du temps sont appliquées en (4).

Conditions limites hydrauliques

- Les frontières (1) et (3) sont supposées imperméables.
- Les pressions d'eau sont fixées à la frontière (2) lors de la première phase et à la frontière (4) lors de la seconde phase. La pression d'eau suit la relation classique de l'hydrostatique : $p_w = \rho gh$.

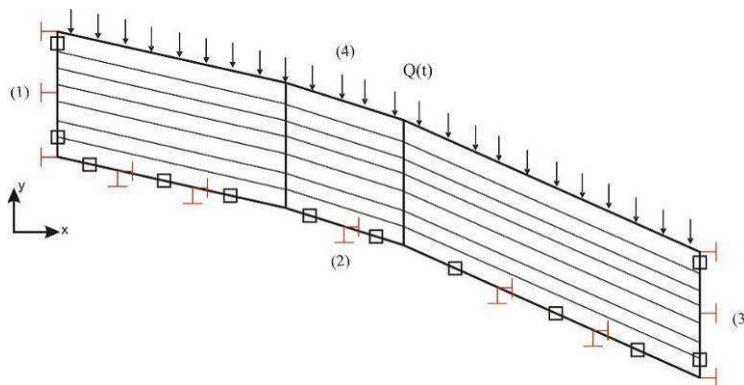


Figure 20: Illustration des conditions limites du modèle

Les charges mécaniques utilisées sont décrites sur la Figure 21. Celles-ci ont été déterminées en accord avec l'histoire géologique (Figure 18). Les pressions d'eau sont calculées en fonction de la hauteur de la colonne de sol supposé totalement saturé.

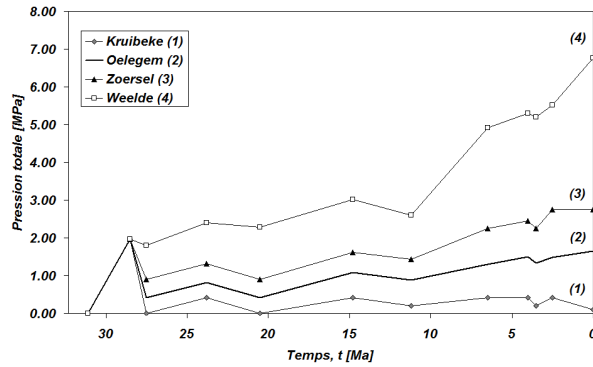


Figure 21 : Charges mécaniques utilisées pour représenter l'histoire géologique

Une remarque est à faire concernant le choix du modèle. Il est clair que les conditions limites appliquées, c'est-à-dire avec des déformations latérales empêchées, placent le modèle dans des conditions oedométriques et qu'à ce titre aucune discontinuité de tension n'est possible. Par contre, l'érosion provoque une décharge du matériau et une possible inversion des contraintes principales. Dans ce cas, le chemin de contraintes est capable d'atteindre l'état critique et de provoquer des ruptures de cisaillement. Dans cette modélisation, on cherche d'abord à voir si l'état critique est atteint et dans quelles conditions. Ensuite, on établit les conditions pour l'apparition des joints de tension.

1.5.4 Paramètres des modèles constitutifs

Les différentes lois de comportement étant détaillées au chapitre 4, on ne fera qu'une brève description de celles-ci pour cette modélisation.

Le modèle de comportement mécanique utilisé correspond à un modèle à chapeau comprenant un critère Cam-Clay modifié, un critère à frottement interne, correspondant à un critère de Van Eekelen dans ce cas-ci, et un critère de rupture en traction. La Figure 22 présente ce modèle dans le plan du premier invariant des contraintes (I_σ) et du second invariant du déviateur des contraintes (II_σ). Le modèle Cam-Clay va permettre de représenter l'apparition de déformation plastique de compaction. Ce modèle déduit du comportement oedométrique permet de bien reproduire le dépôt des sédiments dans un bassin. En effet, les conditions de dépôt s'apparentent à celles retrouvées à l'oedomètre. Le critère à frottement interne va permettre quant à lui de reproduire les déformations de cisaillement. Le critère en traction reproduira les ruptures en traction.

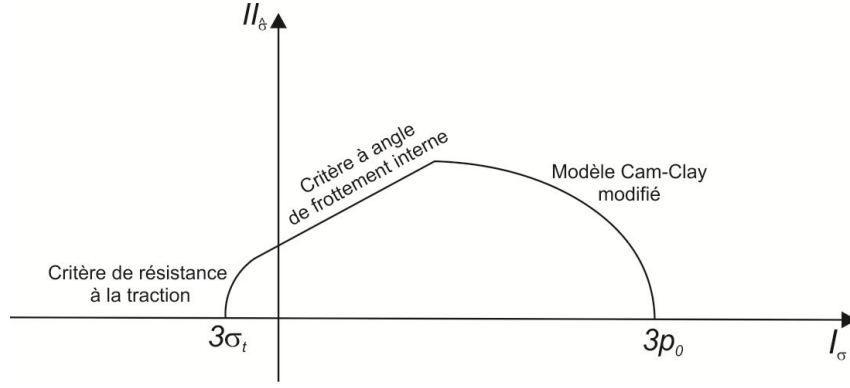


Figure 22 : Représentation du modèle mécanique utilisé lors de la modélisation. Celui-ci correspond à un modèle à chapeau comprenant un modèle Cam-Clay modifié, un critère à frottement interne et une limite de rupture à la traction

Le critère à frottement interne correspond à un critère de Van Eekelen. L'équation de cette surface de plasticité est donnée par :

$$f \equiv II_{\hat{\sigma}} - m \left(I_{\sigma} + \frac{3c'}{\tan \phi_c'} \right) = 0 \quad (1.1)$$

avec ϕ_c' l'angle de frottement effectif sur des chemins de compression et c' la cohésion effective;

$I_{\sigma} = \sigma_{ii}$ est le premier invariant du tenseur des contraintes; $II_{\hat{\sigma}} = \sqrt{\frac{1}{2} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{ij}}$

correspond au second invariant du tenseur des contraintes déviatoriques avec les contraintes

déviatoriques définies par $\hat{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{I_{\sigma}}{3} \delta_{ij}$; $m = a(1 + b \sin 3\beta)^n$ est un coefficient introduit

pour prendre en compte l'influence du troisième invariant du tenseur des contraintes

déviatoriques ($III_{\hat{\sigma}}$) et de l'angle de Lode (β) défini selon $\beta = -\frac{1}{3} \sin^{-1} \left(\frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{III_{\hat{\sigma}}}{II_{\hat{\sigma}}^3} \right)$ avec

$$III_{\hat{\sigma}} = \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{jk} \hat{\sigma}_{ki}.$$

La surface de plasticité du modèle Cam-Clay modifié est définie suivant la relation:

$$f \equiv II_{\hat{\sigma}}^2 + m^2 \left(I_{\sigma} + \frac{3c'}{\tan \phi_c'} \right) (I_{\sigma} - 3p_0) = 0 \quad (1.2)$$

avec c' la cohésion effective, ϕ_C' l'angle de frottement sur des chemins de compression, p_0 est la pression de préconsolidation qui définit la taille de la surface de plasticité, et m est un coefficient introduisant l'effet du troisième invariant du tenseur des contraintes déviatorique.

La pression de préconsolidation p_0 est liée à la déformation plastique volumique $d\varepsilon_v^p$ suivant la relation d'écrouissage suivante:

$$dp_0 = \frac{1+e}{\lambda-\kappa} p_0 d\varepsilon_v^p \quad (1.3)$$

avec λ le coefficient de compressibilité plastique et κ le coefficient de compressibilité élastique (ou de gonflement). Cette expression permet de tenir compte de l'écrouissage et de l'adoucissement de la surface de plasticité en fonction des déformations plastiques volumiques. Dans ce modèle à chapeau, l'adoucissement de la surface Cam-Clay n'est pas considéré.

Le critère de rupture en traction est défini par une surface hyperbolique dont l'expression est:

$$f \equiv I_\sigma^2 - m^2 (I_\sigma + 3\sigma_{t,i}) \left[I_\sigma + \left(\frac{3c'}{\tan \phi_C'} \right)^2 \frac{1}{3\sigma_{t,i}} \right] = 0 \quad (1.4)$$

avec $\sigma_{t,i}$ est la limite en traction isotrope.

La loi d'écoulement est définie par l'équation de Darcy définissant la vitesse du fluide (vitesse de Darcy) \underline{q}_w comme une fonction linéaire de la perméabilité, du gradient de pression du fluide p_w et du gradient hydraulique d'origine gravitaire:

$$\underline{q}_w = -\frac{k_{\text{int}}}{\mu_w} \left[\underline{\text{grad}}(p_w) + \rho_w \cdot g \cdot \underline{\text{grad}}(y) \right] \quad (1.5)$$

où k_{int} est une grandeur scalaire dans le cas isotrope $k_{\text{int}} = K_w \frac{\mu_w}{\rho_w \cdot g}$ et représente la perméabilité intrinsèque; K_w correspond à la conductivité hydraulique isotrope ; μ_w est la

viscosité dynamique du fluide; ρ_w est la masse volumique du fluide et g est l'accélération de la pesanteur 9.81 m/s^2 .

Les paramètres utilisés pour cette modélisation proviennent de Bernier *et al.* (2007). Ceux-ci sont décrits au Tableau 6.

<i>Caractéristiques de l'Argile de Boom</i>		
<i>Masse volumique des grains solides [kg/m³]</i>	ρ_s	2682
<i>Porosité initiale [%]</i>	n	48
<i>Module de Young drainé [MPa]</i>	E'	300
<i>Coefficient de Poisson drainé [-]</i>	ν'	0.125
<i>Cohésion drainée [MPa]</i>	c'	0.3
<i>Angle de frottement drainé [°]</i>	ϕ'	18
<i>Angle de dilatance [°]</i>	ψ	0
<i>Pression de préconsolidation [MPa]</i>	p'_c	0.25
<i>Conductivité hydraulique [m/s]</i>	K	3.9E-12
<i>Perméabilité intrinsèque [m²]</i>	k	3.9E-19
<i>Viscosité dynamique [Pa.s]</i>	μ	1.00E-03
<i>Compressibilité du liquide [MPa⁻¹]</i>	χ_l	5.00E-04

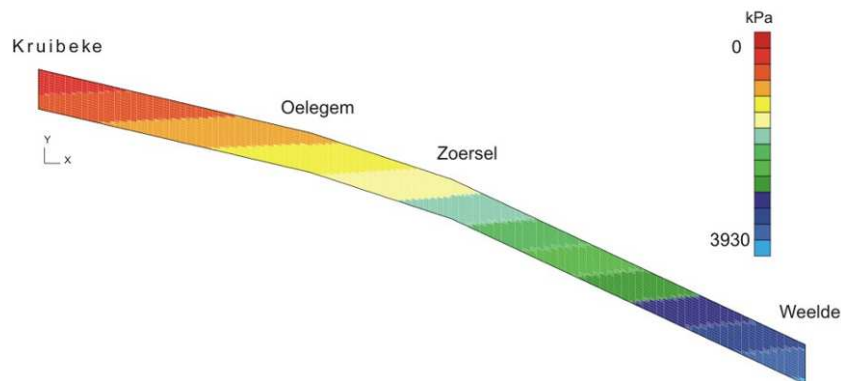
Tableau 6 : Paramètres hydro-mécaniques de l'Argile de Boom (Bernier *et al.*, 2007)

Initialement, le matériau est supposé être très poreux. La porosité initiale est choisie de façon à retrouver les valeurs actuellement observées, c'est-à-dire après application des différentes charges reproduisant l'histoire géologique de la région à partir de l'Oligocène inférieur (début de la sédimentation de l'Argile de Boom). Finalement, une valeur de 48% a été choisie de façon à retrouver la porosité mesurée dans le laboratoire souterrain de Mol. Il en est de même pour la pression de préconsolidation initiale qui est supposée très faible étant donné qu'au début du dépôt, le sol est considéré plus comme une boue que comme un sol consolidé. En ce qui concerne la cohésion, celle-ci est prise à sa valeur initiale, ce qui peut paraître surprenant, mais le mécanisme impliqué principalement dans la sédimentation d'un bassin est la compaction. Donc, du point de vue du modèle de comportement, le mécanisme actif du modèle à chapeau est la partie Cam-Clay qui lors de son écrouissage, par l'apparition de déformation plastique volumique, ne produit que des évolutions de pression de préconsolidation. Dès lors, pour obtenir un écrouissage de la cohésion, il est nécessaire d'atteindre le critère à frottement interne et d'induire des déformations déviatoriques

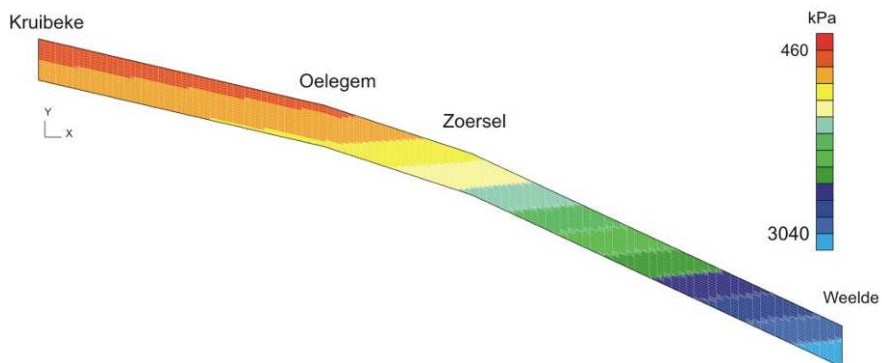
plastiques, ce qui ne sera a priori pas le cas dans le cadre de la sédimentation d'un bassin géologique.

1.5.5 Résultats

La Figure 23 présente les distributions des champs de contrainte obtenus à la fin du calcul, c'est-à-dire représente l'état de contrainte actuel de l'Argile de Boom calculé sur base de l'histoire géologique connue. Ces schémas sont représentés avec une anamorphose de façon à visualiser plus clairement les résultats. Si on s'attarde sur la distribution des contraintes verticales effectives, on constate que celles-ci augmentent de Kruibeke, où elles sont nulles en surface, à Weelde, où elles sont maximales. Cette augmentation est due à l'enfouissement de la couche d'argile vers le Nord-Est. Les contraintes horizontales augmentent également vers Weelde, ce qui résulte de l'augmentation du poids des terres lors des phases de sédimentation. Par contre, celles-ci ne sont pas nulles à Kruibeke où l'Argile de Boom affleure. En effet, durant l'érosion la contrainte horizontale ne tend pas à disparaître complètement mais conserve une partie de la charge héritée avant l'érosion.



(a) Champ de distribution de la contrainte effective verticale



(b) Champ de distribution de la contrainte effective horizontale

Figure 23 : Distributions des champs de contrainte pour la modélisation à l'échelle régionale

1.5.5.1 Résultats à différentes localisations (Kruibeke, Weelde)

Cette section présente les résultats à Kruibeke et à Weelde. La Figure 24 représente différents résultats. Dans la colonne de gauche se trouvent les résultats relatifs à Kruibeke, dans celle de droite, les résultats de Weelde. Ces deux localisations correspondent aux différents cas extrêmes de l'histoire géologique du Bassin de la Campine. En effet, Kruibeke a subi une érosion importante en comparaison de Weelde. Un surplus d'au moins 80 m par rapport à Kruibeke est observé dans les zones plus profondes du bassin comme à Weelde.

Les résultats suivants reprennent l'évolution des contraintes effectives horizontales (σ_x') et verticales (σ_y') ainsi que l'évolution de K_0 (le coefficient des terres au repos défini

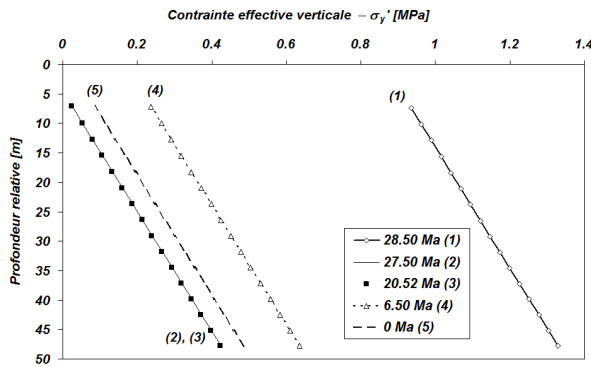
par $K_0 = \frac{\sigma_x'}{\sigma_y'}$) durant l'histoire géologique. Les unités des contraintes sont les MPa.

Concernant l'évolution des contraintes verticales, celles-ci suivent le chemin de chargement imposé par l'histoire géologique. A Kruibeke (Figure 24(a)), la contrainte verticale augmente suite au dépôt de l'Argile de Boom (profil (1)). Une phase érosive apparaît et réduit fortement cette contrainte (profil (2)). Après cette phase, l'Argile de Boom ne subit que de légères fluctuations de sédimentation et d'érosion (profils (3) (4) et (5)). A Weelde (Figure 24(b)), de la même façon que précédemment, le dépôt provoque une augmentation du poids des terres et une augmentation de la contrainte verticale (profil (1)). L'érosion affecte également cette localité mais de façon moins spectaculaire qu'à Kruibeke étant donné que la couche d'Argile de Boom ne présente aucun hiatus à cette localité (profil (2)). Enfin, les contraintes verticales ne font qu'augmenter suite à la reprise de la sédimentation dans le bassin (profils (3) (4) et (5)).

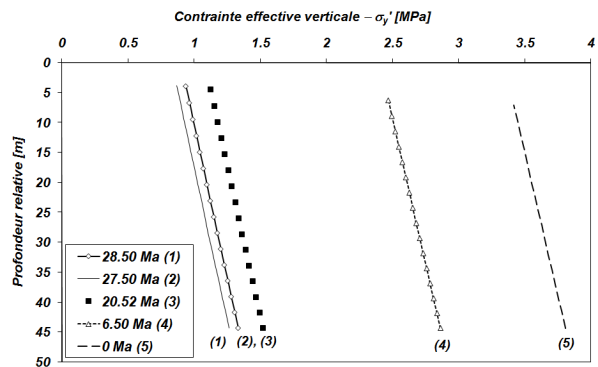
L'analyse des contraintes horizontales dépend fortement de l'évolution des contraintes verticales. A Weelde (Figure 24(d)), les contraintes horizontales augmentent durant toute l'histoire hormis durant la phase érosive. Par contre à Kruibeke (Figure 24(c)), l'érosion diminue les contraintes horizontales mais de façon moins importante que la diminution des contraintes verticales comme expliqué auparavant.

La Figure 24(e) et la Figure 24(f) présentent l'évolution de K_0 durant l'histoire géologique. A la fin du calcul, la valeur trouvée à Weelde est similaire aux valeurs expérimentales ($K_0 \approx 0.8$) (voir Tableau 4). Par contre à Kruibeke, K_0 est supérieure à 1. Cela est une conséquence des contraintes horizontales qui deviennent supérieures aux contraintes verticales lors du processus d'érosion.

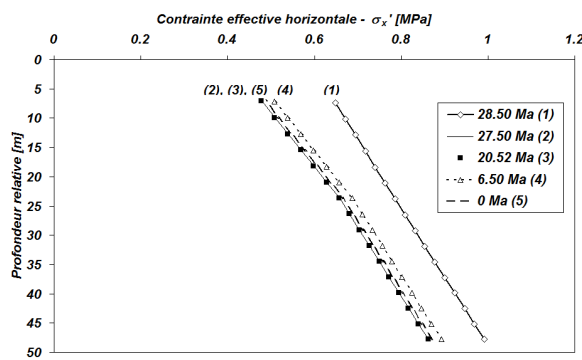
Il est intéressant de calculer le coefficient de surconsolidation (OCR) dans les deux cas. A Kruibeke, celui-ci est supérieur à 1 conformément aux mesures expérimentales. Par contre, au vu de l'histoire géologique à Weelde, l'argile est normalement consolidée ($OCR=1$) ce qui est en désaccord avec les mesures expérimentales réalisées à Mol où l' OCR vaut ± 2.4 (Horsemann *et al.*, 1993). Pour rappel, l'histoire géologique à Mol est équivalente à celle de Weelde.



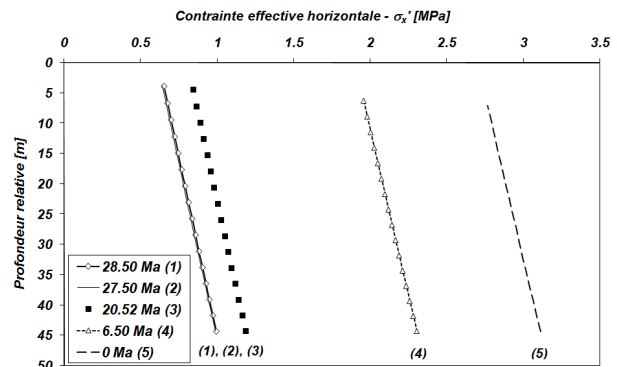
(a) Contrainte effective verticale - Kruibeke



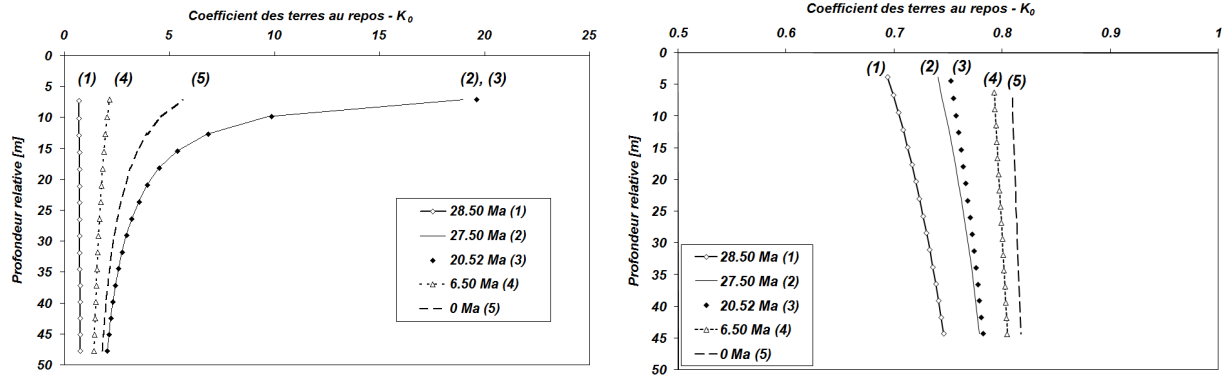
(b) Contrainte effective verticale - Weelde



(c) Contrainte effective horizontale - Kruibeke



(d) Contrainte effective horizontale - Weelde

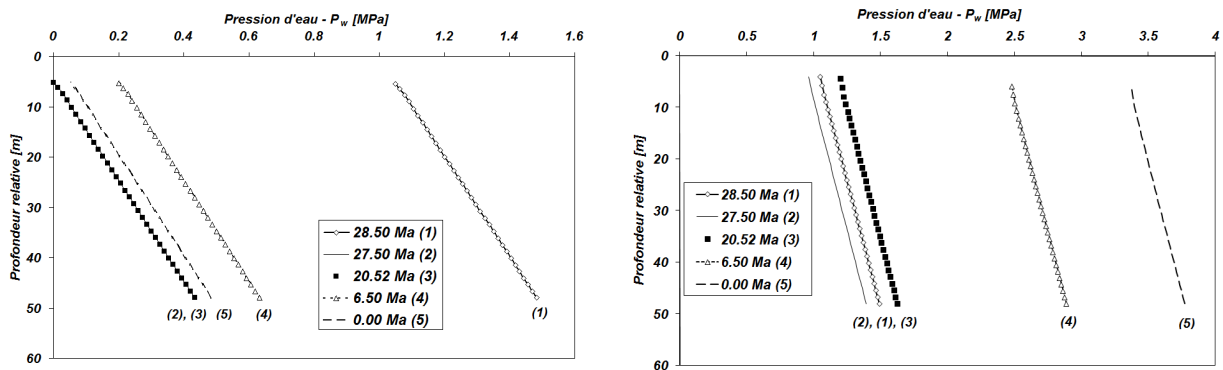


(e) Coefficient des terres au repos - Kruibeke

(f) Coefficient des terres au repos - Weelde

Figure 24 : Résumé des différents résultats obtenus à Kruibeke et à Weelde. La colonne de gauche est relative à Kruibeke, la colonne de droite à Weelde. (a) et (b) représentent des profils de contraintes verticales. (c) et (d) illustrent l'évolution des contraintes horizontales. (e) et (f) représentent l'évolution de K_0

La Figure 25 montre les évolutions de pression dans les deux localités. On constate que celles-ci évoluent de façon hydrostatique. C'est-à-dire que les pressions sont dues uniquement au poids de la colonne d'eau. Toutes les éventuelles surpressions ont été dissipées afin d'atteindre cet état permanent. Donc, le temps de consolidation est inférieur aux variations de chargement mécanique.



(a) Pression d'eau - Kruibeke

(b) Pression d'eau - Weelde

Figure 25 : Evolution des pressions d'eau à Kruibeke (a) et à Weelde (b)

La Figure 26 présente l'évolution dans le temps des contraintes effectives horizontales et verticales pour Kruibeke (Figure 26(a)) et pour Weelde (Figure 26(b)). Cette évolution des contraintes est analysée à la base du modèle dans les deux cas, c'est-à-dire en considérant les profondeurs finales, soit à 48 m de profondeur pour Kruibeke et à 389 m de profondeur pour Weelde. On constate comme précédemment que la sédimentation est le phénomène dominant à Weelde ce qui provoque une augmentation des contraintes au cours du temps. A Kruibeke,

la phase érosive réduit de façon non négligeable la contrainte verticale. Par contre la contrainte horizontale devient supérieure à la contrainte verticale à cause d'un moindre relâchement de celle-ci durant l'érosion.

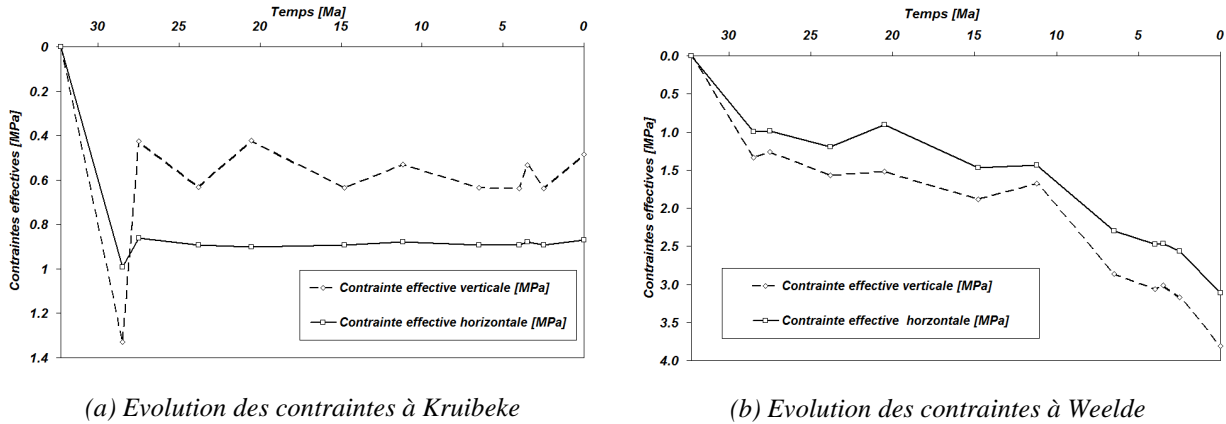


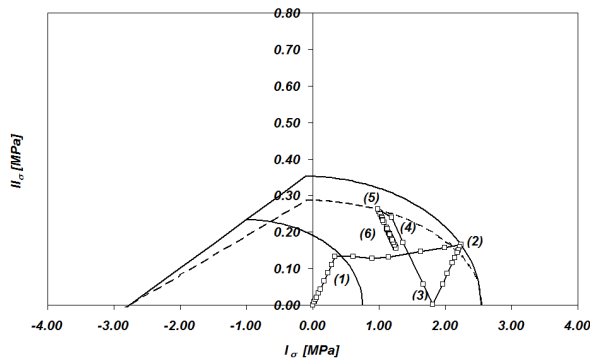
Figure 26 : Evolution des contraintes effectives horizontales et verticales à Kruibeke (a) et à Weelde (b)

Enfin pour terminer cette comparaison des résultats entre les phénomènes se produisant à Kruibeke et ceux à Weelde, la Figure 27 montre les chemins de contraintes suivis pour un élément se trouvant à la surface du modèle pour chaque localité. La Figure 27 (a) présente le chemin de contraintes à Kruibeke et la Figure 27 (b) celui suivi à Weelde. Dans cette dernière localité, l'histoire géologique étant essentiellement composée de phases de sédimentation, les mécanismes impliqués sont essentiellement liés à de la compaction. Le chemin de contraintes est tout d'abord élastique. Quand la surface de plasticité est atteinte, le comportement devient plastique et un écrouissage de la surface de charge est observé. Des déchargements élastiques sont observés lors d'érosion mais les chargements postérieurs à ces phases reconduisent l'état de contrainte sur la surface de plasticité. L'état final se situant sur la surface de plasticité indique que l'argile se trouve normalement consolidée.

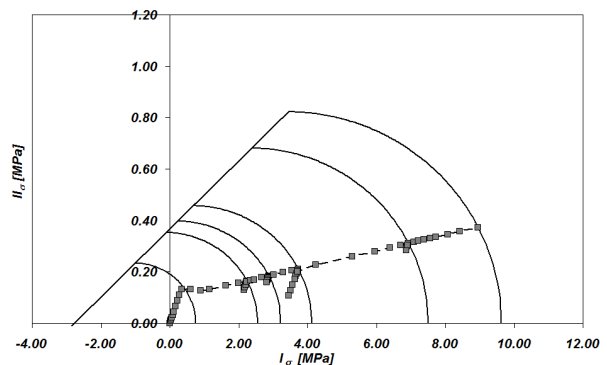
A Kruibeke, une phase de compaction plastique fait suite à une phase de chargement élastique (point (1)). La phase principale d'érosion a pour effet de diminuer les contraintes verticale et horizontale, ce qui est observé par le déchargement élastique (point (2)). A partir d'un certain moment, il y a inversion des contraintes principales, c'est-à-dire que la contrainte verticale qui était majeure devient mineure et la contrainte horizontale initialement mineure devient alors la contrainte majeure (point (3)). Cette inversion est due à la relaxation plus faible de la contrainte horizontale durant la phase érosive principale. Lors de cette inversion, un chemin d'extension est suivi pour finalement arriver sur la surface de charge (points (4) et (5)). A cause de l'inversion des contraintes, une modification de l'angle de Lode est engendrée

induisant une modification de la trajectoire du chemin de contraintes dans le plan déviatorique. La Figure 27(c) représente cette modification d'angle de Lode. Ceci implique une modification de la pente du critère de plasticité dans le plan (I_σ, II_σ) comme observé à la Figure 27(a). La suite de l'histoire géologique est dominée par de faibles cycles de sédimentation et d'érosion (entre les points (5) et (6)).

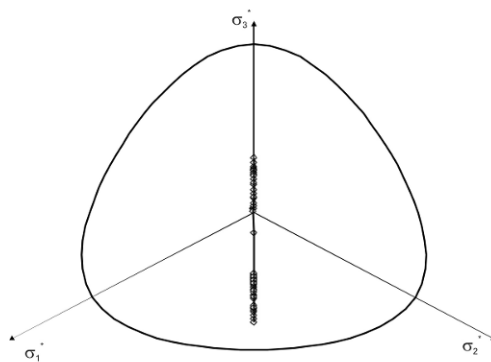
Une remarque est faite quant à la forme de la surface de plasticité initiale qui montre une cohésion très importante pour un sol peu consolidé, ce qui peut paraître surprenant. Cela s'explique par le choix des paramètres initiaux comme expliqué à la section 1.5.4. Le processus de sédimentation n'induit que des déformations plastiques volumiques, comme observé sur les chemins de contraintes à la Figure 27. Il n'est, dès lors, pas possible d'engendrer un écrouissage de la cohésion se produisant uniquement lors de la formation de déformations déviatoriques plastiques associées au modèle à frottement interne.



(a) Chemin de contraintes en surface à Kruibeke



(b) Chemin de contraintes en surface du modèle à Weelde



(c) Chemin de contraintes en surface à Kruibeke. Représentation dans le plan déviatorique

Figure 27 : Chemin de contraintes lors de la modélisation de l'histoire géologique pour un élément situé en surface du modèle à Kruibeke (a) et à Weelde (b). Représentation du chemin de contraintes en surface à Kruibeke dans le plan déviatorique

1.5.6 Variabilité des paramètres

On a vu précédemment que le seul mécanisme plastique impliqué dans l'histoire géologique de l'Argile de Boom est la compaction. En effet, la seule loi de comportement impliquée est la surface Cam-Clay modifiée. Dans cette configuration, les modèles ne prédisent aucune fracture de cisaillement ou d'extension.

Les paramètres pouvant influencer le mode de rupture sont la cohésion et l'angle de frottement. On remarque sur le Tableau 4 que les paramètres de l'Argile de Boom sont compris dans des intervalles pouvant être larges. Par exemple les valeurs de cohésion obtenues au laboratoire souterrain de Mol sont en moyenne de 300 kPa alors que des mesures sur des échantillons pris lors de reconnaissance à Anvers montrent une cohésion inférieure à 45 kPa (Schittekat *et al.* 1983).

Suite à ces indications, un calcul tenant compte d'une cohésion de 125 kPa a été réalisée. En dessous de cette valeur, le calcul ne converge pas jusqu'au bout. Cette diminution de la cohésion a montré que le critère de Van Eekelen pouvait être activé pendant l'érosion. En conséquence, des fractures de cisaillement sont susceptibles de se développer. La Figure 29 montre le chemin de contraintes correspondant.

Les fractures de cisaillement qui seront générées ne sont pas subverticales comme le sont les joints dans les argilières mais inclinées d'un angle de $36^\circ \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} \right)$ par rapport à l'horizontale.

Un calcul de l'orientation des facettes sur lesquelles s'appliquent les contraintes principales permet de trouver ce résultat (Figure 28). Ceci montre que tenir compte de l'histoire géologique ne suffit pas à expliquer l'apparition des différentes discontinuités.

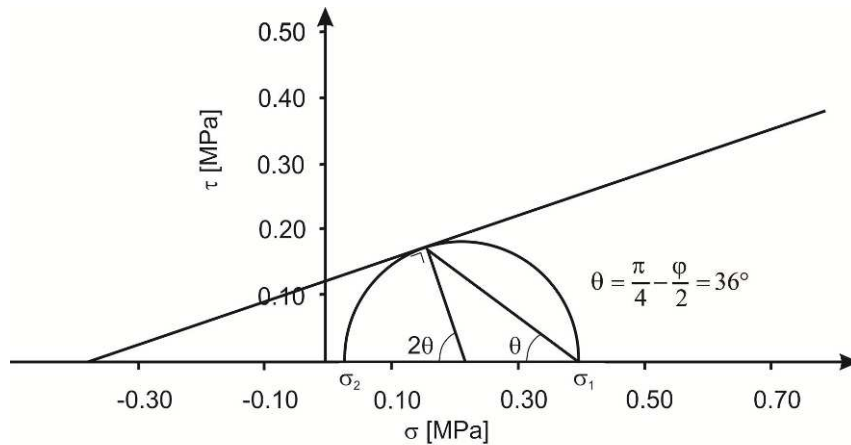


Figure 28: Calcul de l'orientation des discontinuités à l'aide du cercle de Mohr

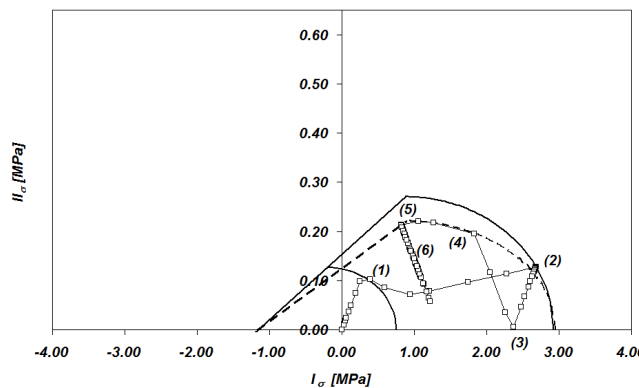


Figure 29 : Représentation du chemin de contraintes considérant une diminution de la cohésion

1.6 Conclusions

Ce chapitre a décrit les propriétés de l'Argile de Boom. On a pu voir que celle-ci était caractérisée par une très faible perméabilité. Ses propriétés mécaniques en font une argile rigide. Le module de Young drainé vaut 300 MPa et la cohésion est de 300 kPa.

Ce chapitre a pu mettre en évidence que de nombreuses discontinuités existent dans l'Argile de Boom et sont observables dans les argilières. Les discontinuités principales constituent un réseau de joints orthogonaux subverticaux. De nombreuses hypothèses sont faites quand à leur origine mais aucun calcul quantitatif n'a jamais été réalisé. Ce chapitre présente les résultats d'une modélisation de l'histoire géologique de Boom à l'échelle du Bassin de la Campine. Ce calcul a permis de confirmer que l'histoire géologique de la couche d'argile n'est pas suffisante pour expliquer la création des discontinuités. De plus, on a montré qu'aucune

discontinuité d'origine naturelle n'a pu être engendrée au niveau du laboratoire souterrain à Mol comme le suggère Mertens *et al.* (2003). Donc, d'autres mécanismes pourraient être responsables de l'apparition des discontinuités observées en surface.

Chapitre 2: Revue bibliographique du comportement thermo-mécanique des sols argileux

2.1 Introduction

Le comportement thermo-mécanique est étudié depuis de nombreuses décennies dans des domaines variés allant de l'étude des mécanismes à l'origine des tremblements de terre (Hueckel *et al.*, 1994a; Hueckel *et al.*, 1994b), à l'enfouissement des câbles à haute tension dans le sol (Mitchell et Abdel-Hadi; 1979). Les premières questions sur l'influence de la température sur le comportement mécanique sont apparues lors de campagne d'essais où l'échantillon de sol subit des variations de température entre le site d'échantillonnage et le laboratoire. Par exemple, Plum et Esrig (1969) estiment des variations de température pouvant atteindre une valeur de 20°C entre la prise d'un échantillon de sédiment marin et la température à laquelle il sera soumis au laboratoire. L'application actuelle qui réclame la plus grande attention et qui est la plus étudiée est l'enfouissement des déchets nucléaires de longue durée de vie et de haute activité. Ces déchets, une fois placés dans leur galerie d'isolation, continuent d'émettre de la chaleur et provoquent une augmentation non-négligeable de la température de la roche adjacente pouvant atteindre des valeurs de près de 100°C. Cette variation de température ne doit pas altérer l'intégrité du stockage. Dès lors de nombreuses études sont entreprises.

D'autres applications récentes concernent le stockage de chaleur dans le sol et la géothermie (Brandl, 2006). Des questions se posent sur l'effet de la température sur la qualité des routes (Richards, 1969). Quant à Abuel Naga *et al.* (2007), ils étudient l'influence de la température sur la consolidation et montrent que le taux de consolidation est plus important lors d'augmentation de température.

Il existe donc de nombreuses applications où les évolutions de température d'un sol ou d'une roche ne sont pas négligeables. Comment va répondre ce sol suite à ces variations de température? Les propriétés mécaniques de résistance s'en trouvent-elles modifiées? Si oui, comment? On peut se poser beaucoup de questions quant aux réactions d'un sol, d'une roche lorsque sa température évolue. Ce chapitre aborde les différents aspects du comportement

thermo-mécanique des sols argileux d'un point vue expérimental et numérique et tente de répondre à une série de questions que l'on peut se poser.

Dans une première partie, les différents phénomènes observés expérimentalement sont décrits. On investigate l'influence d'un chargement thermique sur le comportement volumique ou déviatorique. Le comportement non drainé est également décrit. Dans une seconde partie, les modèles constitutifs de comportement thermo-mécanique sont décrits et une comparaison est réalisée entre les trois modèles principaux qui permettent une représentation correcte des phénomènes thermo-mécaniques.

Avant d'aborder ces aspects, un rappel de la microstructure des argiles est effectué. Ce rappel de la microstructure des argiles permet de comprendre les différents phénomènes thermo-mécaniques se passant dans un milieu argileux.

2.2 Structure des argiles

Cette section a pour but de présenter de façon synthétique la structure et, tout particulièrement, la microstructure des argiles de façon à comprendre par la suite les processus affectant cette catégorie de sol soumise à des évolutions de température. On procède comme suit dans cette section. Tout d'abord, on décrit brièvement la microstructure des minéraux argileux puis, de cette structure, on se déplace vers les plaquettes argileuses et les agrégats argileux.

Les minéraux argileux sont principalement constitués de phyllosilicates (du grec *φυλλον* "feuille"), c'est à dire qu'ils sont formés par empilement de feuillets faits d'assemblage de couches tétraédriques (*te*) et octaédriques (*oc*) (Figure 30). Toute la structure des silicates est fondée sur le groupement SiO^{4+} où l'atome *Si* partage ses 4 charges avec les 4 atomes d'oxygène formant le sommet des tétraèdres, l'atome *Si* occupant le centre de ce système. Les couches tétraédriques sont constituées de ces groupements SiO^{4+} . Quant aux octaèdres, ils ont en leur centre un ion métallique (souvent Al^{3+}) entouré d'ions OH^- . Ces deux structures, tétraédrique et octaédrique, constituent les deux unités fondamentales à partir desquelles il est possible de reconstituer la structure cristallographique des principaux minéraux argileux (exemple à la Figure 30(c) pour la kaolinite). D'un point de vue géologique, les trois principaux minéraux argileux, que sont la kaolinite, l'illite et la montmorillonite, sont le

produit d'altération, et en particulier de lessivage acide, de feldspath, des feldspathoïdes et de muscovite.

A l'échelle supérieure, les plaquettes d'argile sont des regroupements de feuillets et sont caractérisées par une surface chargée électriquement. Cette charge électrique provient de substitutions ioniques (substitutions isomorphes) soit Al^{3+} pour SiO^{4+} dans les couches *te* et Mg^{2+} ou Fe^{2+} pour Al^{3+} dans les couches *oc*. Ces substitutions induisent une charge permanente ou structurelle. Il existe également une charge de surface variable selon le pH traduisant les réactions chimiques se produisant à la surface des minéraux ou suite à l'adsorption de surfactants. La charge de surface est due à la rupture des liaisons *Si-O* et *Al-OH* le long des surfaces.

Globalement, les plaquettes d'argile peuvent être vues comme des plaques d'un condensateur qui engendrent un champ électrique négatif capable d'attirer les cations métalliques et les dipôles électriques formés par les molécules d'eau. Cette attraction entraîne l'apparition d'une structure organisée des molécules d'eau, d'une couche d'eau adsorbée à la surface (Figure 31) des particules. La charge négative en surface des plaquettes et les charges distribuées dans la phase adjacente sont regroupées dans le terme de "double couche diffuse". La théorie de Gouy-Chapman est utilisée pour la description de cette couche dans les argiles avec plus ou moins de succès (Mitchell, 1976).

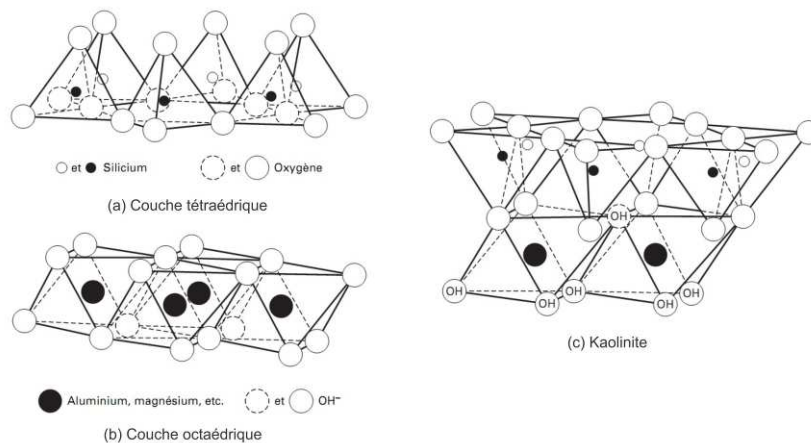


Figure 30: Description de la structure cristallographique des minéraux argileux (d'après Mitchell (1976), modifié par Delage et Cui, 2000)

Dans cette théorie, la concentration des cations ou des molécules d'eau diminue exponentiellement à partir de la surface du minéral argileux comme indiqué à la Figure 31. Il est possible de définir l'épaisseur de cette couche selon la formule suivante:

$$\frac{1}{K} = \left(\frac{DkT}{8\pi n_0 \epsilon^2 v^2} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

avec D la constante diélectrique du milieu; v la valence des cations; T la température; n_0 la concentration de l'électrolyte; K l'épaisseur de la double couche; k la constante de Boltzman ($1.3805 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$); ϵ la charge de l'électron ($-1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$).

Les interactions eau-minéral permettent de définir quatre formes d'organisation des molécules d'eau dans les argiles à une échelle microscopique (Hueckel, 1991) (voir aussi Figure 32) :

1. L'eau libre, c'est-à-dire l'eau qui participe à l'écoulement sous l'influence d'un gradient hydraulique;
2. L'eau adsorbée entourant les agrégats de particules argileuses (inter-particulaire);
3. L'eau adsorbée dans les agrégats (intra-particulaire);
4. La dernière forme est liée à la structure cristallographique des argiles. Elle ne quitte le solide qu'à partir de températures supérieures à 350°C et ne sera pas considérée dans cette étude.

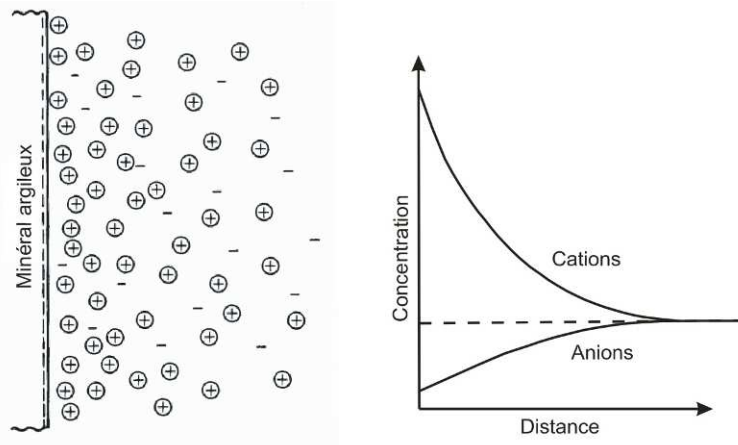


Figure 31: Distribution des ions adjacents à la surface d'une argile selon le concept de double couche diffuse (d'après Mitchell, 1976)

Les trois premières formes (Figure 32) sont les plus importantes dans ce cas-ci car ce sont elles qui vont réagir le plus significativement aux charges environnementales telles la température, les variations chimiques de l'eau, l'irradiation, etc. Mais l'influence de la

température sur la double couche diffuse constitue un sujet controversé comme on le verra dans le prochain paragraphe.

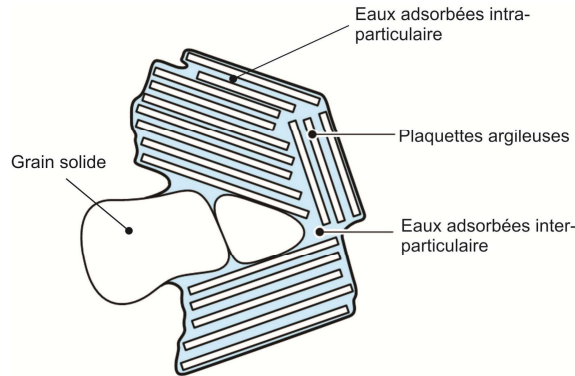


Figure 32: Représentation schématique de la répartition des plaquettes argileuses et de l'eau dans un sol argileux (D'après Delage, 2005)

Influence de la température sur la double couche diffuse

Comme signalé précédemment, l'influence de la température sur la double couche diffuse est l'objet de nombreuses controverses. Mitchell (1976) montre par exemple que l'épaisseur de la double couche est fonction de la concentration en électrolyte, de la valence des cations, de la constante diélectrique du milieu et de la température (éq. (2.1)). Une augmentation de la température entraîne à elle seule une diminution de l'épaisseur de la double couche. Mais cet effet peut être contrebalancé par la diminution de la constante diélectrique du milieu avec la température. Ainsi lors d'une élévation de température, le produit DT (=constante diélectrique multiplié par la température) de l'équation (2.1) reste constant, et donc l'épaisseur de la double couche diffuse n'évolue pas avec la température selon Mitchell. Au contraire, Dejarguin *et al.* (1986) montre qu'à partir de 70°C , l'eau organisée, c'est-à-dire l'eau adsorbée, est déstructurée et se confond avec l'eau libre. La double couche diffuse est alors détruite par l'augmentation thermique à partir d'un certain seuil de température.

Forces inter-particulaires d'attraction et de répulsion

Lorsque deux particules d'argile se rapprochent, des forces d'attraction et de répulsion s'exercent sur celles-ci. Attewel et Farmer (1976) rappellent l'origine de ces différentes forces. Les forces d'attraction, dites aussi forces de Van Der Waals, dans les suspensions colloïdales sont le résultat de différentes liaisons: liaison hydrogène entre les atomes d'oxygène et les groupes hydroxyles formés par dissociation des molécules d'eau, les liaisons ioniques entre

les ions et la charge électrique négative à la surface des plaquettes d'argile et les forces d'attraction non-polaire de Van der Waals - London qui dépendent de la distance mais sont indépendantes des particules et des propriétés de l'électrolyte. Les forces de répulsion proviennent de l'interaction et du recouvrement de différentes doubles couches diffuses. La magnitude de ces forces est fonction de la chimie de l'eau et du potentiel électrique. Les forces de répulsion décroissent exponentiellement avec la distance tandis que les forces d'attraction diminuent avec le carré de la distance. Ces forces sont importantes car ce sont elles qui vont intervenir dans la sédimentation, et donc dans la formation des dépôts argileux.

2.3 Comportement thermo-mécanique, observations expérimentales

Les essais expérimentaux concernant le comportement thermo-mécanique des sols fins sont principalement de deux sortes. Il s'agit soit d'essais oedométriques, soit d'essais triaxiaux à température contrôlée, pour lesquels les chemins de chargement thermique ou mécanique sont appliqués séparément de façon à pouvoir dissocier leur influence respective sur le comportement du sol. Les essais sont alors réalisés à pression constante avec température variable (Figure 33(a)) ou à température constante avec une pression variable (Figure 33(b)).

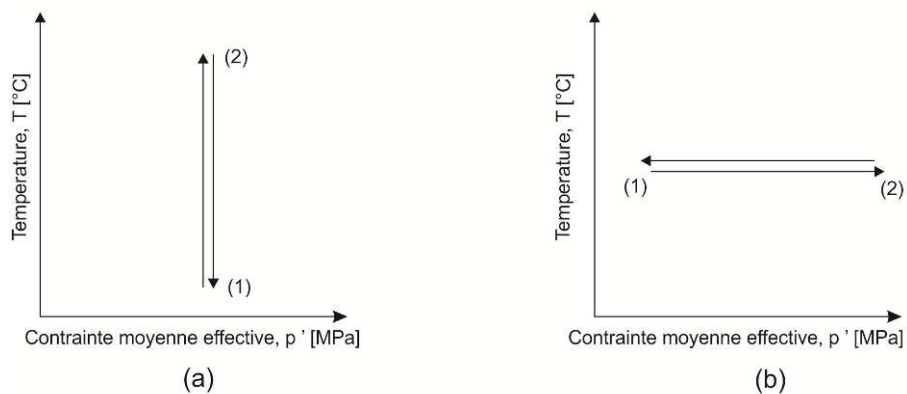


Figure 33: Description des chemins de chargement utilisés pour l'étude thermo-mécanique des sols

La variation de température peut être appliquée directement à l'échantillon par le liquide de confinement (Demars et Charles, 1982) ou à travers la cellule via l'emploi d'une bobine chauffante (Delage *et al.*, 2000).

Les principaux aspects mécaniques étudiés sont l'influence de la température sur le comportement volumique, sur la résistance au cisaillement ou sur le comportement non-drainé. Dans le cas d'essais drainés, ceux-ci doivent être réalisés sous des chargements thermiques très lents de façon à ne pas générer de surpression d'eau lors de la phase de chauffage. En effet, le coefficient de dilatation thermique de l'eau étant supérieur à celui du solide, l'eau tend à occuper une place plus importante dans les pores. Ceux-ci se dilatent moins, les pressions d'eau ne peuvent être dissipées par le sol et des surpressions sont générées.

2.3.1 Comportement volumique

Le comportement d'un sol soumis à des évolutions de température se caractérise essentiellement par des changements de volume qu'ils soient réversibles ou non.

Le caractère volumique des déformations thermiques a notamment été montré par Paswell (1967). En réalisant des essais oedométriques sur une argile silteuse (Penn Soil shale) à différentes températures et sous différentes conditions de chargement, il montre l'apparition de déformations volumiques suite à une augmentation de température à contrainte constante. Campanella et Mitchell (1968) montrent sur des essais triaxiaux isotropes drainés, réalisés sur une argile illitique reconstituée que les déformations volumiques engendrées par un cycle de chauffage/refroidissement sont en partie irréversibles (Figure 34). Sous l'augmentation de la température, le sol se contracte et une augmentation du volume d'eau drainé hors de l'échantillon est observée. Cette compaction n'est pas totalement réversible lors d'un refroidissement (Figure 34). Ce résultat est retrouvé par de nombreux auteurs sur différents types de sol. On citera notamment les travaux de Demars et Charles (1982) sur des sols marins provenant de l'Atlantique Nord, Baldi *et al.* (1988) sur l'Argile de Boom et sur l'Argile silteuse de Pontida, Towhata *et al.* (1993) sur une argile à contenu minéralogique similaire au kaolin (*MC Clay*) et sur de la bentonite, Sultan (1997) et Delage *et al.* (2000) également sur l'Argile de Boom, et encore bien d'autres auteurs. (Laloui et Cekerevac, 2003; Cekerevac et Laloui, 2004; Lingnau *et al.*, 1995; Burghignoli *et al.*, 2000; Abuel-Naga *et al.*, 2007)

Pour un sol normalement consolidé, Demars et Charles (1982) montrent que la déformation thermique est indépendante de la contrainte appliquée mais dépend de l'indice de plasticité du

sol (I_p) et donc du type de sol. Les déformations thermiques sont d'autant plus grandes que l'indice de plasticité est élevé, en d'autres termes que la granulométrie du sol est de plus en plus fine. Abuel-Naga *et al.* (2007) rassemble une série de résultats expérimentaux confirmant ce fait expérimental.

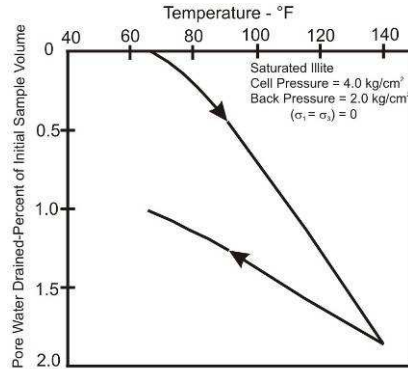


Figure 34: Effet de la température sur un échantillon constitué d'illite dans des conditions drainées sous contraintes effectives constantes. (D'après Campanella and Mitchell, 1968)

Pour un sol surconsolidé, une différence de comportement thermique apparaît avec un sol normalement consolidé. Plum et Esrig (1969) établissent un lien entre les déformations thermiques et le niveau de surconsolidation du sol. Plus tard, Demars et Charles (1982) montrent que les déformations permanentes sont d'autant plus faibles que le niveau de surconsolidation (OCR) est important. En d'autres termes, l'augmentation des déformations plastiques d'origine thermique est fonction de l'état de contrainte du matériau. Baldi *et al.* (1988) et Sultan (1997) montrent que suivant le niveau de l' OCR , le sol peut soit se dilater, soit se contracter. La Figure 35 et la Figure 36 proposées respectivement par ces auteurs montrent l'importance de l'état de contrainte du sol dans la détermination du comportement thermique de l'Argile de Boom et de l'Argile Silteuse de Pontida. Pour ces deux matériaux, dans un état normalement consolidé ($OCR=1$), la déformation est contractante et irréversible. Pour des valeurs plus hautes d' OCR ($OCR>1$), la déformation est d'abord dilatante puis après une certaine température de la contraction apparaît. Notons que cette influence de l'état de contrainte sur le comportement thermo-mécanique est également montrée par beaucoup d'autres auteurs sur différents matériaux: Towhata *et al.* (1993), Del Olmo *et al.* (1996), Burghignoli *et al.*, 2000, Laloui et Cekerevak (2003); Cekerevak et Laloui (2004), Abuel-Naga *et al.* (2007), etc.

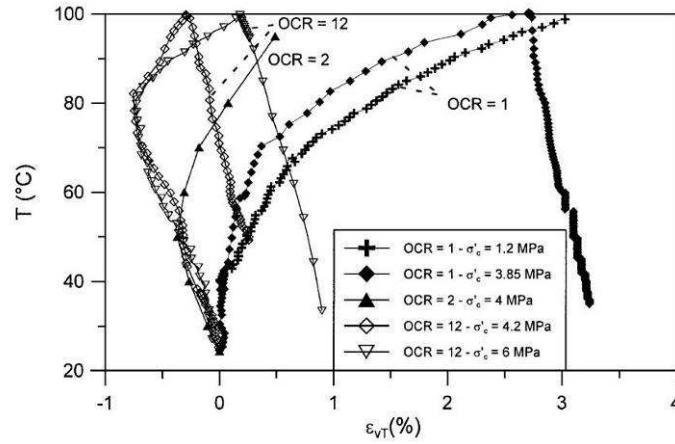


Figure 35: Déformations plastiques thermiques lors d'un cycle de chauffage/ refroidissement sur l'Argile de Boom (Sultan *et al.*, 2002)

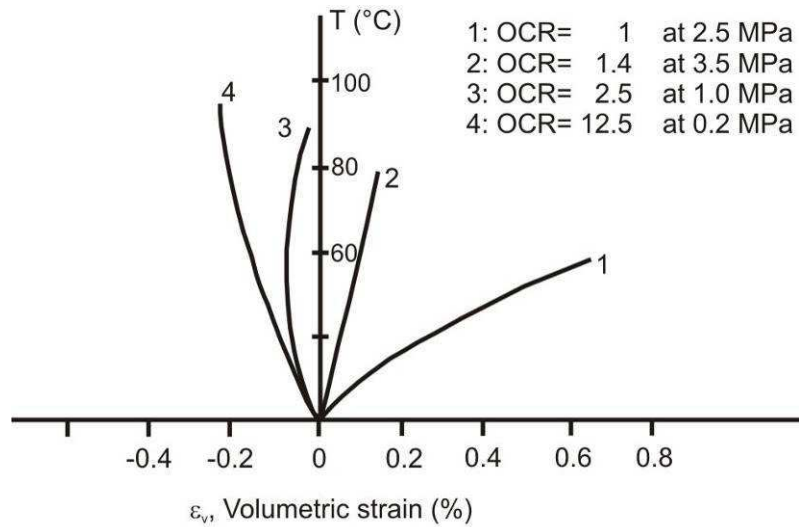


Figure 36: Effet de l'OCR sur les déformations volumiques (ϵ_v) d'une Argile Silteuse de Pontida (d'après Baldi *et al.*, 1988)

Le comportement contractant, et la non-réversibilité de celui-ci, pour un sol normalement consolidé soumis à un chargement thermique constitue un trait marquant des matériaux poreux argileux soumis à des élévations de température. Les explications sur l'origine des déformations plastiques thermiques sont multiples. Campanella et Mitchell (1968) voient la déformation thermique volumique plastique comme une réorganisation de la structure du squelette solide. L'augmentation de la température réduit la résistance du lien entre les différents grains, ce qui augmente la probabilité de rupture de ces liaisons et provoque une réorganisation de la structure. Ce réarrangement produit de nouvelles liaisons intergranulaires afin de soutenir la contrainte appliquée à l'échantillon. Selon la même idée, Baldi *et al.* (1988) expliquent cette contraction thermique permanente par une densification

permanentes des feuillets argileux suite à l'affaiblissement des liaisons existantes entre les différentes particules.

La théorie de la double couche diffuse permet à certains auteurs d'expliquer l'origine des déformations plastiques thermiques. Ainsi pour Tidfors et Sälfors (1986), il n'y a pas de contacts grain à grain proprement dit dans les milieux argileux mais plutôt des interactions entre les différentes couches d'eau adsorbées. L'épaisseur de cette couche d'eau adsorbée est réduite avec la température et crée alors un contact grain à grain, qui n'existait pas auparavant ainsi qu'une réorganisation de la matrice solide. A l'inverse, une diminution de la température augmente cette épaisseur et permet au sol de retrouver de la résistance. Cette explication est reprise par Towhata *et al.* (1993) qui sans évoquer le concept de la double couche diffuse, expliquent les déformations thermiques permanentes par une augmentation de l'énergie cinétique des molécules d'eau adsorbées qui leur permet d'échapper à l'attraction du champ électrique créé par les plaquettes d'argile. En conséquence, l'épaisseur de la couche formée par les molécules d'eau diminue et une densification des feuillets d'argile ainsi qu'une augmentation des contacts grain à grain est possible.

A l'inverse, Plum et Esrig (1969) estiment qu'une augmentation de la température entraîne une augmentation de la double couche diffuse provoquant un phénomène de contraction thermique. L'expansion de la double couche diffuse a comme résultat d'augmenter les forces de répulsion et donc de diminuer la résistance entre les grains d'argile conduisant à une rupture de cisaillement entre les grains ayant pour conséquence une diminution de volume.

On voit apparaître de nombreuses contradictions à travers toutes ces théories et la difficulté d'expliquer l'origine des déformations de contraction thermique, en particulier d'unifier le rôle de la double couche diffuse dans les argiles.

Effet de la température sur la compressibilité

L'effet de la température sur la compressibilité du sol est étudié par Campanella et Mitchell (1968). La Figure 37 représente l'évolution de l'indice des vides en fonction de la charge appliquée pour trois températures différentes lors d'essais de consolidation isotrope sur une argile illitique remaniée. En réalisant des essais oedométriques à différentes températures, ils montrent que le coefficient de compressibilité est indépendant de la température. Lingnau *et*

al. (1995), Lingnau *et al.* (1996) confirment cette hypothèse. Par contre, Laloui et Cekerevac (2003) montrent que si une légère dépendance de la température sur la compressibilité mécanique peut être observée, celle-ci est négligeable. A l'inverse Plum et Esrig (1969), sur une argile illitique et sur l'Argile de Newfield, et Tanaka *et al.* (1997), sur une argile illitique remaniée, montrent une variation de la compressibilité des sols argileux lors d'un accroissement de la température.

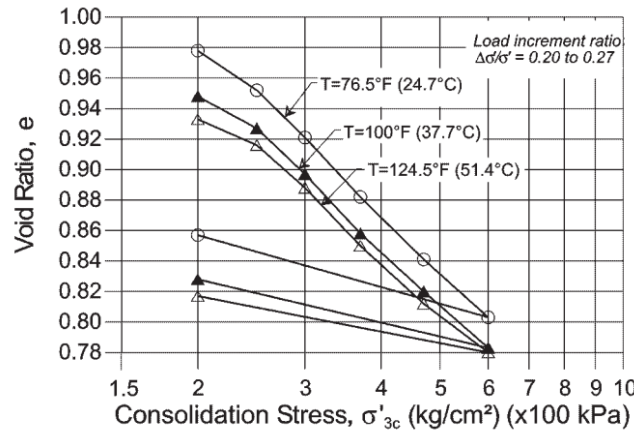


Figure 37: Effet de la température sur la compressibilité du sol (Campanella et Mitchell, 1968)

Effet de la température sur la pression de préconsolidation

La pression de préconsolidation, qui définit la limite lors de compression isotrope entre le domaine élastique et le domaine plastique, évolue avec la température comme illustré sur la Figure 38 (dans le cas de sols avec un faible état de contrainte, $OCR > 1$) (Cekerevac *et al.*, 2002; Laloui et Cekerevac, 2003). Cette évolution est caractérisée par une diminution de la pression de préconsolidation avec la température qui induit une diminution du domaine élastique. Ce résultat a été validé par bien d'autres auteurs comme Tidfors et Sällfors (1989); Moritz L. (1995); Lingnau *et al.* (1995); Lingnau *et al.* (1996); Tanaka *et al.* (1997); Delage *et al.* (2000).

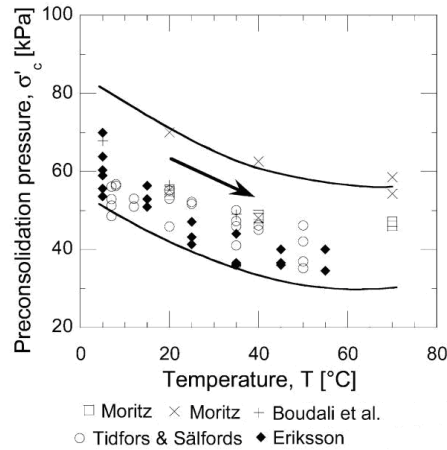


Figure 38: Effet de l'accroissement de la température sur la pression de préconsolidation. Résultats d'essais rassemblés par Laloui and Cekerevac (2003)

Effet de "surconsolidation"

Pour les sols normalement consolidés, Towhata *et al.* (1993), sur de la bentonite, et plus tard Sultan (1997), sur l'Argile de Boom, montrent qu'une augmentation de température peut induire une augmentation de la pression de préconsolidation (Figure 39). En effet, lors du chauffage d'un échantillon d'Argile de Boom normalement consolidé, des déformations plastiques de contraction apparaissent comme illustré Figure 6. Il semble qu'un effet de « surconsolidation » soit observable avec une augmentation de la température. Cela peut se comprendre par une densification du matériau due à la variation de température qui engendre alors dans ce cas une augmentation de la pression de préconsolidation. Une diminution de l'indice des vides est ainsi observée lors de la phase de chauffage sous pression constante. Cet effet de surconsolidation est également observé par Campanella et Mitchell (1968).

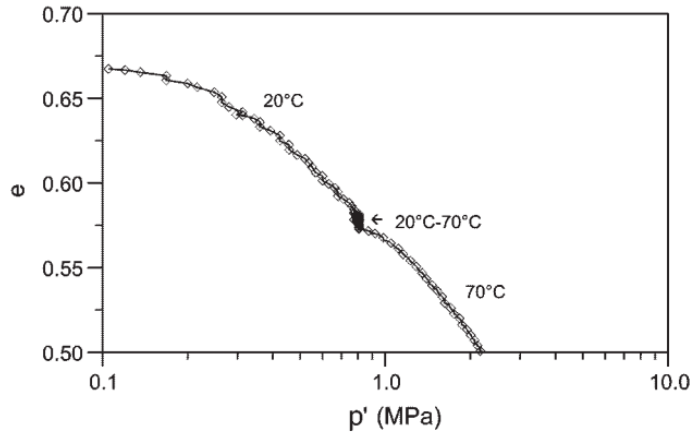


Figure 39: Effet de surconsolidation observé sur un échantillon d'Argile de Boom normalement consolidé (Sultan, 1997)

De la même façon, Plum et Esrig (1969), lors d'un test de chauffage et de refroidissement, montrent une légère surconsolidation lors de l'application de contrainte après le refroidissement. La Figure 40 présente ce résultat, on constate que lorsque la contrainte est de nouveau appliquée après le refroidissement, la courbe suivie lors de ce chargement mécanique se trouve décalée vers la droite. Le sol réagit alors comme s'il avait subi un phénomène de surconsolidation et le chemin de chargement suivi se trouve sur une nouvelle ligne de compression vierge.

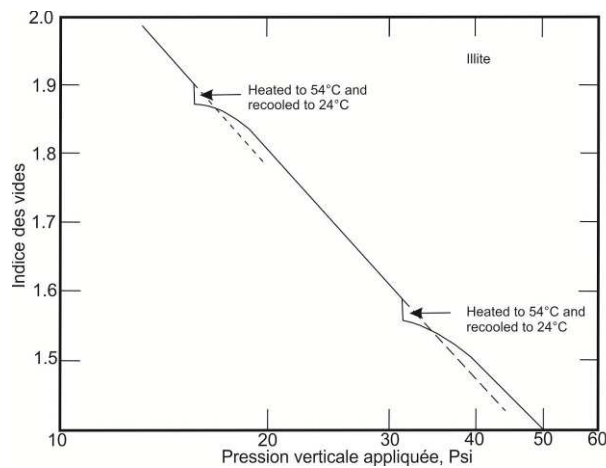


Figure 40: Effet de surconsolidation lors d'un test de chauffage et de refroidissement sur une argile illitique (d'après Plum et Esrig, 1969)

2.3.2 Comportement déviatorique

Le comportement déviatorique d'une roche sous l'action de la température se traduit par un effet sur le caractère cassant ou ductile de son comportement. Ainsi Heuze (1983) étudie l'augmentation de la ductilité de roches cristallines soumises à des élévations de température. Hueckel et Baldi (1990) étudient l'effet de la température sur la résistance au cisaillement de roches argileuses comme l'Argile de Boom ou l'Argile Silteuse de Pontida et montrent que le comportement est similaire à celui d'une roche cristalline. En effet, sur les Figure 41 et Figure 42, deux essais de compression triaxiale réalisés sur l'Argile Silteuse de Pontida à différents niveaux d'*OCR* (*OCR*=5 Figure 41 et *OCR*=12.5 Figure 42) et sous différentes températures sont comparés à des essais réalisés à température ambiante.

Dans les deux cas, la résistance au cisaillement diminue avec l'augmentation de température. L'entrée en plasticité apparaît pour une contrainte déviatorique inférieure à celle de la température ambiante. Cette nouvelle entrée en plasticité est due au rétrécissement de la surface de charge, c'est-à-dire à la réduction du domaine élastique. On note également que les contraintes résiduelles à l'état critique sont les mêmes dans les deux cas. Hueckel et Baldi (1990) en concluent que l'état critique est indépendant de la température pour l'Argile silteuse de Pontida. Pour un *OCR*=5, le comportement adoucissant est réduit à haute température (Figure 41 (a)) et la dilatance se réduit fortement (Figure 41 (b)), ce qui s'observe par la disparition du comportement dilatant au profit d'un comportement contractant.

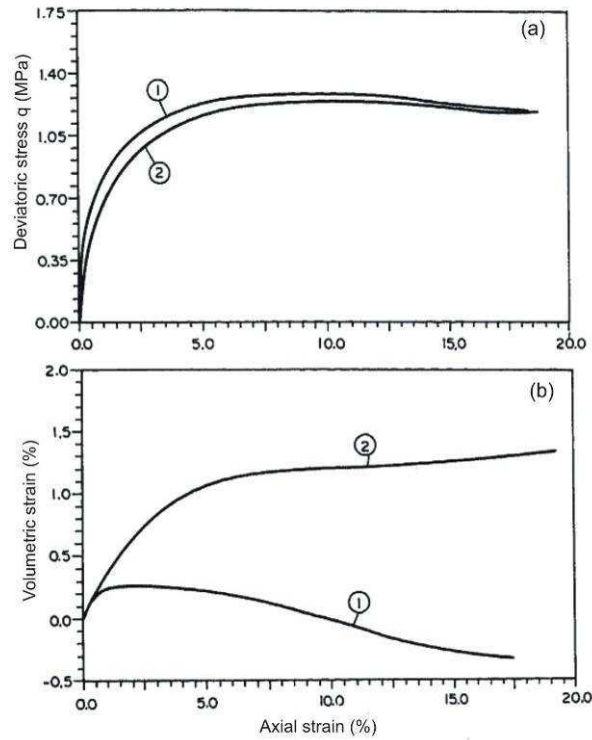


Figure 41: Essais triaxiaux drainés sur des échantillons d'Argile Silteuse de Pontida à température ambiante ((1) à 23°C) et à haute température ((2) à 95°C) sous une contrainte de confinement de 0.5 MPa ($OCR=5$). (a) Déformation déviatorique en fonction de la déformation axiale; (b) déformation volumique vs déformation axiale (Hueckel et Baldi, 1990)

Pour un $OCR=12.5$, on observe une importante réduction du comportement adoucissant à 95°C (Figure 42(a)). De façon similaire au cas précédent, la dilatance plastique semble disparaître (Figure 42(b)) pour laisser place à un comportement contractant.

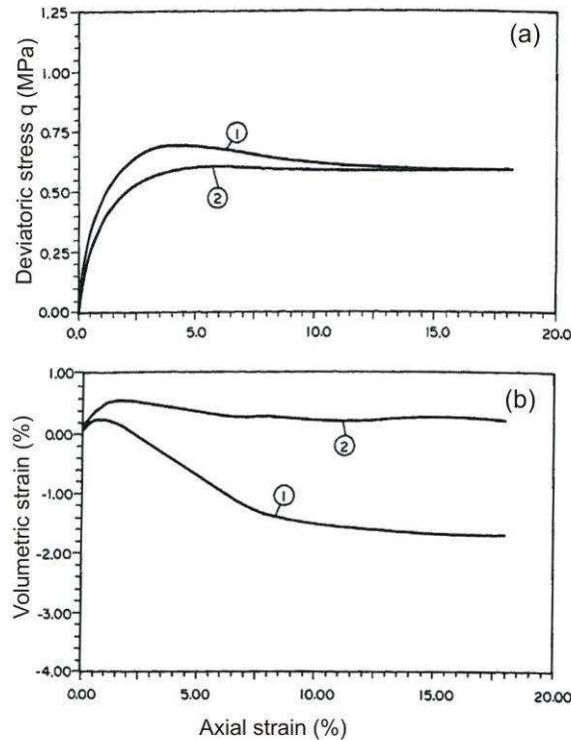


Figure 42: Essais triaxiaux drainés sur des échantillons d'Argile Silteuse de Pontida à température ambiante ((1) à 23°C) et à haute température ((2) à 95°C) sous une contrainte de confinement de 0.2 MPa ($OCR=12.5$). (a) Déformation déviatorique en fonction de la déformation axiale; (b) déformation volumique vs déformation axiale (Hueckel et Baldi, 1990)

Afin de mettre en avant le caractère complexe du comportement thermo-mécanique des sols argileux, on note que Lingnau *et al.* (1996) et Tanaka *et al.* (1997) montrent un effet opposé, c'est-à-dire qu'un caractère dilatant et l'apparition d'un comportement adoucissant sont observés lors d'essais triaxiaux non-drainés sur une argile illitique remaniée.

Effet de la température sur la pente de la droite d'état critique

Les résultats concernant l'influence de la température sur le comportement à l'état critique sont contradictoires (Laloui et Cekerevac, 2003; Hueckel et Baldi, 1990; Kuntiwattanakul *et al.*, 1995; Lingnau *et al.*, 1996; Tanaka *et al.*, 1997) et semblent dépendre du matériau testé. Pour une argile silteuse de Pontida, l'état critique ne semble pas influencé par la température. Au contraire, une variation de 20% de la pente de la droite d'état critique de l'Argile de Boom est observée. Cette différence de comportement entre les deux argiles semble provenir de leur composition minéralogique. En effet, l'Argile de Boom est composée en moyenne de 20% de smectite, de 20% de kaolinite et de 20% d'illite. L'argile silteuse de Pontida ne possède que

30% de fraction kaolinique. La smectite et l'illite ayant une quantité plus importante d'eau adsorbée par rapport à la kaolinite, une augmentation de la température induit une modification de la structure de l'eau qui débute dès 70°C (Hueckel et Baldi, 1990; Dejarguin *et al.*, 1986). Il en résulte selon Hueckel une modification de la résistance résiduelle, ou état critique, se traduisant par une variation de l'angle de frottement à l'état critique dans certains cas (Hueckel *et al.*, 2009a).

D'une façon générale, une étude bibliographique réalisée par Kuntiwattanukul *et al.* (1995) sur l'effet de l'évolution de la température sur la résistance au cisaillement montre une disparité des résultats de la littérature. Il semble donc difficile encore aujourd'hui de conclure quant à la modification de la pente de la droite d'état critique avec la température.

2.3.3 Comportement non-drainé

Le coefficient de dilatation thermique de la phase solide ($\alpha_s = 10^{-5} K^{-1}$ pour l'Argile de Boom) étant plus faible que celui de la phase liquide ($\alpha_w = 3.10^{-4} K^{-1}$ pour l'eau), une augmentation de la température provoque une dilation de l'eau plus importante que celle de la matrice de sol, qui peut conduire à des surpressions d'eau si le sol n'est pas capable de dissiper ces surpressions. Burghignoli *et al.* (2000), Abuel-Naga *et al.* (2007), Trani *et al.* (2010) montrent que ces évolutions d'excès de pression d'eau dépendent de l'état de contrainte du matériau et de l'histoire de contrainte de celui-ci (*OCR*). Abuel-Naga *et al.* (2007) montrent également que lors du refroidissement des surpressions subsistent et dépendent de l'état de surconsolidation du sol. Si celui-ci est normalement consolidé, la génération de surpression est supposée être réversible, ce n'est pas le cas pour un sol surconsolidé.

D'un point de vue expérimental, Campanella et Mitchell (1968), Agar *et al.* (1986), Hueckel et Pellegrini (1991) ont montré qu'une pression d'eau excédentaire était induite par l'augmentation de température (Figure 43) dans des conditions non-drainées. Campanella et Mitchell expliquent que ces surpressions sont dissipées lors du refroidissement mais de façon non réversible comme le montre la Figure 43. Ils montrent également que ces surpressions dépendent de l'état de contrainte du matériau. Suivant le même schéma, Abuel-Naga *et al.* (2007) déduisent de leurs expériences que les surpressions dépendent de la contrainte effective appliquée ainsi que de l'histoire des contraintes subies par le matériau, en d'autres

termes, les surpressions sont fonction du coefficient de surconsolidation. La réversibilité de celles-ci dépend aussi de ce coefficient, plus il est élevé, moins ces surpressions seront dissipées (Abuel-Naga *et al.*, 2007; Trani *et al.*, 2010).

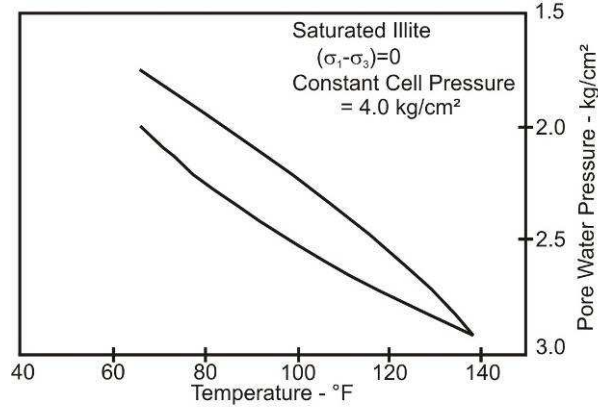


Figure 43: Effet de la température sur les surpressions d'eau induites par la température (d'après Campanella and Mitchell, 1968)

Les facteurs contrôlant les évolutions des surpressions d'eau dans des conditions non-drainées dans les sols sont étudiés par Campanella et Mitchell (1968). Ils déterminent à partir de la conservation de la masse, les surpressions engendrées lors d'un essai de chauffage non-drainé. En effet, dans l'équation de conservation de la masse, la masse de fluide est constante lors d'un essai non drainé. Les changements de volume d'eau et de volume de grains solides causés par des variations de pression et de température doivent donc être égaux au changement de volume total de sol sous l'effet de pression et de température, en d'autres termes:

$$\underbrace{(\Delta V_w)_{\Delta T} + (\Delta V_s)_{\Delta T} + (\Delta V_w)_{\Delta P} + (\Delta V_s)_{\Delta P}}_{\text{Changement de volume de l'eau et des grains solides}} = \underbrace{(\Delta V_m)_{\Delta T} + (\Delta V_m)_{\Delta P}}_{\text{Changement de volume de la masse totale du sol}} \quad (2.2)$$

avec V_w le volume d'eau; V_s le volume des grains solides et V_m le volume total de sol. Les différentes variations volumiques se définissent à partir des compressibilités et des coefficients de dilation thermique des différents constituants comme suit:

- $(\Delta V_w)_{\Delta T} = \alpha_w V_w \Delta T$ pour les variations volumiques de phase fluide lors de changement de température
- $(\Delta V_s)_{\Delta T} = \alpha_s V_s \Delta T$ pour les variations volumiques des grains solides sous incrément de température

- $(\Delta V_w)_{\Delta P} = m_w V_w \Delta u$ pour les variations volumiques de phase fluide dues à un changement de pression
- $(\Delta V_s)_{\Delta P} = m_s V_s \Delta u + m_s' V_s \Delta \sigma'$ pour les variations volumiques de phase solide dues aux changements de pression Δu et $\Delta \sigma'$
- $(\Delta V_m)_{\Delta T} = \alpha_s V_m \Delta T + (\Delta V_{st})_{\Delta T}$ pour les variations volumiques apparentes du sol sous variation thermique
- $(\Delta V_m)_{\Delta P} = m_v V_m \Delta \sigma'$ pour les variations volumiques apparentes du sol causées par des variations de la contrainte effective

où α_s , α_w , α_{st} sont respectivement les coefficients de dilatation thermique des grains solides, de la phase fluide et de la structure solide du sol; m_s , m_w , m_v sont les compressibilités des grains solides, de l'eau et du sol. $(\Delta V_{st})_{\Delta T}$ représente la variation de volume de la structure tenant compte des réorganisations structurales induites par des variations de température.

$$(\Delta V_{st})_{\Delta T} = \alpha_{st} V_m \Delta T$$

A partir de l'équation de conservation de la masse (équation 2.2), il est possible d'écrire une expression liant les pressions d'eau excédentaires (Δu) et la température:

$$\Delta u = \frac{n \Delta T (\alpha_w - \alpha_s) + \alpha_{st} \Delta T}{m_v} \quad (2.3)$$

On constate que, mise à part la différence de coefficient de dilatation thermique, un paramètre important dans l'évaluation des surpressions est la compressibilité du milieu.

De même, Agar *et al.* (1983), Rice (2006), Ghabelzoo et Sulem (2009) définissent un coefficient de pressurisation thermique permettant d'évaluer l'accroissement des pressions d'eau dans des conditions non-drainées à partir des compressibilités relatives des différents constituants. La variation de pression d'eau sous l'influence d'une variation de contraintes et de température s'écrit:

$$\Delta u = B \Delta \sigma + \Lambda \Delta T \quad (2.4)$$

avec B le coefficient de Skempton et Λ le coefficient de pressurisation s'écrivant selon Rice (2006) :

$$\Lambda = \frac{\alpha_f - \alpha_n}{\beta_f + \beta_n} \quad (2.5)$$

avec α_f la dilatation thermique du fluide, α_n la dilatation thermique du solide ou des pores, β_f la compressibilité du fluide et β_n la compressibilité du volume poreux définie par:

$$\beta_n = \frac{1}{n} [c_d - (1+n)c_s] \quad (2.6)$$

avec n la porosité; c_d la compressibilité du matériau drainé et c_s la compressibilité des grains solides.

Pour l'Argile de Boom, Vardoulakis (2000) estime, à partir des données expérimentales de Sultan (2007), que le coefficient de pressurisation thermique vaut 0.06 MPa/°C.

Rupture thermique non-drainée

Hueckel et Pellegrini (1991), Hueckel *et al.* (2009b) ont étudié la rupture d'échantillons lors d'essais triaxiaux dans des conditions non-drainées. La Figure 44 illustre trois essais réalisés sur de l'Argile de Boom. Un essai concerne une argile normalement consolidée et les deux autres des échantillons surconsolidés. Les échantillons sont d'abord consolidés de façon isotrope, puis une contrainte déviatorique est appliquée. Finalement, ceux-ci sont chauffés dans des conditions non-drainées. Ces essais montrent que la température induit des surpressions d'eau qui réduisent les contraintes effectives, définies au sens de Terzaghi, en présence de contrainte déviatorique jusqu'à rupture de l'échantillon. Tanaka *et al.* (1997) confirment cette analyse en réalisant des essais similaires de cisaillement non drainé sur une argile illitique remaniée.

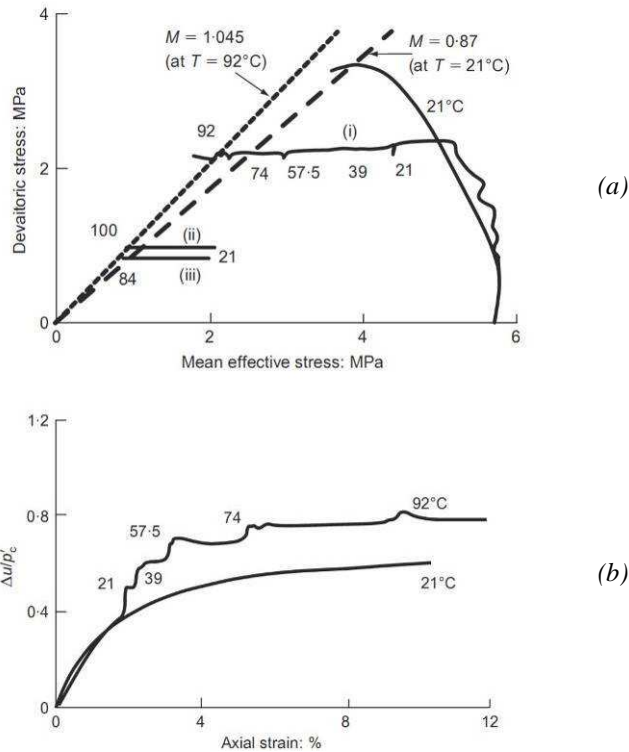


Figure 44: (a) Trajectoire des contraintes effectives lors d'un essai de chauffage non-drainé sous contraintes totales constantes: Chemin (i), test TBoom2; chemin (ii), TBoom 12; chemin (iii), TBoom 14. (b) Développement de pression d'eau lors du test TBoom 2 pour un échantillon d'Argile de Boom normalement consolidée (Hueckel *et al.*, 2009b)

2.3.4 Comportement thermo-hydraulique

Une question souvent évoquée est l'influence de la température sur la perméabilité du matériau et donc sur les transferts de fluide dans le matériau poreux. En effet, le coefficient de perméabilité influence la consolidation du sol à travers de son coefficient de consolidation. Morin et Silva (1984) abordent cette question à partir des possibles évolutions de la microstructure des argiles sous variation thermique en étudiant les effets de la température sur des sédiments océaniques. Dans la théorie de la double couche diffuse décrite par Mitchell (1976), l'effet de la température sur les échanges cationiques, sur les changements chimiques, sur la solubilité des minéraux n'est pas prise en compte. Or ces influences peuvent modifier la concentration ionique autour des particules argileuses et réduire l'épaisseur de la double couche. De même le pH n'est pas considéré dans cette théorie. Les variations de température sont capables d'agir sur tous ces facteurs et donc sur la double couche. Ces effets sur la double couche sont susceptibles d'être responsables d'une évolution de la perméabilité. Dans leur

étude expérimentale, Morin et Silva montrent que malgré de possibles modifications théoriques anticipées de la double couche diffuse, aucune variation de perméabilité n'est observée.

Sur le même sujet, Delage *et al.* (2000) montrent, sur des essais réalisés sur l'Argile de Boom, que les seuls effets sur la perméabilité sont imputables aux variations de porosité induites par le comportement thermo-mécanique. Donc, l'augmentation de la perméabilité est due à la diminution de viscosité de l'eau avec la température. L'eau mobilisée durant ces tests de perméabilité à différentes températures est uniquement l'eau libre. Cette absence de modification de la perméabilité intrinsèque en fonction de la température est également montrée par Towhata *et al.* (1993) et Abuel-Naga *et al.* (2006).

2.3.5 Conclusions sur la revue des résultats expérimentaux

Avant d'introduire les modèles thermo-mécaniques permettant de reproduire les comportements expérimentaux observés, on rappelle que les principales caractéristiques thermo-mécaniques des sols argileux peuvent être résumées comme suit:

- L'apparition de déformations volumiques plastiques ou élastiques en fonction de l'état de contrainte du matériau, l'importance des déformations plastiques dépend de l'indice de plasticité du matériau;
- La diminution de la pression de préconsolidation, qui constitue une limite d'élasticité sous chargement mécanique isotrope;
- L'influence de la température sur les caractéristiques de résistance au cisaillement du matériau constitue un sujet toujours ouvert mais, d'une façon générale, semble dépendre du matériau testé;
- La génération de surpressions d'eau dans le cas de chauffage non-drainé qui sont fonction de la différence de coefficient de dilatation thermique entre les phases solides et liquide et de la différence de compressibilité entre les différentes phases présentes. Ces surpressions peuvent amener l'échantillon à la rupture et dépendent de l'état de contrainte du matériau.

2.4 Modèle de comportement thermo-mécanique

Prager en 1958 pose les bases de la théorie de la plasticité et des déformations irréversibles non-isothermes. Il définit la notion d'adoucissement thermique, comme le rétrécissement de la surface de plasticité avec l'augmentation de la température et ce même sans déformation plastique. Cette base a permis à de nombreux auteurs de définir des lois de comportement thermo-plastiques dont par exemple les travaux pionniers de Hueckel et Borsetto (1990).

Cette section présente différents modèles capables de reproduire les principaux aspects du comportement d'un sol soumis à une augmentation de température. La plupart de ces modèles ont une base commune qui consiste en une extension à la température d'un modèle Cam-Clay modifié (Schofield et Wroth, 1968; Roscoe et Burland, 1968).

2.4.1 Modèle de Hueckel et Borsetto

Cette section se réfère principalement aux travaux de Hueckel et Borsetto (1990), Hueckel *et al.* (2009a), Hueckel et Baldi (1990), Hueckel *et al.* (1987).

Ce modèle est une généralisation de la théorie de l'état critique développée par Schofield et Wroth (1968) pour inclure les effets thermiques. Comme il a été montré expérimentalement, la température induit principalement des effets volumiques. En conséquence, dans le modèle de Hueckel et Borsetto seules les parties volumiques élastique et plastique sont affectées par les changements de température.

2.4.1.1 Thermo-élasticité

Dans ce modèle, une loi de comportement élastique non-linéaire est étendue pour prendre en compte les effets thermiques, via une modification de la rigidité élastique du matériau avec la température. Les effets thermo-élastiques étant principalement volumiques, la déformation volumique thermo-élastique s'écrit:

$$\varepsilon_v^{Te} = \frac{K_i}{1+e_0} \ln \frac{p'}{p_g'} + \alpha(\Delta T, p') \Delta T \quad (2.7)$$

avec K_i le module de compressibilité isotherme, e_0 le volume des vides initiale et p' la contrainte moyenne effective. p_g' est la pression moyenne dans des conditions géostatiques

pour laquelle les déformations sont nulles. D'un point de vue expérimental, cette contrainte correspond à la contrainte à la fin de la saturation de l'échantillon au laboratoire. Finalement α est le coefficient de dilatation thermique du solide :

$$\alpha(\Delta T, p') = \alpha_0^* + \alpha_2 \Delta T + (\alpha_1 + \alpha_3 \Delta T) \ln\left(\frac{p'}{p_g}\right) \quad (2.8)$$

L'expression du coefficient de dilatation du solide α est proposée par Baldi *et al.* (1988) qui montre une dépendance de celui-ci à la température et à la contrainte moyenne. A faible température, pour des températures inférieures à 40-50°C, le coefficient de dilatation augmente avec la température, le phénomène inverse se produit lors du refroidissement. Dans cette expression, $\alpha_0^*, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ sont des constantes du matériau.

Bien que les données expérimentales ne montrent pas clairement d'évolution de la compressibilité avec la température, dans ce modèle, le module de compressibilité K_T varie avec la température (T) selon :

$$K_T = \left[\frac{K_i}{1+e_0} + (\alpha_1 + \alpha_3 \Delta T) \Delta T \right] (1+e_0) \quad (2.9)$$

La contrainte déviatorique élastique et le module de cisaillement sont considérés indépendants de la température. L'expression de la déformation déviatorique élastique thermique est donnée par:

$$\varepsilon_q^{Te} = \frac{1}{3G} (q - q_g) \quad (2.10)$$

avec q_g la contrainte déviatorique dans un état géostatique, q la contrainte déviatorique et G le module de cisaillement.

2.4.1.2 Thermo-plasticité

Dans ce modèle, les auteurs considèrent que les déformations plastiques évoluent également en fonction de la température. La plasticité est non associée et la règle d'écoulement est donnée par :

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon}_v^{Tp} &= \dot{\lambda}(\dot{p}', q, \dot{T}) \frac{\partial g}{\partial p'}(\dot{p}', q, \varepsilon_q^{Tp}, \Delta T) \\ \dot{\varepsilon}_q^{Tp} &= \dot{\lambda}(\dot{p}', q, \dot{T}) \frac{\partial g}{\partial q}(\dot{p}', q, \varepsilon_q^{Tp}, \Delta T)\end{aligned}\quad (2.11)$$

avec g le potentiel plastique. On rappelle que lorsque $g = f$ alors la règle d'écoulement est considérée comme associée.

La condition de consistance s'écrit en tenant compte de la variable d'écrouissage $\dot{\varepsilon}_v^{Tp}$ et de la température:

$$\dot{f} \equiv \frac{\partial f}{\partial p'} \dot{p}' + \frac{\partial f}{\partial q} \dot{q} + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^{Tp}} \dot{\varepsilon}_v^{Tp} = 0 \quad (2.12)$$

Ce qui permet de trouver la valeur du multiplicateur plastique ($\dot{\lambda}_v$) qui dépend comme mentionné plus haut des invariants de contrainte, de la température et de la variable d'écrouissage.

$$\dot{\lambda}_v = \frac{\left(\frac{\partial f}{\partial q}\right) \dot{q} + \left(\frac{\partial f}{\partial p'}\right) \dot{p}' + \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right) \dot{T}}{H} \quad (2.13)$$

Avec H le module d'écrouissage thermo-plastique défini par:

$$H = - \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^{Tp}} \frac{\partial g}{\partial p'} \quad (2.14)$$

La surface de plasticité est un modèle Cam-Clay modifié, soit une demi-ellipse dans le plan (p', q) . Cette surface dépend de la contrainte moyenne, de la contrainte déviatorique et des déformations volumiques plastiques à travers sa règle d'écrouissage. De plus, cette surface est fonction de la température. Suivant les observations expérimentales, elle rétrécit lors d'une augmentation de la température (Figure 45). On parle alors d'adoucissement thermique ou de "thermal softening". Cette diminution apparaît avec ou sans déformation plastique. L'expression de la surface de charge est donnée par:

$$f \equiv \left(\frac{2p'}{p_c(\varepsilon_v^p, \Delta T)} - 1 \right)^2 + \left(\frac{2q}{M(\Delta T) p_c(\varepsilon_v^p, \Delta T)} \right)^2 - 1 = 0 \quad (2.15)$$

avec M le coefficient d'état critique et p_c' la pression de préconsolidation qui définit la taille de la surface, c'est-à-dire le grand axe de l'ellipse.

Dans cette expression, le coefficient d'état critique dépend de la température selon la formule proposée par Hueckel *et al.* (2009a):

$$M = M_0 \exp(\mu_0 \Delta T) \quad (2.16)$$

où M_0 et μ_0 sont des constantes matérielles. Cette expression, basée sur Hueckel (1992), est analogue à celle qui exprime la variation d'état critique dans un contexte d'évolution physico-chimique du système.

La pression de préconsolidation dépend également de la température. Une augmentation de la température induit une diminution de la pression de préconsolidation p_c' ce qui se traduit par une réduction du domaine élastique (adoucissement thermique). Afin de prendre en compte ce phénomène, la règle d'écroûissage s'écrit :

$$p_c' = p_{c_0}' \exp\left(\frac{1}{\lambda - \kappa} (1 + e_0) \varepsilon_v^p\right) + 2(a_1 \Delta T + a_2 \Delta T^2) \quad (2.17)$$

La partie adoucissement thermique est exprimée à travers la relation suivante

$$p_c' = p_{c_0}' + 2(a_1 (\Delta T) + a_2 (\Delta T)^2) \quad (2.18)$$

La limite élastique varie donc avec $\Delta T = T - T_0$ où T_0 est une température de référence. Tous les paramètres sont définis à cette température. λ and κ sont respectivement les modules de compressibilité élasto-plastique et élastique du sol. e_0 est l'indice des vides initial. Les coefficients a_i ($i = 1$ et 2) sont des constantes et sont habituellement négatifs.

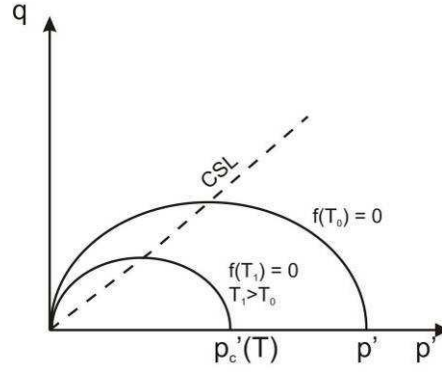


Figure 45: Influence de la température sur la taille de la surface de plasticité pour un Cam-Clay modifié dans le plan (p', q) pour deux températures T_0 et T_1 (d'après Hueckel et Borsetto, 1990)

Finalement, la relation incrémentale entre les contraintes et les déformations totales regroupant les déformations thermo-plastiques et thermo-élastiques s'écrit:

$$\underline{\dot{\sigma}} = \underline{\underline{C}}\underline{\dot{\epsilon}} + \underline{\underline{B}}\dot{T} \quad (2.19)$$

Soit en fonction de la contrainte moyenne et de la contrainte déviatorique :

$$\begin{Bmatrix} \dot{p}' \\ \dot{q} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{pv} & C_{pq} \\ C_{qv} & C_{qq} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{\epsilon}_v \\ \dot{\epsilon}_q \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} B_p \\ B_q \end{Bmatrix} \dot{T} \quad (2.20)$$

Avec les différentes définitions pour les termes des matrices:

$$\begin{aligned} C_{pv} &= K_a^{-1} \left(1 - \frac{1}{H - H_{cr}} \frac{\partial f}{\partial p'} \frac{\partial g}{\partial q} \right) p' \\ C_{pq} &= - \frac{3G}{H - H_{cr}} \frac{\partial f}{\partial q} \frac{\partial g}{\partial p'} \\ C_{qv} &= - \frac{K_a^{-1} p'}{H - H_{cr}} \frac{\partial f}{\partial p'} \frac{\partial g}{\partial q} \\ C_{qq} &= 3G \left(1 - \frac{1}{H - H_{cr}} \frac{\partial f}{\partial q} \frac{\partial g}{\partial p'} \right) \\ B_q &= - \frac{1}{H - H_{cr}} \left(\frac{\partial f}{\partial T} - A_T K_a^{-1} p' \frac{\partial f}{\partial p'} \frac{\partial g}{\partial q} \right) \\ B_p &= \left[A_T K_a^{-1} p' \left(1 - \frac{1}{H - H_{cr}} \frac{\partial f}{\partial T} \frac{\partial g}{\partial p'} \right) + \frac{1}{H - H_{cr}} \frac{\partial f}{\partial T} \frac{\partial g}{\partial p'} \right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\text{avec} \quad H_{cr} = - \left(\frac{\partial g}{\partial p'} p' K_a^{-1} \frac{\partial f}{\partial p'} + 3G \frac{\partial g}{\partial q} \frac{\partial f}{\partial q} \right), \quad K_a = \frac{K_i}{1+e_0} + (\alpha_1 + \alpha_3 \Delta T) \Delta T,$$

$$A_T = \alpha_0^* + 2\alpha_2 \Delta T + (\alpha_1 + 2\alpha_3 \Delta T) \ln \frac{p'}{p_g}$$

2.4.2 Modèle de Sultan

Cette section décrit le modèle thermo-mécanique développé par Sultan durant son travail de thèse (Sultan, 1997; Cui *et al.*, 2000).

Ce modèle correspond à une extension du modèle de Barcelone (BBM : Basic Barcelona Model) (Alonso *et al.*, 1990) à la température dans des conditions saturées.

2.4.2.1 Thermo-élasticité

Tout comme dans le modèle précédent (Hueckel et Borsetto, 1990), la partie élastique déviatorique n'est pas influencée par la température. Seules les déformations élastiques volumiques sont décrites.

Le taux de déformation élastique est décomposé en une partie mécanique et une partie thermique selon la relation proposée par Baldi *et al.* (1991), à partir de Hueckel et Borsetto (1990), qui proposent une relation non linéaire pour prendre en compte le comportement volumique thermo-élastique en considérant les paramètres α_0^* , α_1 et α_3 nuls dans l'équation (2.8). L'élasticité non-linéaire vérifie:

$$d\varepsilon_v^e = d\varepsilon_{vT}^e + d\varepsilon_{vp}^e \quad (2.22)$$

avec:

$$d\varepsilon_v^e = \alpha_2 dT + \left[\frac{\kappa}{(1+e_0)} \right] \frac{dp'}{p'} \quad (2.23)$$

où α_2 est une constante du sol et correspond au coefficient de dilatation cubique du solide, indépendant des contraintes effectives à la différence du modèle de Hueckel et Borsetto.

2.4.2.2 Thermo-plasticité

Le partie thermo-plastique du modèle se base sur les mêmes concepts que Hueckel et Borsetto (1990) en y ajoutant un nouveau mécanisme thermo-plastique de façon analogue au modèle de Barcelone pour les sols partiellement saturés. La Figure 46 présente les similarités et les différences des mécanismes du modèle de Sultan et de Barcelone.

Le modèle de Sultan permet ainsi de reproduire les différents processus observés expérimentalement tels que la transition entre un comportement contractant ou dilatant suite à une augmentation de température pour les sols surconsolidés. Par là même, ce modèle correspond bien à une extension à la température du modèle Cam-Clay modifié.

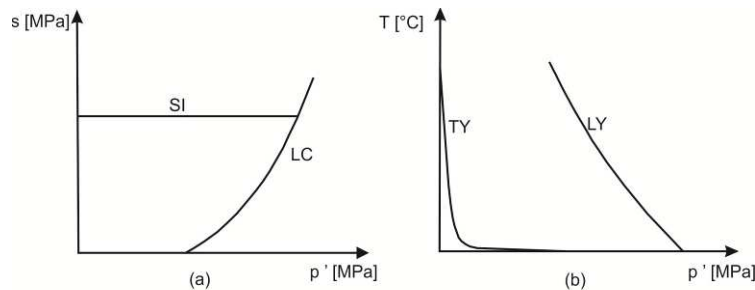


Figure 46: (a) Modèle de Barcelone pour des évolutions de succion, *LC*: Loading Collapse, *SI*: Suction Increase. (b) Modèle de Sultan pour des évolutions de température, *TY*: Temperature Yield, *LY*, Loading Yield

Deux mécanismes plastiques permettent de représenter les différentes variations de volume, l'influence de l'*OCR* et la diminution de pression de préconsolidation due à l'augmentation de température. La Figure 47 représente ces mécanismes dans le plan (p', T) . Il s'agit de la limite de chargement (*Loading Yield (LY)*) et de la limite thermique (*Thermal Yield (TY)*).

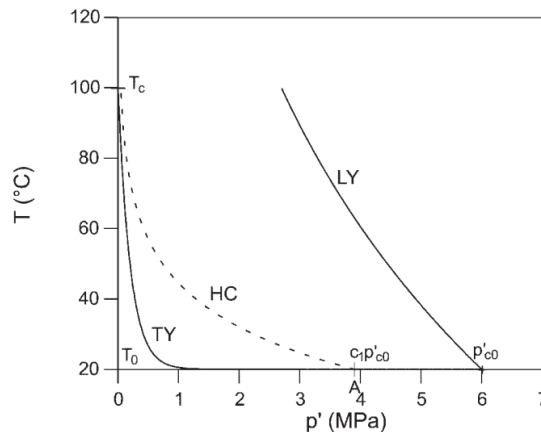


Figure 47: Représentation des mécanismes (TY) et (LY) dans le plan (p', T) (Cui *et al.*, 2000)

Limite thermique (Thermal Yield (TY))

Cette première limite est active pour n'importe quelle valeur d'*OCR*. Elle est basée sur des résultats expérimentaux et représente les déformations plastiques thermiques engendrées uniquement par la température. Cette courbe représente un effet de l'histoire thermique du matériau. En effet, des déformations volumiques thermiques ne sont engendrées que lorsque le sol rencontre une température supérieure à celle déjà rencontrée dans le passé. Pour cette raison, la courbe *TY* initiale se trouve proche de l'axe des pressions moyennes *p'*. Cette courbe s'écrit :

$$T_{cT} = (T_c - T_0) \exp(-\beta p') + T_0 \quad (2.24)$$

où *T_c* représente une température critique, *T₀* une température de référence et *β* un paramètre de forme.

Une formulation empirique des déformations volumiques plastiques thermiques est alors donnée par:

$$d\varepsilon_{vT}^p = \alpha_p \left[\exp(\alpha_p \Delta T) - a \right] dT \quad (2.25)$$

où *α_p* est reliée à la pente de la courbe et *a* est un paramètre de forme de la courbe proche de l'unité. Dans la revue bibliographique du comportement thermo-mécanique observé expérimentalement, il est noté que les déformations plastiques thermiques dépendent de l'*OCR*. Le niveau de contraction dépend du niveau de surconsolidation de la roche, ce qui implique que le coefficient *α_p* varie avec la valeur d'*OCR*. Pour des argiles surconsolidées, *OCR* > 1, la valeur de *α_p* peut être donnée par:

$$\alpha_2 + \alpha_p \left[\exp(\alpha_p \Delta T) - a \right] = 0 \quad (2.26)$$

La transition entre un comportement dilatant et un comportement contractant correspond au moment où les déformations incrémentales totales sont nulles.

Au contraire, pour des sols argileux normalement consolidés, Demars et Charles (1982) ont montré que la déformation induite par le chauffage est indépendante du niveau de contrainte, *α_p* vaut:

$$\alpha_p = \frac{-\alpha_2}{1-a} \quad (2.27)$$

Ainsi, lorsqu'un chargement mécanique à température constante rencontre la courbe TY (Figure 48), cela génère des déformations mécaniques plastiques induites définies par:

$$d\varepsilon_{vTp}^p = \alpha_1 \frac{dp'}{p'} \quad (2.28)$$

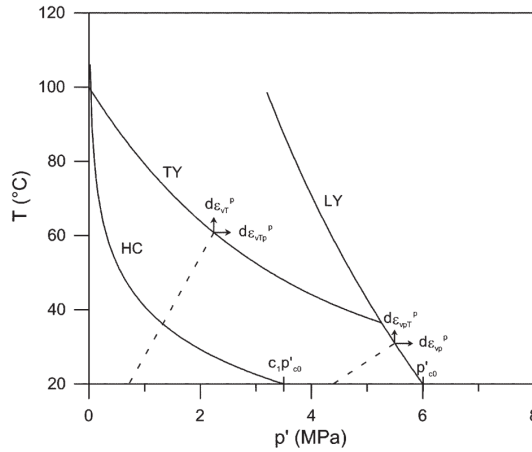


Figure 48: Représentation des différents mécanismes et des déformations plastiques associées (Cui *et al.*, 2000)

Limite de chargement (Loading Yield (LY))

De façon analogue au travail d'Alonso *et al.* (1990) sur les sols non-saturés, une courbe équivalente à la courbe de « *Loading Collapse (LC)* » est définie dans le modèle de Sultan et se nomme *Loading Yield (LY)*. Cette courbe représente la diminution de la pression de préconsolidation avec l'augmentation de température.

$$p'_{cT} = p'_{c0} \exp(-\alpha_0 \Delta T) \quad (2.29)$$

où α_0 définit la forme de la courbe LY . Cette expression dérive du travail de Picard (1994) qui considère un seul paramètre pour exprimer ce comportement contrairement à Hueckel et Borsetto (1990).

La déformation plastique associée à ce mécanisme s'écrit:

$$d\varepsilon_{vp}^p = \frac{\lambda - \kappa}{v_0} \frac{dp'_{cT}}{p'_{cT}} \quad (2.30)$$

Cette déformation est supposée se produire lorsqu'un chemin de contraintes purement mécanique atteint la courbe LY sous température constante. Quand cette courbe est atteinte par un chemin purement thermique à contrainte constante (Figure 48), les auteurs proposent l'apparition d'une déformation thermique induite définie par :

$$d\varepsilon_{vpT}^p = d\varepsilon_{vT}^p \quad (2.31)$$

Limite de contraction thermique (Heating Contraction (HC))

Cette courbe indique qu'à partir d'une certaine valeur d' OCR , il existe une transition entre le comportement dilatant et le comportement contractant. Cette courbe est donnée par la relation :

$$p' = c_1 p'_{c0} \exp(c_2 \Delta T) \quad (2.32)$$

où c_1 est l'intersection de la courbe HC avec l'axe p' (Figure 48) et c_2 est un paramètre de forme.

Cette courbe ne représente pas une limite de plasticité mais définit l'amplitude des déformations plastiques thermiques. Plus l' OCR est faible, plus celles-ci seront importantes. Malheureusement, le manque de données sur ce mécanisme rend son application difficile.

Surface de plasticité dans le plan (p',q)

La limite de plasticité dans (p', q) est basée sur un modèle Cam-Clay modifié défini par :

$$f \equiv \left(\frac{q}{M} \right)^2 + p'(p' - p'_{cT}) = 0 \quad (2.33)$$

et une loi d'écoulement associée telle que:

$$\frac{d\varepsilon_s^p}{d\varepsilon_{vp}^p} = \frac{2q}{M^2(2p' - p'_{cT})} \quad (2.34)$$

Deux mécanismes d'érouissage sont également nécessaires, un pour la courbe TY et un autre pour la courbe LY . Ces paramètres sont respectivement β pour TY and p_c' pour LY . Les règles d'érouissage sont données ci-dessous.

La règle d'érouissage s'écrit pour la courbe TY :

$$d\beta = \frac{-\exp(\beta p')}{p'(T_c - T_0)\alpha_p [\exp(\alpha_p \Delta T) - a]} d\varepsilon_{vT}^p - \frac{\beta}{\alpha_1} d\varepsilon_{vTp}^p \quad (2.35)$$

Pour la courbe LY , cette relation s'écrit:

$$\frac{dp'_{c0}}{p'_{c0}} = \frac{\alpha_0}{\alpha_p [\exp(\alpha_p \Delta T) - a]} d\varepsilon_{vpT}^p + \frac{v_0}{\lambda - \kappa} d\varepsilon_{vp}^p \quad (2.36)$$

Ce modèle introduit ainsi un couplage entre les deux mécanismes TY et LY pour prendre en compte un effet de surconsolidation lors du chauffage d'une argile normalement consolidée comme décrit par Towahtha *et al.* (1993) et par Sultan (1997). La pression de préconsolidation dépend de toutes les déformations définies par ce modèle soit $p'_{c0} = p'_{c0}(\varepsilon_{vp}^p, \varepsilon_{vpT}^p, \varepsilon_{vT}^p, \varepsilon_{vTp}^p)$.

Cette expression est:

$$\frac{dp'_{c0}}{p'_{c0}} = \frac{\alpha_0}{\alpha_p [\exp(\alpha_p \Delta T) - a]} d\varepsilon_{vpT}^p + \frac{v_0}{\lambda - \kappa} [d\varepsilon_{vp}^p + d\varepsilon_{vTp}^p] + \left\{ \frac{\alpha_0}{\alpha_p [\exp(\alpha_p \Delta T) - a]} + k \left[\frac{v_0}{\lambda - \kappa} \right] \right\} d\varepsilon_{vT}^p \quad (2.37)$$

k est une constante positive traduisant le couplage et permettant un érouissage thermique au sens de Sultan (1997) et Towhata *et al.* (1993) par la déformation volumique plastique thermique $d\varepsilon_{vT}^p$. Dans le cas où $k = 0$, aucun érouissage thermique n'est observé pour un échantillon normalement consolidé soumis à une élévation de température.

2.4.3 Modèle ACMEG-T

Le modèle ACMEG-T (Laloui *et al.*, 2002; Laloui et Cekerevac, 1993; Laloui *et al.*, 2005; François et Laloui, 2008; François, 2008) se base sur une thermo-élasticité non-linéaire couplée avec une thermo-plasticité multi-dissipative en relation avec la théorie des multi-mécanismes développée par Koiter (1960) qui considérait k mécanismes plastiques

indépendants les uns des autres. La théorie de Koiter est généralisée par Mandel (1965) à des mécanismes plastiques non-indépendants entre eux. Lorsqu'un mécanisme est actif, celui-ci peut agir sur la surface de charge d'un mécanisme non-activé.

Comme dans tout modèle élastoplastique, la déformation totale est décomposée en une partie élastique et une partie plastique

$$d\boldsymbol{\varepsilon}_{ij} = d\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}^e + d\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}^p \quad (2.38)$$

avec $d\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}$ le taux de déformation totale, $d\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}^e$ est le taux de déformation élastique et $d\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}^p$, le taux de déformation plastique.

2.4.3.1.1 Thermo-élasticité

Le taux de déformation élastique est scindé en deux composantes: une composante mécanique et une composante thermique.

$$d\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}^e = E_{ijkl}^{-1} d\boldsymbol{\sigma}_{kl}' - \beta_{T,ij} dT \quad (2.39)$$

Ce modèle élastique est hypo-élastique non-linéaire avec une dépendance des modules de rigidité à la contrainte moyenne:

$$K = K_{ref} \left(\frac{p'}{p'_{ref}} \right)^{n_e} \quad \text{et} \quad G = G_{ref} \left(\frac{p'}{p'_{ref}} \right)^{n_e} \quad (2.40)$$

avec K_{ref} et G_{ref} les modules de compressibilité et de cisaillement de référence définis pour une pression de référence p'_{ref} . p' est la contrainte moyenne effective et n_e est un paramètre matériel définissant la non-linéarité de la relation et donc la non-linéarité du modèle élastique. Ce modèle ne considère pas de dépendance des modules de rigidité avec la température contrairement au modèle de Hueckel et Borsetto.

L'effet de la température est pris en compte par le tenseur de dilatation thermique défini

par: $\beta_{T,ij} = \frac{1}{3} \beta_s' \delta_{ij}$ où β_s' est le coefficient d'expansion thermique du squelette solide, ce

coefficient est fonction de la température et de la pression moyenne $\beta'_s = (\beta'_{s_0} + \zeta T)\xi$ avec $\xi = \frac{p'_{c0}}{p'}$ où p'_{c0} est une pression critique définie à l'état initial.

A cause du manque de données concernant le paramètre ζ , cette relation peut s'écrire:

$$\beta'_s = \left[\beta'_{s_0} \left(1 - \frac{T - T_0}{100} \right) \right] \frac{p'_{c0}}{p'_c} .$$

Il est considéré dans ce modèle que la température n'induit que des effets volumiques. En conséquence, le taux de déformation volumique s'écrit:

$$d\varepsilon_v^{Te} = \frac{dp}{K} + \beta'_s dT \quad (2.41)$$

et la composante déviatorique est indépendante de la température :

$$d\varepsilon_d^e = \frac{dq}{3G} \quad (2.42)$$

2.4.3.1.2 Thermo-plasticité

La thermo-plasticité est décrite à l'aide de la théorie des mécanismes multi-dissipatifs, c'est-à-dire des multi-mécanismes plastiques selon Koiter (1960), généralisée par Mandel en 1965.

Le taux de déformation plastique se décompose donc en une partie isotrope et une partie déviatorique par la relation suivante :

$$d\varepsilon_{ij}^p = d\varepsilon_{ij}^{p,iso} + d\varepsilon_{ij}^{p,dev} \quad (2.43)$$

Chaque mécanisme est activé lorsque le chemin de contraintes atteint une limite de plasticité. Ces deux mécanismes atteints simultanément produisent un couplage avec une variable d'écroutissage unique, la déformation volumique plastique, ce qui constitue une des originalités du modèle. De plus, ces deux mécanismes plastiques ne sont pas indépendants l'un de l'autre, l'écroutissage d'une surface de plasticité entraîne l'écroutissage de la seconde surface.

La limite de plasticité isotrope est défini par:

$$f_{iso} \equiv p' - p_c' r_{iso} = 0 \quad (2.44)$$

avec $r_{iso} = r_{iso}^e + \frac{\varepsilon_v^{p,iso}}{c + \varepsilon_v^{p,iso}}$ définissant la taille initiale du noyau élastique, c un paramètre matériel, r_{iso}^e la taille du rayon élastique isotrope initial, $\varepsilon_v^{p,iso}$ la déformation volumique plastique. La Figure 49 présente dans le plan isotrope (p', T) les différentes surfaces du modèle ACMEG-T.

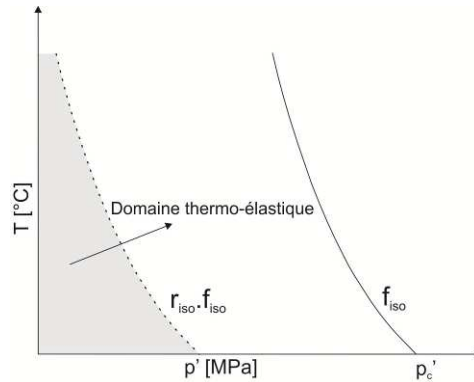


Figure 49: Illustration des différentes surfaces du modèle ACMEG-T dans le plan isotrope (p', T) (d'après François, 2008)

Le mécanisme déviatorique est représenté par:

$$f_{dev} \equiv q - Mp' \left(1 - b \ln \frac{d \cdot p'}{p_c'} \right) r_{dev} = 0 \quad (2.45)$$

où d est le rapport entre la pression critique p_{cr}' et la pression de préconsolidation p_c' . M est la pente de l'état critique dans le plan (p', q), b un paramètre matériel et $r_{dev} = r_{dev}^e + \frac{\varepsilon_{dev}^p}{a + \varepsilon_{dev}^p}$ définit la taille initiale du noyau déviatorique où a est un paramètre matériel, ε_{dev}^p est la déformation déviatorique et r_{dev}^e est le rayon du noyau élastique.

M peut être exprimé en fonction de l'angle de frottement de Mohr-Coulomb (ϕ') et donc

$$M = \frac{6 \sin \phi'}{3 - \sin \phi'}. \text{ Laloui (1993) propose une expression pour tenir compte des modifications de}$$

l'angle de frottement à l'état critique en fonction de la température. Cette expression est donnée par :

$$M = M_0 - g(T - T_0) \quad (2.46)$$

où M_0 la pente de l'état critique à température ambiante (T_0), g est une fonction exprimant cette variabilité avec la température

La Figure 50 représente les différentes surfaces de plasticité ainsi que leur évolution avec la température sans tenir compte des changements de forme induits par la variation de l'angle de frottement avec la température.

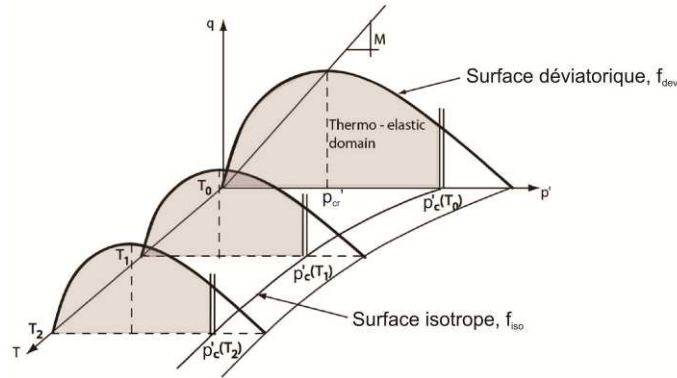


Figure 50: Effet de la température sur les surfaces de plasticité (d'après Laloui *et al.*, 2005)

La règle d'écoulement du mécanisme isotrope est associée alors que celle du mécanisme déviatorique est supposée être non-associée. Les relations sont :

$$d\varepsilon_{ii}^{p,iso} = \lambda_{iso}^p \frac{\partial g_{iso}}{\partial \sigma'_{ii}} = \frac{\lambda_{iso}^p}{3} \quad \text{ou } g_{iso} = f_{iso} \quad (2.47)$$

$$d\varepsilon_{ij}^{p,dev} = \lambda_{dev}^p \frac{\partial g_{dev}}{\partial \sigma'_{ij}} = \lambda_{dev}^p \frac{1}{Mp'} \left[\frac{\partial q}{\partial \sigma'_{ij}} + \alpha \left(M - \frac{q}{p'} \right) \frac{1}{3} \delta_{ij} \right] \quad (2.48)$$

où λ_{iso}^p est le multiplicateur plastique du mécanisme isotrope, λ_{dev}^p est le multiplicateur plastique du mécanisme déviatorique et α est un paramètre d'écoulement plastique. Les deux multiplicateurs plastiques sont déterminés par la règle de consistance $\lambda \dot{f} = 0$. Donc le système ci-dessous doit être résolu:

$$\lambda_{iso} \dot{f}_{iso} = 0 \quad \text{et} \quad \lambda_{dev} \dot{f}_{dev} = 0 \quad (2.49)$$

$$\text{et } \dot{f}_i = \frac{\partial f_i}{\partial \sigma'} \dot{\sigma}' + \frac{\partial f_i}{\partial r_i} \dot{r}_i + \frac{\partial f_i}{\partial \varepsilon_v^p} \dot{\varepsilon}_v^p + \frac{\partial f_i}{\partial T} \dot{T}.$$

Le paramètre d'écrouissage est la déformation plastique volumique. Celle-ci gouverne l'évolution de p'_c et de r_{iso} . La déformation déviatorique contrôle l'évolution de r_{dev} . De plus, la pression de préconsolidation dépend de la température:

$$p'_c = p'_{c_0T_0} \exp\{\beta \varepsilon_v^p\} \left\{ 1 - \gamma_T \log \left[\frac{T}{T_0} \right] \right\} \quad (2.50)$$

où β et γ_T sont des paramètres du matériau. $p'_{c_0T_0}$ est la pression de préconsolidation à l'état de référence.

La théorie des surfaces emboîtées dit que r_{dev} et r_{iso} correspondent au degré de mobilisation des processus de plastification isotrope et déviatorique. Ceci permet une entrée progressive des surfaces de plasticité et un retour partiel lors d'un déchargement. Ces deux coefficients sont liés aux déformations plastiques. Ces expressions peuvent être dérivées et on obtient dans ce cas en fonction du taux de déformation

$$dr_{iso} = \frac{(1-r_{iso})^2}{c} d\varepsilon_v^{p,iso} \quad \text{et} \quad dr_{dev} = \frac{(1-r_{dev})^2}{a} d\varepsilon_d^p \quad (2.51)$$

2.4.4 Autres modèles de comportement thermo-mécanique

Il existe d'autres modèles de comportement thermo-mécanique qui sont principalement des adaptations des modèles précédents. On présente notamment dans cette section les modèles de Graham *et al.* (2001) et d'Abuel-Naga *et al.* (2007).

Le modèle de Graham *et al.*(2001) se base sur un modèle Cam-Clay modifié étendu à la température de la même façon que celui de Hueckel et Borsetto (1990). Similairement à ce précédent modèle, le modèle thermo-élastique dépend de la température et de l'état de contrainte. Les modules de rigidité (K et G) sont fonction de la température et de l'état de contrainte ce qui en fait un modèle thermo-élastique non-linéaire. D'un point de vue thermoplastique, ce modèle propose une plasticité associée avec un modèle Cam-Clay modifié dans le plan déviatorique avec une diminution de la limite isotrope avec la température. Pour compenser la sous-estimation des résistances au cisaillement introduite par

le modèle Cam-Clay pour des sols surconsolidés, une enveloppe supplémentaire ("peak strength envelope") est ajoutée au modèle. Celle-ci dépend de la température et est représentée par une relation linéaire entre la valeur du déviateur et la pression moyenne au pic. La pente d'état critique est indépendante des variations de température. Il s'agit d'un modèle construit de façon semi-empirique qui permet une représentation qualitative des phénomènes thermo-mécaniques observés.

Le modèle de Abuel-Naga *et al.* (2007) est une adaptation du modèle proposé par Sultan. Les deux mécanismes *TY* et *LY* sont considérés dans ce modèle. La thermo-élasticité est similaire à celle de Hueckel et Borsetto (1990) qui comme on l'a vu considèrent un modèle thermo-élastique non-linéaire avec un coefficient de dilatation thermique fonction de la contrainte effective. Par contre, dans son étude sur l'argile de Bangkok, Abuel-Naga *et al.* (2007) ne montrent pas d'évolution de la pression de préconsolidation avec la température ce qui constitue une interprétation différente des résultats présentés dans cette revue bibliographique expérimentale. Néanmoins, ils montrent une augmentation de cette pression lors du refroidissement. Pour cette raison, ils optent pour une évolution de la pression de préconsolidation en fonction de la température avec une expression analogue à celle de Laloui et Cekerevac (2003) en faisant le choix d'un paramètre γ_T tel que la pression de préconsolidation varie peu avec la température. Dans le plan déviatorique, la surface de plasticité correspond à un modèle Cam-Clay modifié.

2.4.5 Comparaison entre les modèles de Hueckel et Borsetto, Sultan, ACMEG-T

Les trois principaux modèles de comportement thermo-mécanique, décrits précédemment, sont comparés dans cette section, la Figure 51 illustre conceptuellement les différentes interprétations de la thermo-plasticité dans le plan (p', T) . Le domaine thermo-plastique est séparé du domaine thermo-élastique par la courbe représentant la diminution de la pression de préconsolidation, ou limite isotrope, en fonction de la température. Cette distinction entre le domaine élastique et plastique par cette courbe est applicable au modèle de Hueckel et Borsetto, mais ne l'est plus pour ACMEG-T et le modèle proposé par Sultan. Cette différence provient d'interprétations différentes de la thermo-plasticité. En effet, le modèle de Hueckel se basant sur Baldi *et al.* (1988) montre que les sols possédant un haut niveau de

surconsolidation ne réagissent que de façon thermo-élastique, en ne produisant donc que des déformations de dilatation. Dans ce modèle, des déformations thermo-plastiques apparaissent pour des sols légèrement surconsolidés.

De façon différente, Sultan (1997) montre que même fortement surconsolidée l'Argile de Boom génère dans un premier temps des déformations thermo-élastiques suivies dans un second temps par des déformations thermo-plastiques (Figure 35). Pour cette raison, le modèle de Sultan intègre un deuxième mécanisme plastique permettant la génération de déformation thermo-plastique pour des sols légèrement et fortement surconsolidés (mécanisme *TY*, Figure 51 et Figure 54) à faible température. Par la composition du modèle ACMEG-T utilisant deux surfaces de plasticité, une interne et une externe (Figure 51 et Figure 54), il est également possible d'induire des déformations thermo-plastiques pour les sols surconsolidés à faible température.

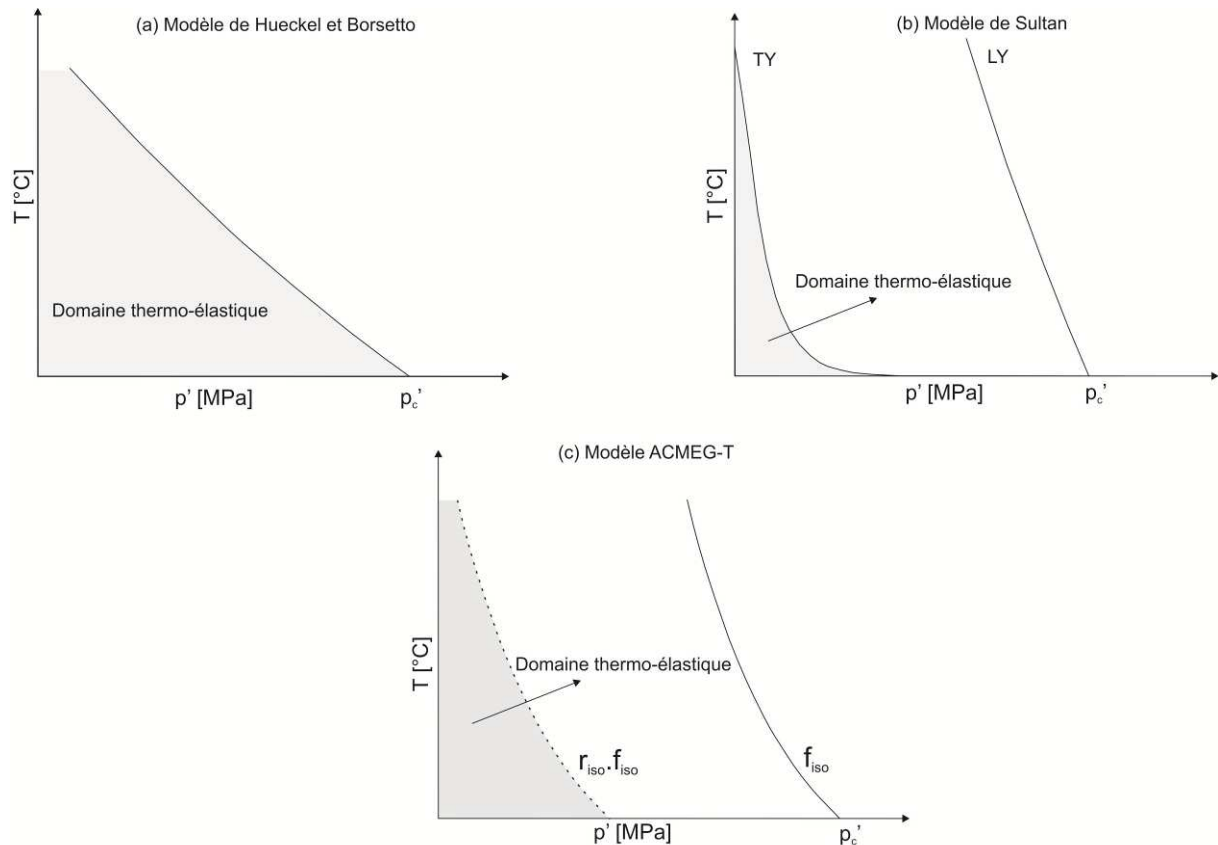


Figure 51: Différence de prise en compte de la thermo-plasticité entre les trois principaux modèles de comportement

En reprenant les expressions de la diminution de la limite isotrope avec la température (Tableau 7), il est possible de représenter graphiquement l'évolution thermique de cette limite

à la Figure 52. Pour l'Argile de Boom, $\gamma_T = 0.55$ pour ACMEG-T (François, 2008), $\alpha_0 = 3.93 \cdot 10^{-3}$ pour le modèle de Sultan (Cui *et al.*, 2000) et finalement $a_1 = -4.302 \cdot 10^{-2}$ et $a_2 = 1.101 \cdot 10^{-4}$ pour le modèle de Hueckel (Baldi *et al.*, 1991).

Modèle ACMEG-T	$p'_c = p'_{c_0 T_0} \left(1 - \gamma_T \log \left[\frac{T}{T_0} \right] \right)$
Modèle Sultan	$p'_{cT} = p'_{c0} \exp(-\alpha_0 \Delta T)$
Modèle Hueckel et Borsetto	$p'_c = p'_{c_0} + 2 \left(a_1 (\Delta T) + a_2 (\Delta T)^2 \right)$

Tableau 7: Comparaison entre les différentes expressions d'évolution de la pression de préconsolidation avec la température

Cette comparaison nous permet, à nouveau, de montrer les différentes approches pour les trois principaux modèles. Les courbes proposées par les modèles d'ACMEG-T et de Sultan sont relativement proches. Par contre, la courbe proposée par Hueckel est très différente des deux autres à cause de différences d'interprétation de la thermo-plasticité des sols surconsolidés, et donc de leur modélisation comme expliqué précédemment.

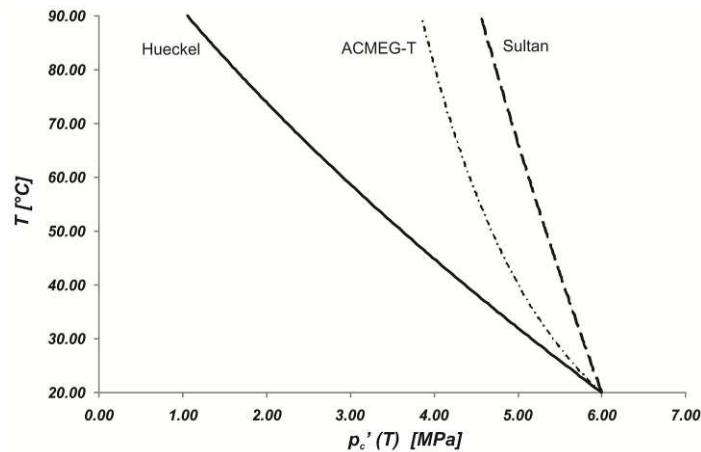


Figure 52: Comparaison entre les évolutions de pression de préconsolidation selon les 3 modèles de comportement

Les Figure 53 et Figure 54 montrent trois chemins de sollicitation thermique, dans le plan (p' , T) pour différents niveaux de surconsolidation qui permettent de mieux comprendre le fonctionnement des trois modèles de comportement thermo-mécanique.

Pour des sols fortement surconsolidés, c'est-à-dire dans des cas où $OCR \gg 1$, les modèles ACMEG-T et de Sultan donnent les mêmes résultats (chemin (1) sur Figure 54) et induisent des déformations thermo-plastiques à partir d'un certain seuil thermique. Il en est tout autrement pour le modèle de Hueckel qui se basant sur une interprétation différente de la thermoplasticité des sols surconsolidés ne produit que des déformations thermo-élastiques de dilatation (chemin (1) sur Figure 53).

Pour des sols légèrement surconsolidés, $OCR > 1$, les trois modèles permettent de simuler des déformations thermo-plastiques à haute température (chemin (2) sur Figure 53 et Figure 54). On voit de suite que les modèles d'ACMEG-T et de Sultan arrivent, grâce leur conception, à reproduire les phénomènes thermo-plastiques en dehors de la courbe d'évolution thermique de la limite isotrope pour de faibles températures comme dans le cas précédent pour des sols fortement surconsolidés. Par contre, le modèle de Hueckel n'utilisant qu'une surface thermo-plastique dans le plan (p', T) , doit, pour arriver à reproduire ce comportement, incliner cette courbe de façon plus importante sur l'axe p' comme le montrent les Figure 51, Figure 52 et Figure 53. Mais ces déformations thermo-plastiques ne se produisent qu'à haute température pour ce modèle (Figure 53) alors qu'elles se produisent pour des variations de température moins importantes dans le cas des deux autres modèles (Figure 54).

Pour des sols normalement consolidés ($OCR=1$), les trois modèles permettent la création de déformations thermo-plastiques de contraction et sont alors équivalents (chemin(3) sur Figure 53 et Figure 54).

D'une façon générale, François (2008) présente dans sa thèse une comparaison qualitative entre le modèle ACMEG-T et le modèle de Sultan. Il conclut que ces modèles, malgré des approches différentes de la thermo-plasticité, arrivent à reproduire les phénomènes observés expérimentalement. On retrouve ce résultat lorsque l'on reproduit des chemins de sollicitations thermiques dans le plan (p', T) (Figure 54).

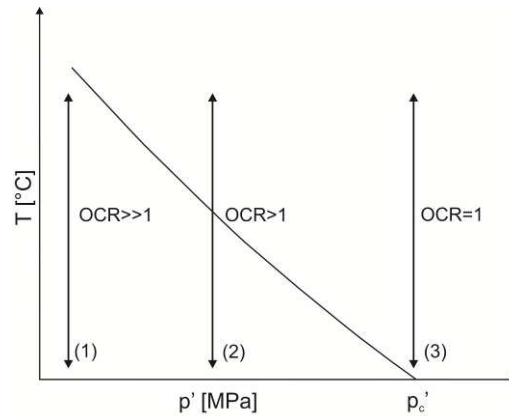


Figure 53: Représentation du modèle de Hueckel et Borsetto (1990) dans le plan (p', T) suivant différents chargements thermiques

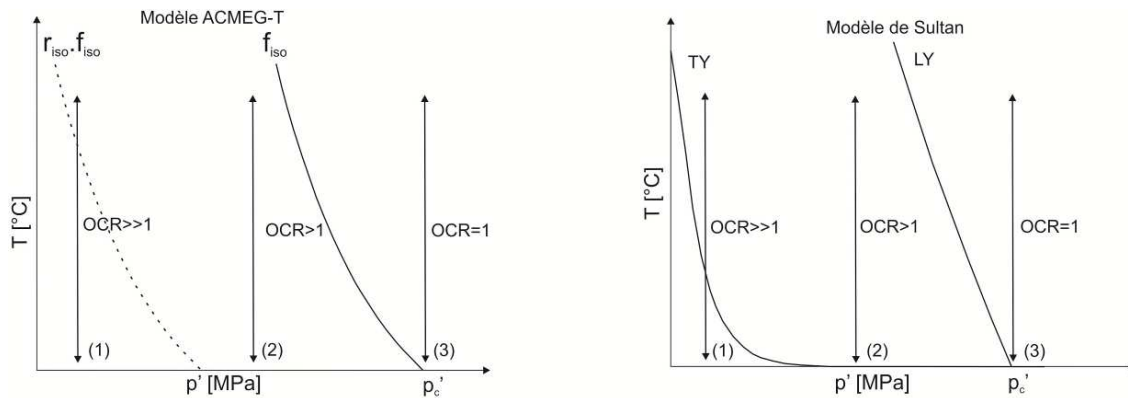


Figure 54: Comparaison dans le plan (p', T) entre le modèle ACMEG-T et le modèle de Sultan sur plusieurs chemins thermiques

Pour conclure cette comparaison, on dispose de deux modèles (ACMEG-T et Sultan) qui paraissent différents dans leurs approches mais donnant des résultats similaires et capables de reproduire l'ensemble des processus expérimentaux observés. A cause d'une interprétation différente de la thermo-plasticité des sols fortement surconsolidés à haute température, le troisième modèle ne produit des déformations thermo-plastiques que pour des sols normalement consolidés et légèrement surconsolidés.

2.5 Conclusions

On a vu, à travers ce chapitre que la réponse d'un sol soumis à des changements de température n'est pas négligeable. Tidfors et Sällfors (1989) estiment qu'une diminution de 6% de la pression de préconsolidation se produit lorsqu'un échantillon est transporté de son site d'échantillonnage au laboratoire. On a vu l'influence de la température sur le

comportement volumique, déviatorique et sur la génération de surpression d'eau dans un cas de chauffage non-drainé. Les résultats expérimentaux sont variés et montrent régulièrement des contradictions entre les différents essais réalisés sur divers matériaux.

Par la suite, on a décrit les modèles de comportement constitutifs capables de reproduire les phénomènes observés. On s'est essentiellement concentré sur trois modèles: le modèle de Hueckel et Borsetto, le modèle ACMEG-T et le modèle de Sultan. Ces trois modèles diffèrent dans leurs approches de la thermo-plasticité. Le modèle de Hueckel constitue un modèle simple mais ne permet pas de reproduire l'ensemble des processus affectant un sol ou une roche surconsolidée. A l'inverse le modèle ACMEG-T et le modèle de Sultan sont plus à même de modéliser l'ensemble des phénomènes observés et malgré des différences conceptuelles reproduisent les mêmes phénomènes.

Chapitre 3 : Développement et implémentation d'une loi thermomécanique

3.1 Introduction

Afin d'établir l'ensemble des concepts théoriques nécessaires aux modélisations thermo-hydro-mécaniques qui constituent un point important de ce travail, ce chapitre décrit l'ensemble des équations mécaniques, hydrauliques et thermiques qui permettent la réalisation de modélisations aux éléments finis. En effet, dans ce chapitre, les différentes équations de conservation de la masse et de transfert de fluide sont énoncées. Il en est de même pour les équations de conservation de l'énergie.

Une partie très importante de ce chapitre concerne la description et l'implémentation d'une loi de comportement thermo-mécanique dans le code de calcul LAGAMINE afin de réaliser des modélisations couplées thermo-hydro-mécaniques. Il s'agit d'un modèle composé de plusieurs mécanismes plastiques qui sont: un critère de résistance à la traction, un critère à frottement interne (Van Eekelen ou Drucker-Prager), un modèle Cam-Clay modifié, le tout étendu à la thermo-plasticité selon le modèle théorique de Sultan (1997). Dans ce modèle, la cohésion est supposée décroître linéairement avec la température.

Suite à cette description de la loi thermo-mécanique, l'intégration numérique des lois de comportement multi-mécanismes est discutée, et en particulier l'intersection de plusieurs surfaces. En effet, certains problèmes se posent lorsque l'état de contrainte approche ce type de singularité. La résolution de ce type de problème est proposée en considérant différentes interprétations géométriques.

Finalement, l'élément fini couplé thermo-hydro-mécanique MWAT ainsi que la méthode générale de résolution de l'algorithme sont décrits.

3.2 Description d'un milieu poreux

Un milieu poreux multiphasique saturé est constitué d'une phase solide et d'une phase liquide (Figure 55). La phase solide est un ensemble de grains jointifs et la phase fluide peut se mouvoir entre les grains sous l'effet d'un gradient hydraulique. Une des caractéristiques essentielles des milieux poreux est la porosité définie comme le rapport entre le volume des vides (V_v) et le volume total de l'élément de sol considéré (V).

$$n = \frac{V_v}{V} \quad (3.1)$$

Coussy (1991) rappelle que la porosité dans un matériau poreux est divisée en deux catégories: la porosité ouverte (connectée) et la porosité fermée (occluse). Cette dernière définition de la porosité correspond à une porosité ne participant à aucun phénomène d'échange de masse fluide et de filtration. Celle-ci est rare dans les sols et se retrouve plus fréquemment dans les roches. La porosité connectée constitue une phase continue, c'est-à-dire que deux points du fluide peuvent être reliés par un trajet continu. A l'inverse de la porosité occluse, la porosité connectée participe à l'échange de masse de fluide.

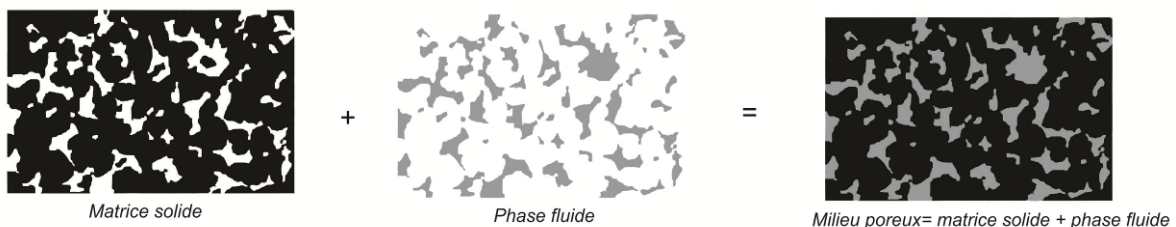


Figure 55: Représentation d'un milieu poreux saturé

L'étude d'un milieu poreux nécessite le choix d'une échelle d'investigation. Cette échelle d'étude fait intervenir la notion de Volume Élémentaire Représentatif (VER). En effet, la description des propriétés à l'échelle microscopique est difficile à réaliser. En se plaçant à l'échelle du grain, l'écoulement répond aux équations de Navier-Stokes. Or, à cette échelle, on se rend vite compte que la complexité de la géométrie rend très difficile le choix des conditions limites. Pour contourner ces difficultés, le problème est généralement simplifié en se plaçant à une échelle supérieure, macroscopique, de façon à rendre les grandeurs calculées indépendantes de la taille de l'élément.

La taille d'un élément de volume représentatif est définie par la taille à partir de laquelle une caractéristique moyenne du matériau, la porosité par exemple prise en n'importe quel point géométrique du volume est constante (Figure 56). Cet élément VER permet de valider la continuité des équations utilisées pour la description du milieu poreux. Celui-ci doit contenir les deux phases, la phase solide et la phase liquide. Nous définissons par la longueur l la taille du VER. Définissons également la longueur d qui caractérise la taille d'un grain solide ou d'un rayon hydraulique. La longueur l est telle que:

$$d \ll l \tag{3.2}$$

La longueur L définit la limite supérieure du VER. Afin de déterminer cette limite supérieure, il suffit d'appliquer le même raisonnement qu'entre microscopique et macroscopique en changeant respectivement ces termes par macroscopique et mégascopique de façon à ignorer les hétérogénéités et la complexité du milieu à grande échelle.

$$d \ll l \ll L \tag{3.3}$$

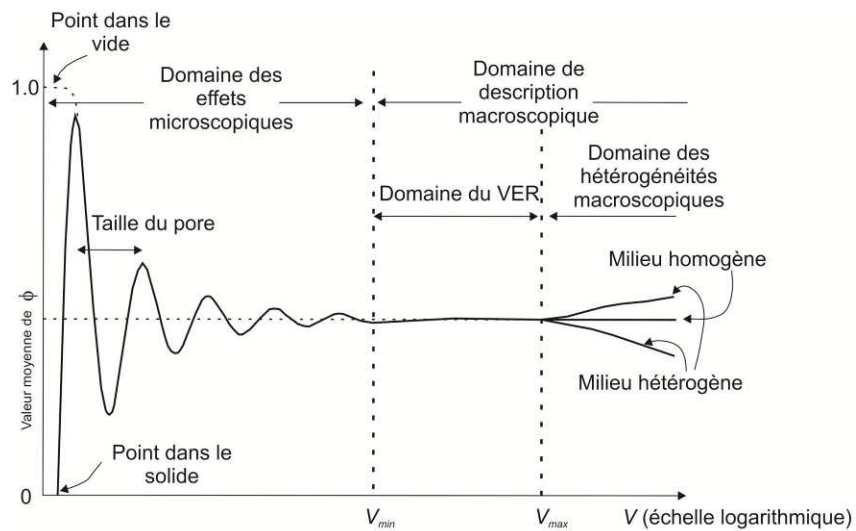


Figure 56: Valeur moyenne de n (porosité) prise au voisinage d'un point en fonction du volume moyen (d'après Bear et Cheng, 2010)

Maintenant que la taille de l'élément étudié est définie, il est important de définir la configuration de référence utilisée pour écrire l'ensemble des équations régissant les processus multi-physiques impliqués dans ce travail. Traditionnellement en mécanique des milieux continus, deux référentiels sont possibles: soit on opte pour une description Lagrangienne qui s'attache à la description en suivant la particule, c'est-à-dire avec un référentiel en mouvement; soit on choisit un référentiel Eulérien où le référentiel est fixe et l'observateur

regarde évoluer le système depuis un référentiel fixe. Dans ce travail, le choix se porte sur une description Lagrangienne qui s'effectue donc dans la configuration déformée actualisée et permet de s'affranchir de dérivées particulières et ainsi de se limiter à des dérivées partielles. Toutes les équations qui suivent sont écrites selon cette configuration Lagrangienne qui correspond donc à la dernière configuration connue (Figure 57).

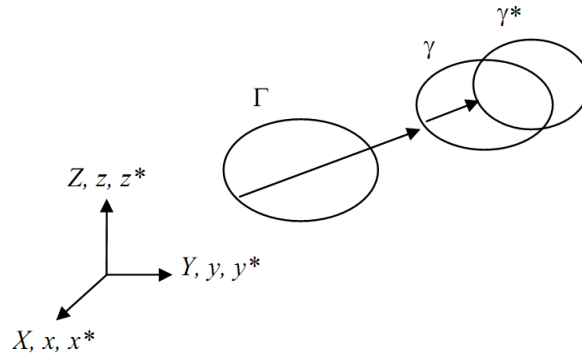


Figure 57: Les différentes configurations d'un corps: Γ (configuration initiale), γ (configuration de référence), γ^* (configuration déformée) (Collin, 2003)

3.2.1 Equations d'équilibre macroscopique du milieu

Cette section présente les équations permettant la représentation des processus se déroulant dans les matériaux poreux. D'une façon générale, la modélisation des milieux poreux multiphasiques comprenant, une phase solide et plusieurs phases fluides (eau, huile, gaz (CO_2 , N_2 ...)), implique la définition des équations régissant chaque phase. Cette définition est réalisée par la mécanique des milieux continus où l'on suppose qu'en un point du système toutes les phases du système se superposent. Ici, la phase fluide considérée est l'eau et, le milieu poreux est considéré comme étant parfaitement saturé.

3.2.2 Equations de conservation de la masse et des transferts de fluide

Afin de décrire les échanges de fluides, on écrit l'équation de conservation de la masse de fluide qui exprime une relation entre les variations d'emmagasinement, les flux massiques et un terme source:

$$\dot{S}_w + \text{div}(\underline{f}_w) = Q_w \quad (3.4)$$

où S_w représente la quantité de fluide emmagasiné; \underline{f}_w est le flux massique du fluide; Q_w est un terme de source du fluide.

Sachant que le terme d'emménagement peut être défini par rapport à la quantité de fluide contenu dans un volume élémentaire de sol, c'est-à-dire par $S_w = \rho_w n$, la relation de conservation de la masse de fluide peut alors s'écrire:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \cdot n) + \text{div}(\rho_w \cdot \underline{q}_w) - Q_w = 0 \quad (3.5)$$

Le flux massique de fluide se définit comme le produit de la masse volumique du fluide par la vitesse de celui-ci selon:

$$\underline{f}_w = \rho_w \cdot \underline{q}_w \quad (3.6)$$

Avec \underline{q}_w la vitesse de Darcy qui caractérise la vitesse du fluide par rapport à la phase solide.

La loi de Darcy permet d'établir la vitesse macroscopique du fluide due à un gradient de pression d'eau et/ou à un gradient d'origine gravitaire. La relation est donnée par :

$$\underline{q}_w = -\frac{\underline{K}_w}{\rho_w g} \left[\underline{\text{grad}}(p_w) + \rho_w g \underline{\text{grad}}(y) \right] \quad (3.7)$$

où \underline{K}_w est un tenseur d'ordre deux représentant la conductivité hydraulique et y correspond à la coordonnée verticale définie positive vers le haut. La forme générale du tenseur de conductivité hydraulique est donnée ci-dessous. Dans un cas anisotrope et, compte tenu de la symétrie du tenseur, six composantes sont nécessaires à la description de l'écoulement.

$$\underline{K}_w = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} & K_{xz} \\ K_{yx} & K_{yy} & K_{yz} \\ K_{zx} & K_{zy} & K_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Dans le cas d'un milieu caractérisé par des propriétés d'écoulement isotropes, la conductivité hydraulique se réduit à un scalaire K_w et l'équation (3.7) devient:

$$\underline{q}_w = -\frac{K_w}{\rho_w g} \left[\underline{\text{grad}}(p_w) + \rho_w g \underline{\text{grad}}(y) \right] \quad (3.9)$$

La conductivité hydraulique est une fonction de la perméabilité intrinsèque du milieu (k_{int}), de la masse volumique (ρ_w) et de la viscosité du fluide (μ_w). Dans un cas isotrope, la conductivité hydraulique est un scalaire et s'écrit:

$$K_w = \frac{k_{int} \rho_w g}{\mu_w} \quad (3.10)$$

En toute généralité, la perméabilité intrinsèque est un tenseur d'ordre deux. Ce paramètre dépend du matériau et est indépendant du fluide considéré à l'inverse de la conductivité hydraulique.

Les milieux géologiques présentent une stratification due à leur mode de dépôt. Cette stratification, ou ce litage, en fait des milieux transversalement isotropes dont les propriétés sont identiques dans un plan perpendiculaire (souvent la stratification) à un axe de symétrie. Si l'axe de symétrie est l'axe vertical, deux composantes sont nécessaires à la description des caractéristiques d'écoulement, une verticale (K_{vv}) et une horizontale (K_{hh}). Le tenseur des conductivités hydrauliques s'écrit:

$$\underline{\underline{K}} = \begin{bmatrix} K_{hh} & 0 & 0 \\ 0 & K_{hh} & 0 \\ 0 & 0 & K_{vv} \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

En toute généralité, la loi de Darcy est valable pour des nombres de Reynolds faibles, inférieurs à 1, c'est-à-dire pour des écoulements laminaires. La loi est donc applicable à la plupart des géomatériaux à l'exception des écoulements dans les conduits karstiques, où le rayon hydraulique est très important. Il en est de même au voisinage d'un pompage très important (Bear et Cheng, 2010)

3.2.3 Equations d'état de l'eau

La température et la pression influencent les caractéristiques d'écoulement de l'eau et en particulier la viscosité et la masse volumique de l'eau. Les observations expérimentales (Figure 58(a)) montrent une diminution de la masse volumique quand la température augmente à une pression de 0.1 MPa. L'équation d'état de l'eau, donnée ci-dessous, exprime la

variation de la masse volumique de l'eau en fonction de la compressibilité de celle-ci, de la température et de la pression:

$$\rho_w(T, p_w) = \rho_{w0} \cdot \left[1 + \frac{p_w - p_{w0}}{\chi_w} - \beta_w \cdot (T - T_0) \right] \quad (3.12)$$

Avec ρ_{w0} la masse volumique à la pression de référence p_{w0} ; χ_w est la compressibilité du fluide; β_w le coefficient de dilatation thermique; p_{w0} est une pression de référence.

La viscosité de l'eau varie avec la température comme illustré à Figure 58(b). Nous choisissons une relation linéaire pour reproduire ce comportement selon:

$$\mu_w(T) = \mu_{w0} - \alpha_w \cdot \mu_{w0} \cdot (T - T_0) \quad (3.13)$$

Avec μ_{w0} la viscosité dynamique du fluide définie à la température de référence T_0 ; α_w le coefficient de variation thermique de la viscosité.

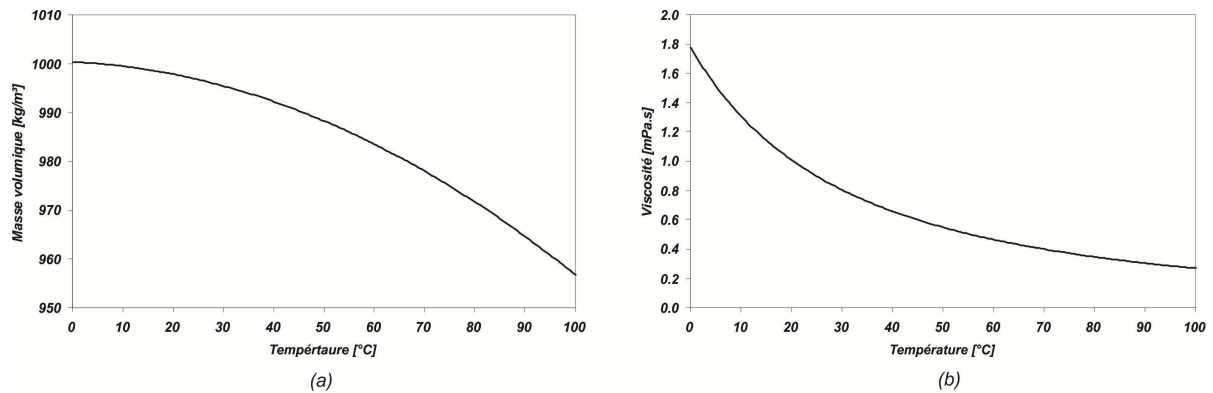


Figure 58: Evolution expérimentale de la masse volumique (a) et de la viscosité (b) de l'eau en fonction de la température à une pression de 0.1 MPa (Wagner et Kruse, 1998)

3.2.4 Equations des transferts de chaleur

Dans cette section, on écrit les équations de conservation et de transport de chaleur dans un milieu poreux saturé. Concernant l'équation de conservation de la chaleur, celle-ci est exprimée de façon similaire à l'équation de conservation de la masse de fluide selon:

$$\dot{S}_T + \text{div}(\underline{V}_T) - Q_T = 0 \quad (3.14)$$

Avec \underline{V}_T le flux de chaleur; S_T l'emmagasinement de chaleur; Q_T une source de chaleur en volume. Le terme d'emmagasinement définit l'enthalpie H_i du système :

$$S_T = \sum H_i \quad (3.15)$$

L'enthalpie représente l'énergie totale d'une phase c'est-à-dire la somme de l'énergie interne et de l'énergie reliée au travail externe exercé sur la phase. La relation de mélange donne pour les différentes phases du matériau les enthalpies suivantes, pour l'eau et pour le solide:

$$H_w = n \cdot \rho_w \cdot c_{p,w} \cdot (T - T_0) \quad (3.16)$$

$$H_s = (1 - n) \cdot \rho_s \cdot c_{p,s} \cdot (T - T_0) \quad (3.17)$$

où $c_{p,w}$ et $c_{p,s}$ sont les chaleurs spécifiques de l'eau et de la phase solide. La chaleur spécifique est la capacité d'emmagasinement de l'énergie thermique, ce qui correspond à la quantité d'énergie gagnée lors de l'augmentation de la température.

Dans les milieux poreux, le transfert de chaleur s'effectue selon deux processus qui sont respectivement: la conduction et l'advection. Les flux de chaleur par conduction impliquent l'ensemble du milieu poreux et se produisent en présence de gradient thermique. Ce mode de transfert est représenté par l'équation de conduction de Fourier qui relie le flux thermique (\underline{i}_{cond}) et le gradient de température ($\underline{grad}(T)$) à travers le coefficient de conductibilité thermique du milieu (λ_m). Cette loi de conduction s'écrit:

$$\underline{i}_{cond} = -\lambda_m \underline{grad}(T) \quad (3.18)$$

Similairement à l'écoulement de fluide, le transfert de chaleur par conduction peut s'effectuer dans un milieu anisotrope. Dans ce cas, on définit un tenseur d'ordre deux des conductivités thermiques par:

$$\underline{i}_{cond} = -\underline{\lambda} \underline{grad}(T) \quad (3.19)$$

Le tenseur des conductivités thermiques est défini en toute généralité à l'aide de six composantes indépendantes.

$$\underline{\lambda} = \begin{bmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

Toutefois, lorsqu'un sol ou une roche est caractérisé par une anisotropie transverse, deux composantes sont alors nécessaires à la description de la conduction thermique: une conductivité thermique verticale (λ_v) et une conductivité thermique horizontale (λ_{hh}) dans le cas où l'axe de symétrie est vertical.

Les transferts de chaleur par advection sont reliés au déplacement du fluide et à la quantité d'énergie contenue dans celui-ci. Ils dépendent de la masse de fluide qui s'écoule à travers une surface unitaire. Les transferts de chaleur sont alors définis par une relation qui relie la vitesse effective et l'enthalpie du fluide :

$$\underline{i}_{adv} = H_w \underline{q}_w^{eff} \quad (3.21)$$

L'expression du flux de chaleur tenant compte de ces deux mécanismes s'écrit:

$$\underline{V}_T = \underline{i}_{cond} + H_w \underline{q}_w^{eff} \quad (3.22)$$

en remplaçant (3.18) et (3.16) dans (3.22), l'équation devient:

$$\underline{V}_T = \underbrace{-\lambda_m \underline{grad}(T)}_{conduction} + \underbrace{c_{p,w} \cdot \rho_w \cdot (T - T_0) \cdot \underline{q}_w^{eff}}_{advection} \quad (3.23)$$

La diffusivité thermique est le rapport entre la conductivité thermique et la capacité thermique volumique. Pour un milieu poreux donné, il s'écrit en fonction des paramètres globaux du milieu:

$$\alpha = \frac{\lambda_m}{(c\rho)_m} \quad (3.24)$$

La conductivité thermique étant définie par un tenseur d'ordre deux en toute généralité, la diffusivité thermique se définit également à l'aide d'un tenseur d'ordre deux. Ce paramètre décrit la capacité d'un corps à modifier sa température en fonction du temps. Il augmente lorsque sa conductivité augmente et décroît lorsque la capacité thermique augmente. Les grandes diffusivités thermiques caractérisent les corps capables de changer rapidement leur température. Pour l'Argile de Boom, une valeur de $6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ est considérée d'après Delage *et al.* (2000) se basant sur les travaux de Picard (1994). A titre comparatif, le fer possède une diffusivité thermique de $2.3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

La conductivité thermique ainsi que la chaleur spécifique de l'eau varient avec la température. Pour reproduire cette variation, une relation linéaire avec la température est choisie pour ces deux propriétés. Les variations avec la température s'écrivent pour la conductivité thermique et pour la chaleur spécifique:

$$\lambda_w(T) = \lambda_{w0} [1 + \gamma_w^T (T - T_0)] \quad (3.25)$$

$$c_{p,w}(T) = c_{p,w0} [1 + C_w^T (T - T_0)] \quad (3.26)$$

3.2.5 Equations d'équilibre macroscopique pour la phase solide

L'équation de conservation de la masse solide est donnée par:

$$\frac{\partial}{\partial t}((1-n)\rho_s) = 0 \quad (3.27)$$

Les équations d'équilibre statique en volume s'écrivent:

$$\text{div}(\sigma_{ij}) + F_i = 0 \quad (3.28)$$

Avec F_i les forces volumiques, qui dans notre cas correspondent aux forces de gravité. Les équations d'équilibre statique en surface sont quant à elles définies par:

$$t_i = \sigma_{ji}n_j \quad (3.29)$$

où \underline{n} représente le vecteur normal à la surface sur laquelle s'applique les contraintes.

En tenant compte du principe des contraintes effectives de Terzaghi, applicable à un milieu saturé, les contraintes totales sont définies comme étant la somme des contraintes effectives, correspondant aux contacts entre les grains, et de la pression d'eau:

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} + p_w \delta_{ij} \quad (3.30)$$

où σ'_{ij} est le tenseur contrainte effective et p_w est la pression d'eau. Dans la suite de ce travail, nous utilisons la notion de contrainte effective définie au sens de Terzaghi comme présentée ci-dessus.

3.3 Modèle de comportement thermo-plastique (TSOIL)

La loi de comportement mécanique développée consiste en un modèle à multi-mécanismes plastiques, c'est-à-dire à un modèle à chapeau ou "cap-model" comprenant une combinaison d'un modèle à frottement interne de type Drucker-Prager, un modèle Cam-Clay modifié et un critère de résistance à la traction (Figure 59(a)). Comme le rappellent de Borst et Groen (2000), les modèles à chapeau permettent de reproduire les comportements mécaniques principaux des sols. Le modèle à frottement interne permet de considérer un cisaillement avec de l'érouissage et de la dilatance. Une limite de contrainte hydrostatique est ajoutée à ce critère sous la forme soit d'une sphère soit d'une ellipse. Dans notre cas, il s'agit de la partie "humide" d'un modèle Cam-Clay modifié permettant de reproduire un comportement volumique contractant.

L'originalité de ce travail consiste à étendre ce modèle de comportement multi-mécanisme à la thermo-plasticité en ajoutant deux nouveaux mécanismes thermoplastiques (TY , LY), développés au CERMES par Sultan (1997) (voir aussi Cui *et al.*, 2000), présenté lors de la revue bibliographique au chapitre précédent. La Figure 59(b) illustre ces différents mécanismes dans le plan (p' , T). La courbe LY représente la diminution de la pression de préconsolidation avec la température alors que la courbe TY modélise les déformations volumiques plastiques engendrées par un accroissement de la température du sol.

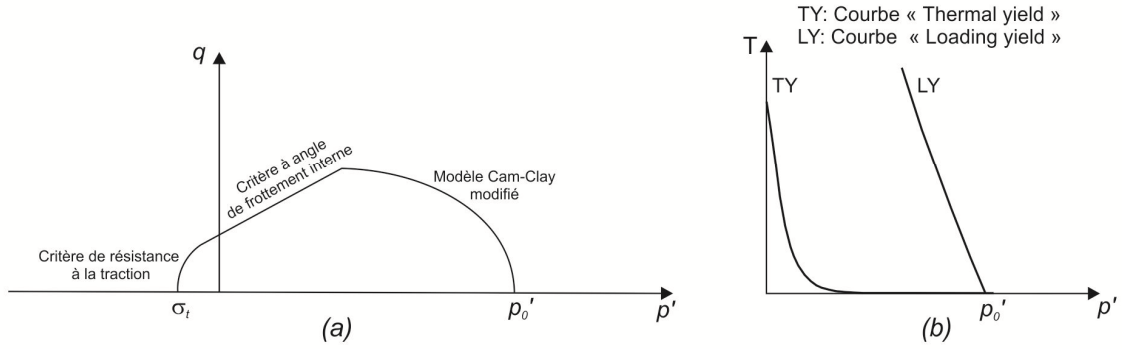


Figure 59: Représentation du modèle thermo-plastique dans le plan (p', q) en (a) et le plan (p', T) en (b)

Dans un premier temps, nous rappelons la définition des invariants que nous utiliserons par la suite.

$I_\sigma = \sigma_{ii}$ est le premier invariant du tenseur des contraintes;

$II_{\hat{\sigma}} = \sqrt{\frac{1}{2} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{ij}}$ correspond au second invariant du tenseur des contraintes

déviatoriques avec les contraintes déviatoriques définies par $\hat{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{I_\sigma}{3} \delta_{ij}$;

$m = a(1 + b \sin 3\beta)^n$ est un coefficient introduit pour prendre en compte de l'influence du troisième invariant du tenseur des contraintes déviatoriques ($III_{\hat{\sigma}}$) et de l'angle de Lode (β);

$$\beta = -\frac{1}{3} \sin^{-1} \left(\frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{III_{\hat{\sigma}}}{II_{\hat{\sigma}}^3} \right) \text{ avec } III_{\hat{\sigma}} = \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{jk} \hat{\sigma}_{ki}$$

Les trois invariants I_σ , $II_{\hat{\sigma}}$ and β définissent un référentiel cylindrique autour de I_σ (Figure 60). Dans ce référentiel, $II_{\hat{\sigma}}$ représente la distance entre un état de contrainte p et l'axe I_σ (axe hydrostatique), l'angle de Lode β représente la position angulaire de l'état de contrainte p par rapport à la ligne de cisaillement pur, avec $\beta \in [-30^\circ; +30^\circ]$. σ_1^* , σ_2^* and σ_3^* représentent les projections des contraintes principales dans le plan déviatorique (ou plan Π).

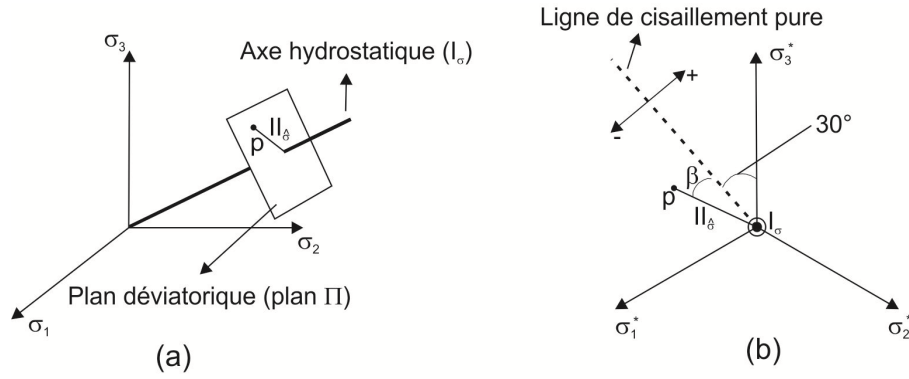


Figure 60: a) Représentation de l'espace des contraintes principales, b) Plan déviatorique

3.3.1 Formulation de la loi élasto-plastique

Dans ce qui suit les tenseurs des contraintes et des déformations sont introduits sous forme vectorielle tels que:

$$\underline{\sigma} = [\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{xy}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz}]^T \quad (3.31)$$

$$\underline{\varepsilon} = [\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{xz}, \varepsilon_{yz}]^T \quad (3.32)$$

La loi de comportement est écrite dans sa forme incrémentale et relie des incréments de contraintes à des incréments de déformations selon:

$$\underline{\dot{\sigma}} = f(\underline{\dot{\varepsilon}}, \underline{\dot{\sigma}}, \kappa, T) \quad (3.33)$$

avec $\underline{\dot{\sigma}}$ le tenseur du taux de contrainte, T est la température et κ représente des variables internes telles les variables d'écrouissage.

Dans un formalisme élasto-plastique classique, le tenseur des déformations peut être décomposé en un tenseur des déformations élastiques et en un tenseur des déformations plastiques comme écrit ci-dessous.

$$\underline{\dot{\varepsilon}} = \underline{\dot{\varepsilon}}^e + \underline{\dot{\varepsilon}}^p \quad (3.34)$$

Les indices supérieurs e et p sont respectivement associés à l'élasticité et à la plasticité. Chaque terme de l'expression précédente peut être dissocié suivant une contribution

mécanique (indice supérieur m) et une contribution thermique (indice supérieur T). Alors, l'expression (3.34) s'écrit :

$$\underline{\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}} = \underline{\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}}^{m,e} + \underline{\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}}^{T,e} + \underline{\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}}^{m,p} + \underline{\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}}^{T,p} \quad (3.35)$$

La loi de Hooke permet de faire le lien entre le tenseur des contraintes et le tenseur des déformations élastiques mécaniques selon:

$$\underline{\underline{\underline{\underline{\sigma}}}} = \underline{\underline{\underline{\underline{C}}}}^e \underline{\underline{\underline{\underline{\epsilon}}}}^{m,e} \quad (3.36)$$

où $\underline{\underline{\underline{\underline{C}}}}^e$ est un tenseur d'ordre 4 définissant le comportement élastique du matériau. Ce tenseur est défini par:

$$C_{ijkl}^e = 2G\delta_{ik}\delta_{jl} + \left(K - \frac{2}{3}G\right)\delta_{ij}\delta_{kl} \quad (3.37)$$

Dans cette relation, le comportement élastique est défini à l'aide du module de compressibilité cubique (K) et du module de cisaillement (G). Ces modules sont définis par :

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \text{ et } G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (3.38)$$

D'une façon générale, ce tenseur s'écrit:

$$C_{ijkl}^e = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} 1-\nu & \nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ & 1-\nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ & & 1-\nu & 0 & 0 & 0 \\ & & & \text{Symétrie} & & \\ & & & & \frac{1-2\nu}{2} & 0 \\ & & & & & \frac{1-2\nu}{2} \\ & & & & & & \frac{1-2\nu}{2} \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

En vertu de considérations thermodynamiques, ce tenseur est symétrique, le module de Young est positif $E > 0$, et le coefficient de Poisson se situe dans l'intervalle $-1 < \nu < 0.5$.

Lorsqu'un corps est soumis à des variations de température, des déformations réversibles volumiques thermiques, fonction du coefficient de dilatation thermique et de l'incrément de

température, apparaissent. Cette relation est écrite en reprenant la notation du modèle de Sultan (1997) comme:

$$\dot{\underline{\varepsilon}}_v^{T,e} = \alpha_2 \dot{T} \quad (3.40)$$

où α_2 définit le coefficient de dilatation thermique volumique du solide.

La relation contrainte/déformation s'écrit en tenant compte des déformations liées à des variations de contraintes et de température comme:

$$\underline{\dot{\sigma}} = \underline{\underline{C}}^e \underline{\dot{\varepsilon}}^{m,e} = \underline{\underline{C}}^e \left(\underline{\dot{\varepsilon}}^e - \dot{\underline{\varepsilon}}_v^{T,e} \frac{I}{3} \right) = \underline{\underline{C}}^e \underline{\dot{\varepsilon}}^e - K \dot{\underline{\varepsilon}}_v^{T,e} \frac{I}{3} \quad (3.41)$$

Lorsque l'état de contrainte atteint la surface de plasticité f , des déformations plastiques $\underline{\dot{\varepsilon}}^p$ sont induites. La condition pour laquelle des déformations permanentes sont induites dans des conditions non-isothermes est la suivante:

$$f(\underline{\dot{\sigma}}, \kappa, T) = 0 \quad (3.42)$$

La condition $f(\underline{\dot{\sigma}}, \kappa, T) < 0$ définit un état de contrainte dans le domaine élastique. Par contre, la condition $f(\underline{\dot{\sigma}}, \kappa, T) > 0$ exprime un état de contrainte non autorisé. L'état de contrainte doit se situer soit dans la zone élastique, soit à sa limite, c'est-à-dire sur la surface de plasticité.

Les déformations plastiques sont données par l'expression suivante où en toute généralité, nous avons considéré une loi d'écoulement non-associée, c'est-à-dire que le potentiel plastique est différent de la surface de plasticité. Dans cette généralisation, les déformations plastiques sont normales à la surface d'écoulement plastique et l'expression est donnée par:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3.43)$$

L'incrément de déformation plastique est fonction de deux termes, un reprenant l'amplitude des déformations ($\dot{\lambda}$), le second définissant la direction de celle-ci ($\frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}}$).

Dans ces conditions et dans le cas où l'état de contrainte satisfait la condition de cohérence, en d'autres termes quand un chargement plastique est atteint, il est possible de calculer l'intensité

de la déformation plastique ou multiplicateur plastique. La condition de cohérence stipule simplement la condition pour laquelle l'état de contrainte respecte la surface de plasticité lors d'un chargement plastique. En reprenant l'expression de Prager, qui en 1952 énonce la condition de cohérence dans le cas d'une plasticité non-isotherme, on obtient:

$$\dot{f} \equiv \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial f}{\partial \kappa} \dot{\kappa} = 0 \quad (3.44)$$

Un déchargement élastique est caractérisé par les conditions:

$$f = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} < 0 \quad (3.45)$$

Les conditions pour un chargement plastique sont:

$$f = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} > 0 \quad (3.46)$$

Finalement, un chargement neutre est décrit par:

$$f = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} = 0 \quad (3.47)$$

Sachant que la variable d'écouissage est liée à la déformation plastique, nous pouvons alors réécrire (3.44) comme:

$$\dot{f} \equiv \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial f}{\partial \kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial \lambda} \dot{\lambda} = 0 \quad (3.48)$$

En injectant (3.43) dans (3.36) et en tenant compte de (3.35), on a:

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl}^e \left(\dot{\epsilon}_{kl} - \dot{\epsilon}_{kl}^{T,e} - \dot{\epsilon}_{kl}^{T,p} - \dot{\lambda} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{kl}} \right) \quad (3.49)$$

Définissant les déformations thermiques élastiques et plastiques par les termes génériques suivants:

$$\dot{\epsilon}_{kl}^T = \dot{\epsilon}_{kl}^{T,e} + \dot{\epsilon}_{kl}^{T,p} = (\alpha_2 + \alpha_p)_{kl} \dot{T} \quad (3.50)$$

où α_2 et α_p représentent respectivement les coefficients de dilatation élastique et plastique.

La condition de cohérence se réécrit comme:

$$\dot{f} \equiv \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} C_{ijkl}^e \left(\dot{\epsilon}_{kl} - (\alpha_2 + \alpha_p)_{kl} \dot{T} - \dot{\lambda} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{kl}} \right) + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial f}{\partial \kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial \dot{\lambda}} \dot{\lambda} = 0 \quad (3.51)$$

A partir de ces expressions, il est possible alors d'isoler la valeur du multiplicateur, ce qui donne:

$$\dot{\lambda} = \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} C_{ijkl}^e \dot{\epsilon}_{kl} - \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} C_{ijkl}^e (\alpha_2 + \alpha_p)_{kl} + \frac{\partial f}{\partial T} \right) \dot{T}}{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} C_{ijkl}^e \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} - \frac{\partial f}{\partial \kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial \dot{\lambda}}} \quad (3.52)$$

Finalement, on obtient la loi constitutive incrémentale élasto-plastique tenant compte des déformations élastiques et plastiques thermiques:

$$\dot{\sigma}_{ij} = (C_{ijkl}^e - C_{ijkl}^p) \dot{\epsilon}_{kl} - C_{ijkl}^e \left((\alpha^e + \alpha^p)_{kl} - \frac{\partial g}{\partial \sigma_{kl}} \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} C_{ijkl}^e (\alpha_2 + \alpha_p)_{kl} + \frac{\partial f}{\partial T} \right) \right) \dot{T} \quad (3.53)$$

où C_{ijkl}^p représente le tenseur élasto-plastique exprimé par:

$$C_{ijkl}^p = \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} C_{ijkl}^e C_{ijkl}^e \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}}}{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} C_{ijkl}^e \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} - \frac{\partial f}{\partial \kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial \dot{\lambda}}} \quad (3.54)$$

Une plasticité parfaite se caractérise par une augmentation de contrainte qui est limitée par un critère fixe. Dans ce cas, la taille et la position de la surface de plasticité n'est pas influencée par l'intensité de la déformation plastique.

Dans le cas d'écouvissage, qu'il soit positif ou négatif, les déformations permanentes engendrent des modifications non-réversibles de la surface de plasticité. Lorsque la taille de la surface est affectée, on parle d'écouvissage isotrope. Lorsque sa position évolue avec les déformations plastiques, on obtient un écouvissage cinématique.

3.3.2 Elasticité des géomatériaux

Il est admis que les géomatériaux montrent un comportement élastique non-linéaire avec une dépendance des modules élastiques à la contrainte moyenne (Houlsby, 1985; Hueckel *et al.*, 1992; Laloui, 1993, Atkinson, 2000). Collin (2003) rassemble différentes expressions de cette dépendance des modules élastiques à la pression moyenne. Dans le code de calcul *LAGAMINE*, deux expressions d'élasticité non-linéaire sont implémentées. Ces expressions sont reprises au Tableau 8 et sont relatives à des modules tangents.

Modèle	Module cubique K_t	Module de cisaillement G_t
Elasticité Linéaire	K_0	G_0
Elasticité non-linéaire (1)	$K = \frac{(1+e_0)}{\kappa} p'$	$G = \frac{3(1-2\nu)}{2(1+\nu)} K$
Elasticité non-linéaire (2)	$K = K_0 + \frac{(1+e_0)}{\kappa} p'$	G_0

Tableau 8 : Résumé des différents modes d'élasticité linéaires et non-linéaires

Lorsque des déformations thermiques élastiques sont ajoutées, nous obtenons par exemple l'expression suivante en considérant l'expression (3.40) et la première forme d'élasticité non-linéaire:

$$\dot{\epsilon}_v^e = \frac{\kappa}{1+e_0} \frac{\dot{p}'}{p'} + \alpha_2 \dot{T} \quad (3.55)$$

Bien que certains auteurs considèrent le coefficient de dilatation thermique (α_2) variant avec la température et la pression (Baldi *et al.*, 1988; Hueckel et Borsetto, 1990), dans ce travail, nous considérons celui-ci comme indépendant de ces deux variables.

Par contre, les déformations déviatoriques sont supposées être indépendantes de la température. La relation reliant les déformations déviatoriques aux contraintes déviatoriques est:

$$\dot{\epsilon}_q^e = \frac{1}{2G} \dot{q} \quad (3.56)$$

3.3.3 Mécanismes plastiques

La plasticité proposée est basée sur un ensemble de surfaces de plasticité composée d'un critère à angle de frottement interne, d'un modèle Cam-Clay modifié, correspondant à la partie 'humide' du modèle, d'un critère de rupture en traction et du mécanisme thermo-plastique (Figure 61). La section suivante présente les différentes surfaces de plasticité individuellement. Il s'agit d'un modèle à chapeau. Il permet de mieux reproduire certains mécanismes qu'un modèle unique. En effet, l'utilisation d'un modèle Cam-Clay montre une surestimation des résistances au cisaillement des sols surconsolidés, dans la partie dite 'sèche' du Cam-Clay, que l'on compense en employant un modèle à frottement interne de type Drucker-Prager. L'utilisation de ce critère à frottement permet en outre d'éviter les éventuelles instabilités numériques liées à l'adoucissement plastique obtenu dans la partie dite sèche du modèle Cam-Clay modifié. Un critère de résistance à la traction est représenté par un critère hyperbolique plus représentatif des géomatériaux.

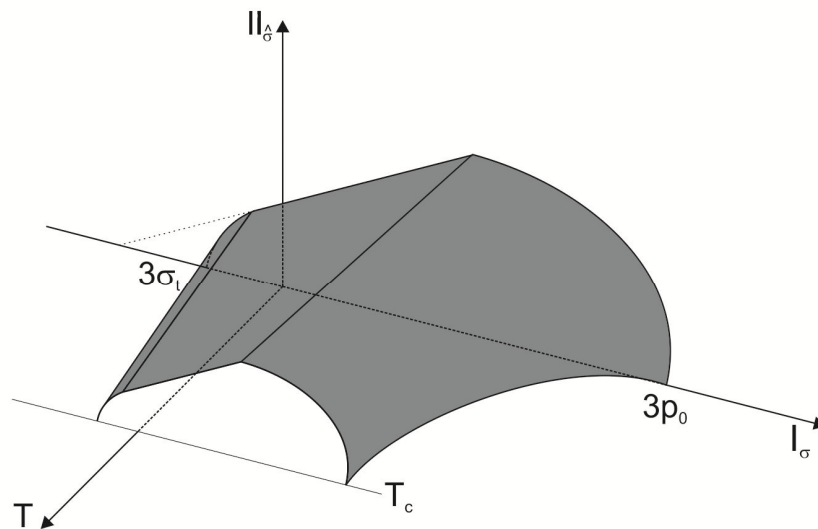


Figure 61: Illustration du modèle à chapeau muni de la thermo-plasticité. T_c représente la température critique exprimant une limite dans l'évolution thermique du matériau

3.3.4 Modèle Cam-Clay modifié

Le modèle Cam-Clay modifié (Schofield et Wroth, 1968; Burland et Roscoe, 1968) définit une surface de plasticité de forme semi-elliptique dans le plan du premier invariant du tenseur

de contraintes et du deuxième invariant des contraintes déviatoriques. La surface de plasticité s'écrit:

$$f \equiv II_{\hat{\sigma}}^2 + m^2 \left(I_{\sigma} + \frac{3c}{\tan \phi_C} \right) (I_{\sigma} - 3p_0) = 0 \quad (3.57)$$

avec $I_{\sigma} = \sigma_{ii}$: est le premier invariant du tenseur contrainte; $II_{\hat{\sigma}} = \sqrt{\frac{1}{2} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{ij}}$ est le deuxième invariant du tenseur des contraintes déviatoriques ; p_0 est la contrainte de préconsolidation; c est la cohésion; ϕ_C est l'angle de frottement selon le critère de Mohr-Coulomb pour des chemins de contrainte triaxiaux en compression.

Le paramètre m implique une dépendance du troisième invariant du tenseur des contraintes déviatoriques sur la forme de la surface de plasticité dans le plan déviatorique. La conséquence de cette dépendance peut être visualisée dans le plan déviatorique où la forme de la surface n'est plus un cercle à la différence d'un modèle Drucker-Prager (Figure 66, voir loi PLASOL). Ce paramètre est défini par:

$$m = a(1 + b \sin 3\beta)^n \quad (3.58)$$

Avec $\sin 3\beta$ fonction du troisième invariant du déviateur des contraintes :

$$\sin 3\beta = - \left(\frac{3\sqrt{3}}{3} \frac{III_{\hat{\sigma}}}{II_{\hat{\sigma}}^3} \right) \quad (3.59)$$

Les paramètres a et b sont des coefficients fonction de l'angle de frottement dans des chemins de compression ou de traction. n définit la courbure de la surface de plasticité, une valeur de $n=-0.229$ assure la convexité de la surface de plasticité. Les paramètres sont décrits en détail à la section qui suit.

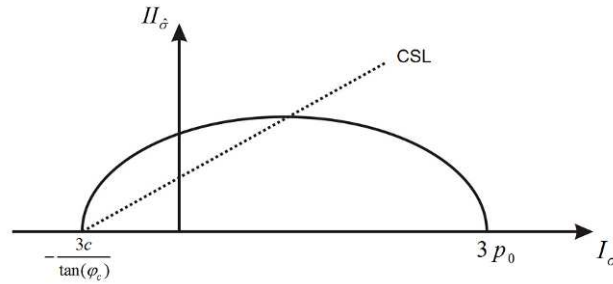


Figure 62 : Illustration de la surface de plasticité dans le plan $(I_\sigma, II_{\dot{\sigma}})$

La courbe *LY* traduit la dépendance du modèle Cam-Clay à la température en suggérant une diminution de la pression de préconsolidation avec les augmentations de température. Dans le modèle développé par Sultan (1997), l'évolution de cette limite isotrope avec la température est donnée par:

$$p_0(T) = p_0(T_0) \exp(-\alpha_0 \Delta T) \quad (3.60)$$

où α_0 définit la courbure de la courbe *LY*. Dans ce modèle, l'expression proposée par Laloui et Cekerevac (2003) est également implémentée dans le code de calcul, c'est-à-dire:

$$p'_0(T) = p'_0(T_0) \left(1 - \gamma_T \log \left[\frac{T}{T_0} \right] \right) \quad (3.61)$$

La fonction $p_0(T)$ définit la surface *LY* dans le plan (p', T) et permet de reproduire la diminution de la limite de plasticité isotrope avec la température. Cette limite constitue en outre une première limite entre un comportement thermo-élastique et un comportement thermo-plastique. Lorsqu'un chemin purement thermique atteint cette limite, des déformations irréversibles de contraction se produisent au niveau de la matrice solide du sol. Mais, comme nous l'avons vu précédemment, cette limite n'est pas suffisante pour reproduire l'ensemble des phénomènes thermo-plastiques. C'est pourquoi nous ajoutons par la suite un autre mécanisme thermo-plastique nommé *TY*.

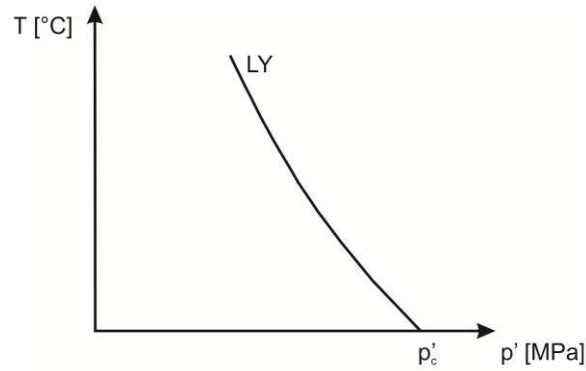


Figure 63: Courbe LY dans le plan (p', T) représentant la diminution de la pression de préconsolidation avec la température

On ajoute également dans ce modèle une expression proposée par Li *et al.* (2005) qui relie de façon linéaire la température à la cohésion. Ceci permet de tenir compte d'un éventuel changement de la cohésion avec la température et donc, de tenir compte d'une diminution de la résistance au cisaillement avec la température. Cette expression est donnée par:

$$c(T) = c_0 + A_{cT} \Delta T \quad (3.62)$$

où c_0 est la cohésion initiale et A_{cT} un paramètre matériel.

Condition de cohérence

La condition de cohérence tient compte de l'état de contrainte ainsi que la variable interne qui n'est d'autre que le paramètre d'érouissage modifiant la taille de la surface de plasticité. Cette variable pour le modèle Cam-Clay est la pression de préconsolidation. Afin de tenir compte de l'adoucissement thermique se produisant pour des variations de température, l'expression est:

$$\dot{f} \equiv \frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \underline{\dot{\sigma}} + \frac{\partial f}{\partial p_0} \dot{p}_0 + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} = 0 \quad (3.63)$$

Surface d'écoulement

La loi d'écoulement plastique consiste en une loi associée. En conséquence, le potentiel plastique est le même que la surface de plasticité. La loi d'écoulement du modèle Cam-Clay modifié est définie par (Burland, 1965) :

$$\frac{d\varepsilon_q^p}{d\varepsilon_v^p} = \frac{M^2 - \left(\frac{q}{p}\right)^2}{2\left(\frac{q}{p}\right)} \quad (3.64)$$

La surface d'écoulement associée est donnée par l'expression suivante qui est la même que la fonction de charge.

$$g \equiv \Pi_{\hat{\sigma}}^2 + m^2 \left(I_{\sigma} + \frac{3c(T)}{\tan \phi_C} \right) (I_{\sigma} - 3p_0) = 0 \quad (3.65)$$

Règle d'écrouissage

La règle d'écrouissage décrit une relation incrémentale entre la pression de préconsolidation (p_0) et les déformations plastiques volumiques ε_v^p :

$$\frac{dp_0}{p_0} = \frac{1+e_0}{\lambda - \kappa} d\varepsilon_v^p \quad (3.66)$$

Un écrouissage apparait lorsque l'état de contrainte atteint la partie humide du Cam-Clay (partie droite, Figure 64), ce qui provoque une augmentation de la pression de préconsolidation avec une augmentation des déformations volumiques plastiques. Par contre, la partie sèche du Cam-Clay (partie gauche, Figure 64) caractérise un comportement adoucissant avec une diminution de la taille de la surface de plasticité une fois celle-ci atteinte par un chemin de contraintes. Cette dernière partie adoucissante n'est pas considérée dans ce modèle multi-mécanisme. En effet, le comportement déviatorique pour les faibles états de contrainte est défini grâce à un critère à frottement interne décrit ci-après.

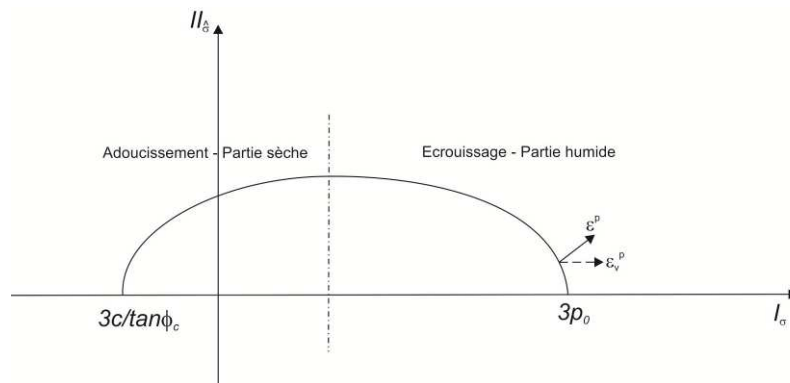


Figure 64: Illustration du modèle Cam-Clay modifié et des différents écrouissages associés

Le calcul des déformations plastiques volumiques est réalisé grâce à la relation:

$$\dot{\varepsilon}_v^p = \dot{\lambda} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ii}} \quad (3.67)$$

3.3.5 Mécanisme à frottement interne: modèle PLASOL

La loi à frottement interne est la loi PLASOL définie par Barnichon (1998). Dans ce modèle de comportement, la surface de plasticité consiste en un critère de type Drucker-Prager (1952) ou un critère de Van Eekelen (1980) (Figure 65). L'expression de cette surface de plasticité dans le plan des invariants est donnée par l'expression:

$$f \equiv II_{\sigma} + m \left(I_{\sigma} - \frac{3c(T)}{\tan \phi_c} \right) = 0 \quad (3.68)$$

avec ϕ_c l'angle de frottement en compression, c la cohésion et m dépend du modèle de comportement. Pour le critère de Drucker-Prager, $m = \frac{2 \sin \phi_c}{\sqrt{3}(3 - \sin \phi_c)}$, l'expression pour le critère de Van Eekelen est donnée ci-dessous.

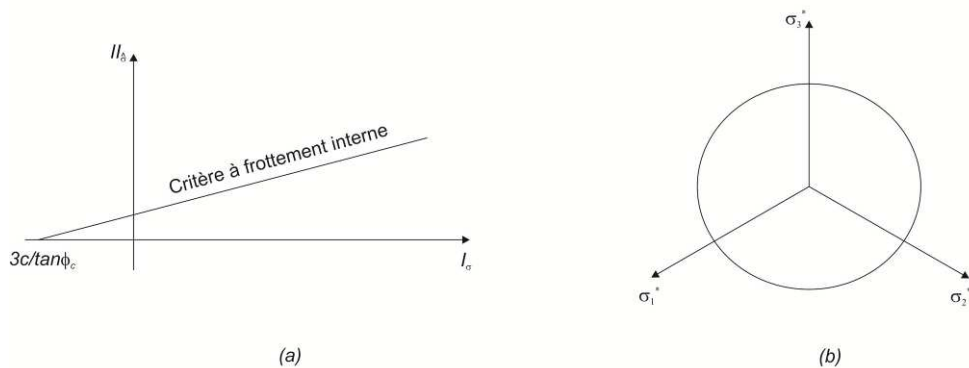


Figure 65 : (a) Critère à frottement interne dans le plan $(I_{\sigma}, II_{\sigma})$. (b) Représentation du critère dans le plan des contraintes déviatoriques

De la même façon que le modèle Cam-Clay, une diminution de la cohésion avec la température est considérée selon la formule suivante:

$$c(T) = c_0 + A_{cT} \Delta T \quad (3.69)$$

où c_0 est la cohésion initiale et A_{cT} un paramètre matériel

La distinction entre le critère de Drucker-Prager et le critère de Van Eekelen se trouve dans la dépendance de la surface de plasticité à l'angle de Lode (β). Dans le plan des contraintes déviatoriques, le critère de Drucker-Prager est un cercle (Figure 66) circonscrit au critère de Mohr-Coulomb. Dans la formulation du modèle Drucker-Prager, l'angle de frottement en compression est fonction de l'angle en extension. Barnichon (1998) montre que pour des angles de frottement en compression élevés, la résistance en extension est alors surestimée. Le critère de Van Eekelen propose une distinction entre ces deux angles de frottement et se rapproche alors plus du critère de Mohr-Coulomb.

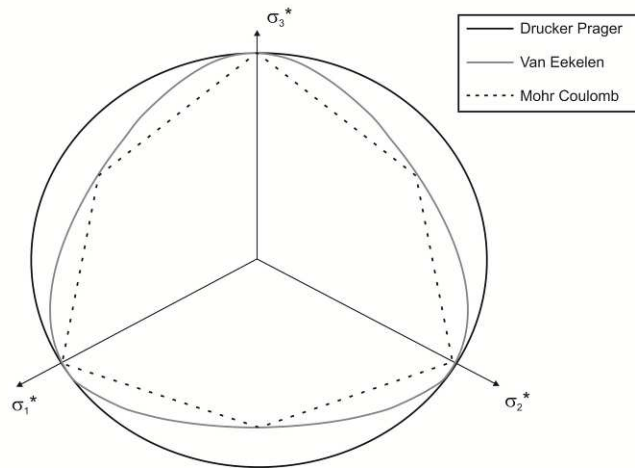


Figure 66: Formes géométriques des critères à frottement interne dans le plan des contraintes déviatoriques: Mohr Coulomb, Van Eekelen, Drucker Prager

Comme expliqué précédemment, le critère de Van Eekelen diffère par l'introduction de l'angle de Lode dans l'expression de m qui est:

$$m = a(1 + b \sin 3\beta)^n \quad (3.70)$$

où a et b sont des paramètres écrits en fonction des rayons réduits pour des chemins triaxiaux axisymétriques de compression (r_C) et d'extension (r_E). Les expressions sont:

$$b = \frac{\left(\frac{r_C}{r_E}\right)^{\frac{1}{n}} - 1}{\left(\frac{r_C}{r_E}\right)^{\frac{1}{n}} + 1} \quad (3.71)$$

$$a = \frac{r_c}{(1+b)^n} \quad (3.72)$$

Et finalement les expressions de r_c et r_E sont:

$$r_c = \frac{2 \sin \phi_c}{\sqrt{3}(3 - \sin \phi_c)} \quad (3.73)$$

$$r_E = \frac{2 \sin \phi_E}{\sqrt{3}(3 + \sin \phi_E)} \quad (3.74)$$

Condition de cohérence

Les variables internes de ce modèle sont les angles de frottement en compression et en extension ainsi que la cohésion. La condition de cohérence est donnée alors par:

$$\dot{f} \equiv \frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \underline{\dot{\sigma}} + \frac{\partial f}{\partial \phi_c} \dot{\phi}_c + \frac{\partial f}{\partial \phi_E} \dot{\phi}_E + \frac{\partial f}{\partial c} \dot{c} + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} = 0 \quad (3.75)$$

Surface d'écoulement

La surface de plasticité est non-associée selon:

$$g \equiv II_{\hat{\sigma}} - m' \left(I_{\sigma} + \frac{3c}{\tan \phi_c} \right) = 0 \quad (3.76)$$

avec m' défini par les mêmes relations que le paramètre m où les angles de frottement en compression et en extension sont remplacés par des angles de dilatance ψ_c et ψ_E .

Règle d'écrouissage

Les mécanismes d'écrouissage sont le fruit de l'évolution de la déformation déviatorique équivalente ou déformation plastique de Von Mises. Cette déformation est définie par:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{eq}^p = \int_0^t \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{eq}^p dt \quad (3.77)$$

Les incréments de déformation équivalente sont quant à eux donnés par:

$$\dot{\varepsilon}_{eq}^p = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p} = \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} - \frac{1}{3} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{kk}} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ll}} \right)} \quad (3.78)$$

Les variables d'érouissage sont la cohésion et l'angle de frottement, que celui-ci soit en compression ou en extension. Les expressions de l'érouissage, c'est-à-dire de l'évolution de ces variables en fonction de la déformation déviatorique équivalente, sont données par relation hyperbolique (Figure 67):

$$\begin{aligned} \phi_C &= \phi_{C0} + \frac{(\phi_{Cf} - \phi_{C0}) \varepsilon_{eq}^p}{\beta_{\phi_c} + \varepsilon_{eq}^p} \\ \phi_E &= \phi_{E0} + \frac{(\phi_{Ef} - \phi_{E0}) \varepsilon_{eq}^p}{\beta_{\phi_E} + \varepsilon_{eq}^p} \\ c &= c_0 + \frac{(c_f - c_0) \varepsilon_{eq}^p}{\beta_c + \varepsilon_{eq}^p} \end{aligned} \quad (3.79)$$

Ces processus sont indépendants et peuvent être appliqués simultanément ou séparément. Les coefficients β_{ϕ_c} et β_c représentent respectivement les valeurs de déformation pour lesquelles la moitié de l'érouissage est atteint.

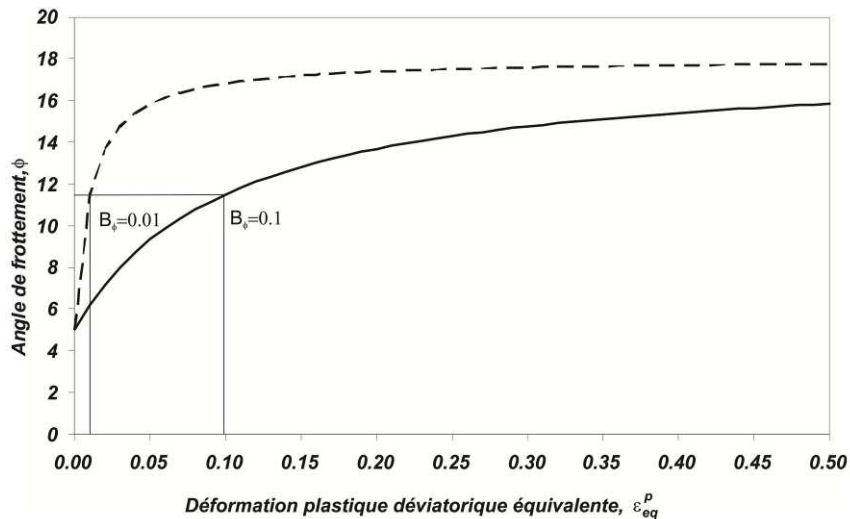


Figure 67 : Erouissage représenté par des relations hyperboliques (exemple pour $\phi_{C0} = 5^\circ$ and $\phi_{Cf} =$

18°)

3.3.6 Critère de résistance à la traction

Classiquement, les résultats expérimentaux en mécanique des roches montrent que la résistance en traction est drastiquement inférieure à la résistance à la compression. L'ordre de grandeur du rapport de ces deux paramètres vaut 10. Jaeger et Cook (1976) rappellent que les résistances en traction sont le plus souvent représentées par des surfaces hyperboliques. En effet, le modèle de Mohr-Coulomb surestime la résistance en traction des roches. Il est donc légitime de considérer un modèle caractérisant mieux cette résistance. Se basant sur les travaux de Collin (2003), le même modèle de rupture à la traction a été choisi. La loi d'écoulement est associée et sans écrouissage. La limite de plasticité est écrite suivant :

$$f \equiv II_{\sigma}^2 - m^2 (I_{\sigma} + 3\sigma_{t,i}) \left(I_{\sigma} + \left(\frac{3c(T)}{\tan \phi_C} \right)^2 \frac{1}{3\sigma_{t,i}} \right) = 0 \quad (3.80)$$

Avec $\sigma_{t,i}$ la limite de résistance en traction isotrope. On note la prise en compte de la variation de la cohésion avec la température selon l'équation (3.69).

Dans ce modèle de résistance à la traction, une loi d'écoulement associée et une plasticité parfaite sont considérées. Selon cette plasticité parfaite, aucun écrouissage de la limite en traction n'est envisagée même si un adoucissement de la surface est possible par évolution de la cohésion avec la température.

3.3.7 Mécanisme thermo-plastique, courbe TY

Les mécanismes thermoplastiques implémentés correspondent aux développements de Sultan (1997) et Cui et al. (2002). Ils considèrent un mécanisme plastique rendant compte de l'apparition de déformations thermoplastiques de contraction pour des sols surconsolidés.

La courbe *TY* rend compte des déformations plastiques thermiques de contraction apparaissant quand la température est supérieure à celle déjà rencontrée durant l'histoire du matériau. L'expression de cette surface dans le plan (I_{σ}, T) s'écrit:

$$f \equiv (T_c - T_0) \exp\left(-\beta_{TY} \frac{I_{\sigma}}{3}\right) + T_0 - T = 0 \quad (3.81)$$

ou T_c est une température critique, T_0 une température de référence et β_{TY} est un paramètre de forme, c'est-à-dire le paramètre d'érouissage de cette courbe.

L'expression de la déformation plastique thermique est donnée par la relation suivante:

$$d\varepsilon_v^{T,p} = \alpha_p \left[\exp(\alpha_p \Delta T) - a \right] dT \quad (3.82)$$

où α_p est un paramètre représentant l'importance des déformations plastiques, a est un paramètre de forme proche de l'unité et $\Delta T = T - T_0$. Expérimentalement (Chapitre 2), il est montré que la contraction plastique induite par la température est fonction de l'état de contrainte et donc, varie avec le niveau de surconsolidation du sol (OCR). Pour un sol surconsolidé ($OCR > 1$), la valeur de α_p peut être trouvée en faisant l'hypothèse qu'à la transition entre un comportement de contraction et de dilatation, chaque incrément de déformation thermique est nul, donc:

$$d\varepsilon^e = d\varepsilon^p = 0 \Leftrightarrow \alpha_2 + \alpha_p \left[\exp(\alpha_p \Delta T) - a \right] = 0 \quad (3.83)$$

Il faut déterminer l'instant thermique où cette transition à lieu. Pour ce faire, nous disposons de l'expression de la courbe HC (Heating contraction) qui permet de déterminer le moment de cette transition. Cette courbe ne représente pas un mécanisme plastique mais permet de calculer le moment du passage d'un comportement thermique de dilatation à un comportement de contraction:

$$I_\sigma = 3c_1 p'_{c0} \exp(c_2 \Delta T) \quad (3.84)$$

Où c_1 correspond à l'intersection de la courbe HC avec l'axe des p' et c_2 est un paramètre de forme, $\Delta T = T - T_0$. Cette courbe permet de calculer α_p et donc de déterminer l'amplitude des déformations plastiques thermiques pour des sols surconsolidés. A partir de cette expression, il est possible d'extraire ΔT et la température à laquelle se fait la transition entre le comportement dilatant et le comportement contractant.

$$T = \frac{1}{c_2} \ln \left(\frac{1}{c_1} \frac{I_\sigma}{3p'_c} \right) + T_0 \quad (3.85)$$

En résolvant (3.83) par itérations connaissant l'instant de la transition entre le comportement de dilatation et de contraction donné par (3.85), il est possible d'estimer la valeur de α_p pour les sols surconsolidés. Pour les sols normalement consolidés, α_p est donné par:

$$\alpha_p = \frac{-\alpha_2}{1-a} \quad (3.86)$$

Condition de cohérence

La variable interne qui contrôle la forme de la surface de plasticité est le paramètre β_{TY} . La condition de cohérence pour ce modèle thermo-plastique est:

$$\dot{f} \equiv \frac{\partial f}{\partial p'} \dot{p}' + \frac{\partial f}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial f}{\partial \beta_{TY}} \dot{\beta}_{TY} = 0 \quad (3.87)$$

Surface d'écoulement

Pour reproduire l'influence de l'état de contrainte sur le caractère dilatant ou contractant des déformations thermo-plastiques, il est nécessaire d'avoir une plasticité associée.

Règle d'écrouissage

La variable interne (β_{TY}) définit la forme de la surface de plasticité. Plus ce paramètre est grand, plus le sol considéré possède un domaine thermo-élastique réduit de sorte qu'il est supposé n'avoir jamais connu d'évolution de température significative. Lorsque des déformations plastiques thermiques sont induites, un écrouissage apparaît et le sol supporte mieux les températures déjà rencontrées dans son histoire. L'expression de cet écrouissage est:

$$d\beta_{TY} = \frac{-\exp(\beta_{TY} p')}{p'(T_c - T_0)\alpha_p [\exp(\alpha_p \Delta T) - a]} d\varepsilon_v^p \quad (3.88)$$

3.3.8 Résumé du modèle de comportement développé

En résumé, le modèle thermo-plastique choisi consiste en une extension d'un modèle à chapeau à la prise en compte de la température. Il s'agit donc d'un modèle à surfaces de plasticité multiples comprenant un modèle à frottement interne de type Drucker-Prager ou Van Eekelen, un modèle Cam-Clay modifié, un critère de résistance à la traction. Ce modèle à 3 surfaces de plasticité est étendu à la température selon le modèle de comportement thermo-plastique défini par Sultan (1997). Ce modèle permet de considérer la diminution de la surface de plasticité à travers une diminution de la pression de préconsolidation ou de la cohésion avec la température. En outre, il est capable de tenir compte de l'influence de l'état de contrainte dans la détermination des déformations plastiques d'origine thermique.

3.4 Intégration numérique des lois constitutives

La méthode utilisée pour cette intégration consiste en un algorithme implicite où l'état de contrainte est calculé en fonction des différentes variables à la fin du pas. Plus exactement, il s'agit d'une méthode appelée "return mapping" dans la littérature anglo-saxonne (Simo et Hughes, 1998) qui est basée sur la notion de prédicteur élastique et de correcteur plastique. La méthode peut être décomposée en trois étapes:

1. calcul d'un prédicteur élastique;
2. vérification du respect de la condition de cohérence;
3. calcul d'un correcteur plastique dans le cas d'un chargement plastique.

La première étape consiste à calculer à partir d'un état de contrainte σ_{ij}^A un prédicteur élastique, c'est à dire la contrainte correspondant à une réponse purement élastique:

$$\sigma_{ij}^E = \sigma_{ij}^A + \Delta\sigma_{ij}^e \quad (3.89)$$

où σ_{ij}^E est le prédicteur élastique. L'incrément de contrainte $\Delta\sigma_{ij}^e$ correspondant à ce chemin élastique est:

$$\Delta\sigma_{ij}^e = C_{ijkl}^e \left(\Delta\varepsilon_{kl} - \Delta\varepsilon_{kl}^{T,e} \delta_{kl} \right) \quad (3.90)$$

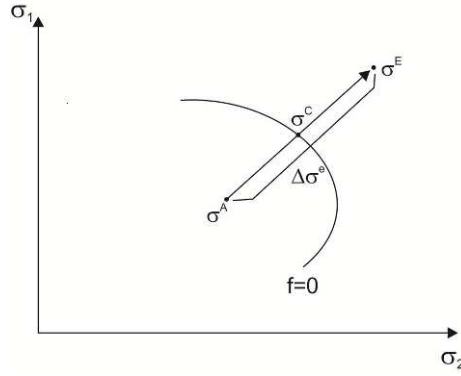


Figure 68: Notion de prédicteur/ correcteur pour l'intégration numérique des lois constitutives. (d'après Barnichon, 1998)

A partir de ce moment, deux possibilités existent:

1. soit σ_{ij}^E respecte le critère de plasticité, c'est-à-dire que $f(\sigma^E, \kappa^A, T^B) \leq 0$;
2. soit le prédicteur élastique viole le critère de plasticité, en d'autres termes $f(\sigma^E, \kappa^A, T^B) > 0$.

Dans le premier cas mentionné ci-dessus, l'état de contrainte est élastique et le prédicteur correspond à l'état de contrainte à la fin du pas, $\sigma_{ij}^B = \sigma_{ij}^E$. Dans le second cas, une correction plastique doit être calculée pour que la condition de cohérence soit respectée, c'est-à-dire qu'à la fin du chargement plastique, l'état de contrainte se situe sur la surface de plasticité actualisée par les conditions d'écrouissage. Donc, lorsque le prédicteur élastique viole la surface de plasticité, des déformations plastiques sont générées. Celles-ci sont normales à la surface d'écoulement et sont définies par:

$$\Delta \varepsilon_{kl}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{kl}} \quad (3.91)$$

avec $\dot{\lambda}$ représentant l'amplitude des déformations plastiques et $\frac{\partial g}{\partial \sigma_{kl}}$ la normale à la surface d'écoulement plastique. Pour rappel, afin de définir la déformation plastique, il est nécessaire de connaître l'amplitude et la direction de celle-ci.

Quand le prédicteur viole le critère de plasticité, différentes méthodes existent afin de ramener l'état de contrainte sur la surface de plasticité. Pour une analyse des différentes méthodes d'intégration, on renvoie notamment à Charlier (1987). La méthode présentée ici correspond à

un schéma d'intégration implicite, c'est-à-dire que toutes les variables sont calculées à la fin du pas de temps.

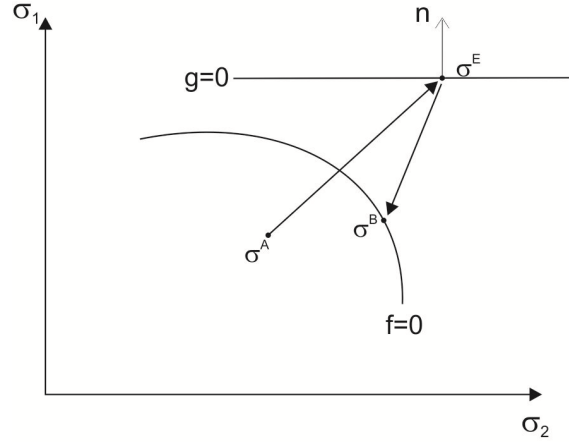


Figure 69: Illustration des concepts de l'algorithme d'intégration numérique implicite (d'après Barnichon, 1998)

Le calcul de l'état de contrainte en fin de pas respectant la surface de plasticité actualisée est basé sur un algorithme itératif. Une linéarisation de la fonction de charge suivant un développement en série de Taylor limité au premier ordre donne:

$$f(\sigma_{ij}^B + \Delta\sigma_{ij}^p, T^B + \Delta T, \kappa^B + \Delta\kappa) = f(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) + \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}^B} \Delta\sigma_{ij}^p + \frac{\partial f}{\partial T^B} \Delta T + \frac{\partial f}{\partial \kappa^B} \Delta\kappa \quad (3.92)$$

Sachant que

$$\Delta\sigma_{ij}^p = -C_{ijkl}^e \Delta\varepsilon_{kl}^p \quad (3.93)$$

et

$$\Delta\kappa = \frac{d\kappa}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (3.94)$$

L'équation (3.92) est réécrite selon:

$$f(\sigma_{ij}^B + \Delta\sigma_{ij}^p, T^B + \Delta T, \kappa^B + \Delta\kappa) = f(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \Delta\varepsilon_{kl}^p + \frac{\partial f}{\partial T^B} \Delta T + \frac{\partial f}{\partial \kappa^B} \frac{d\kappa}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\lambda} \Delta\lambda = 0 \quad (3.95)$$

La condition de cohérence impose lors d'un chargement plastique $f = 0$ ce qui permet d'isoler $\Delta\dot{\lambda}$ et de finalement écrire en toute généralité:

$$\Delta\dot{\lambda} = \frac{f(\sigma_{ij}^B, T^B, \kappa^B) + \frac{\partial f}{\partial T^B} \Delta T}{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g}{\partial \sigma_{kl}^B} - \frac{\partial f}{\partial \kappa^B} \frac{d\kappa}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\dot{\lambda}}} \quad (3.96)$$

en n'oubliant pas que:

$$\Delta\varepsilon_{kl}^p = \Delta\dot{\lambda} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{kl}^B} \quad (3.97)$$

L'état de contrainte corrigé s'obtient par itérations à partir de:

$$\sigma_{ij}^B = \sigma_{ij}^E - \Delta\dot{\lambda} C_{ijkl}^e \frac{\partial g}{\partial \sigma_{kl}^B} \quad (3.98)$$

Selon Barnichon (1998), pour un critère de plasticité parfaitement circulaire comme celui de Drucker-Prager ou de Von Mises, une itération suffit à corriger l'état de contrainte. Dans le cas d'un critère non circulaire, plusieurs itérations sont nécessaires. Il en est de même lorsqu'un écrouissage, négatif ou positif, est actif. Afin d'atteindre la condition de convergence ($f(\sigma^B, \kappa^B) \approx 0$), un critère est adopté en fonction des incréments de contrainte entre la $n^{ième}$ et la $(n-1)^{ième}$ itération. Ce critère s'écrit:

$$\left| \frac{\Delta\sigma_{ij}^n}{\Delta\sigma_{ij}^{n-1}} - 1 \right| < Prec \quad (3.99)$$

avec une valeur de $Prec = 10^{-3}$ qui permet de définir la convergence lorsque la différence entre deux itérations successives est inférieure à 0.1%.

Cette dernière description de l'intégration de la loi de comportement est réalisée lorsque les surfaces de charge rencontrées sont liées à des déformations mécaniques (Cam-Clay, mécanisme à frottement interne, critère de résistance à la traction). Dans un cas non-isotherme, lorsque des déformations plastiques thermiques sont générées, c'est-à-dire quand la courbe TY est croisée par le chemin de contraintes, la procédure à suivre est différente. On détermine, en premier lieu, un incrément de température plastique (Figure 70) à partir duquel

on calcule les incréments de déformations volumiques plastiques thermiques selon l'expression analytique donnée pour le mécanisme TY (eq.(3.82)).

L'incrément de déformation volumique plastique thermique est défini selon:

$$d\varepsilon_v^{T,p} = \alpha_p \left[\exp(\alpha_p \Delta T) - a \right] dT^p \quad (3.100)$$

où dT^p correspond à un incrément de température plastique (Figure 70).

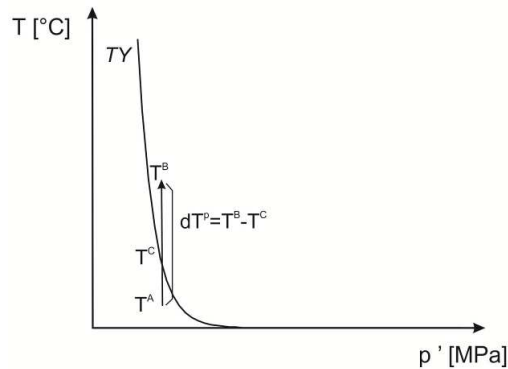


Figure 70: Intégration de la plasticité en condition non-isotherme

3.4.1 Cas de plusieurs surfaces de plasticité

Dans le cas d'une surface de plasticité présentant une singularité (Figure 71), comme un point anguleux, celle-ci peut être décomposée en un nombre fini ou infini de surfaces de plasticité donnant lieu à des problèmes à mécanismes plastiques multiples. Ce problème est résolu de façon similaire au cas d'une surface simple sauf que le prédicteur élastique doit être vérifié pour chaque surface de plasticité. Un point crucial est la présence de anguleux ou de discontinuités qui doit être traitée de façon particulière de façon à déterminer correctement le mécanisme actif au voisinage de cette singularité.

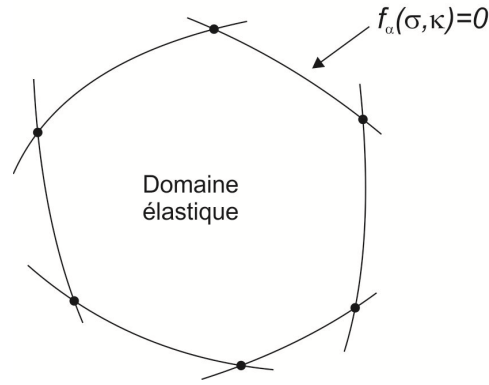


Figure 71: Surface de plasticité construite à partir de plusieurs autres surfaces (d'après Simo et Hughes, 1998)

Rappelons que lorsque plusieurs surfaces de plasticité sont présentes, les déformations plastiques sont la somme de l'ensemble des déformations plastiques générées par les différentes surfaces, soit si m surfaces de la plasticité sont actives, l'incrément de déformation plastique s'écrit:

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{ij}^p = \sum_{\alpha=1}^m \Delta \lambda_{\alpha} \frac{\partial g_{\alpha}}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3.101)$$

Le critère de plasticité et la condition de cohérence doivent être vérifiés pour chaque surface, c'est-à-dire que le pas est élastique si toutes les surfaces répondent à la condition suivante:

$$f_{\alpha}(\boldsymbol{\sigma}_{ij}^E, \boldsymbol{\kappa}) < 0 \quad \forall \alpha > 0 \quad (3.102)$$

Pour moins de lourdeur dans les équations qui suivent et plus de clarté, le terme relatif à la variation de température est omis étant donné qu'il s'agit ici d'expliquer les concepts d'intégration numérique de loi de comportement à surfaces de plasticité multiples.

La plasticité est atteinte si la condition de cohérence est violée pour au moins une surface de plasticité. En termes mathématiques, cela devient:

$$\text{Si } \forall \alpha > 0, \exists \text{ un } \alpha \text{ tel que } f_{\alpha}(\boldsymbol{\sigma}_{ij}^E, \boldsymbol{\kappa}) \geq 0 \quad (3.103)$$

Dans le cas où une seule surface est active, les développements du paragraphe précédent sont de rigueur. Si la condition de cohérence est violée pour plusieurs surfaces, il est dès lors nécessaire de vérifier si elles sont toutes actives.

Lorsque plusieurs surfaces de plasticité sont actives, l'expression s'écrit selon:

$$f_\alpha(\sigma_{ij}^B + \Delta\sigma_{ij}^p, \kappa^B + \Delta\kappa) = f_\alpha(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) + \frac{\partial f_\alpha}{\partial \sigma_{ij}^B} \Delta\sigma_{ij}^p + \frac{\partial f_\alpha}{\partial \kappa^{B-\alpha}} \Delta\kappa_\alpha = 0 \quad (3.104)$$

L'incrément des contraintes plastiques repris en (3.93) est:

$$\Delta\sigma_{ij}^p = -C_{ijkl}^e \left(\sum_{\alpha=1}^m \Delta\lambda_\alpha \frac{\partial g_\alpha}{\partial \sigma_{kl}} \right) \quad (3.105)$$

Donc,

$$f_\alpha(\sigma_{ij}^B + \Delta\sigma_{ij}^p, \kappa^B + \Delta\kappa) = f_\alpha(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f_\alpha}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \left(\sum_{\alpha=1}^m \Delta\lambda_\alpha \frac{\partial g_\alpha}{\partial \sigma_{kl}} \right) + \frac{\partial f_\alpha}{\partial \kappa^{B-\alpha}} \Delta\kappa_\alpha = 0 \quad (3.106)$$

Prenons l'exemple de deux surfaces de plasticité et calculons l'incrément de multiplicateur plastique associé à ces deux surfaces:

$$\begin{cases} f_1(\sigma_{ij}^B + \Delta\sigma_{ij}^p, \kappa^B + \Delta\kappa) = f_1(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f_1}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \left(\Delta\lambda_1 \frac{\partial g_1}{\partial \sigma_{kl}} + \Delta\lambda_2 \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}} \right) + \frac{\partial f_1}{\partial \kappa^{B-1}} \Delta\kappa_1 = 0 \\ f_2(\sigma_{ij}^B + \Delta\sigma_{ij}^p, \kappa^B + \Delta\kappa) = f_2(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f_2}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \left(\Delta\lambda_1 \frac{\partial g_1}{\partial \sigma_{kl}} + \Delta\lambda_2 \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}} \right) + \frac{\partial f_2}{\partial \kappa^{B-2}} \Delta\kappa_2 = 0 \end{cases} \quad (3.107)$$

et en remplaçant $\Delta\kappa_{i=1,2}$ en fonction du multiplicateur plastique, on arrive aux expressions suivantes:

$$\begin{cases} f_1(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f_1}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \left(\Delta\lambda_1 \frac{\partial g_1}{\partial \sigma_{kl}} + \Delta\lambda_2 \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}} \right) + \frac{\partial f_1}{\partial \kappa^{B-1}} \frac{d\kappa^{B-1}}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\lambda_1} \Delta\lambda_1 = 0 \\ f_2(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f_2}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \left(\Delta\lambda_1 \frac{\partial g_1}{\partial \sigma_{kl}} + \Delta\lambda_2 \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}} \right) + \frac{\partial f_2}{\partial \kappa^{B-2}} \frac{d\kappa^{B-2}}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\lambda_2} \Delta\lambda_2 = 0 \end{cases} \quad (3.108)$$

Nous pouvons résoudre le système d'équations donné par (3.99) avec comme inconnues les incréments des multiplicateurs plastiques relatifs à chaque surface. Le résultat donne:

$$\Delta\lambda_1 = \frac{f_1(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f_1}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}} \Delta\lambda_2}{\frac{\partial f_1}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g_1}{\partial \sigma_{kl}} - \frac{\partial f_1}{\partial \kappa^{B-1}} \frac{d\kappa^{B-1}}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\lambda_1}} \quad (3.109)$$

avec:

$$\Delta\dot{\lambda}_2 = \frac{f_2(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{f_1(\sigma_{ij}^B, \kappa^B)}{\frac{\partial f_1}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g_1}{\partial \sigma_{kl}^B} - \frac{\partial f_1}{\partial \kappa^{B-1}} \frac{d\kappa^{B-1}}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\dot{\lambda}_1}}}{\frac{\frac{\partial f_2}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}^B} - \frac{\partial f_2}{\partial \kappa^{B-2}} \frac{d\kappa^{B-2}}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\dot{\lambda}_2}} - \frac{\frac{\partial f_2}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g_1}{\partial \sigma_{kl}^B} \frac{\partial f_1}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}^B}}{\frac{\partial f_1}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g_1}{\partial \sigma_{kl}^B} - \frac{\partial f_1}{\partial \kappa^{B-1}} \frac{d\kappa^{B-1}}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\dot{\lambda}_1}}} \quad (3.110)$$

Cas du couplage entre différents mécanismes plastiques

Si un couplage existe entre les différentes surfaces de plasticité, c'est-à-dire si l'écroutissage de l'une entraîne des modifications de l'autre, alors il existe une relation de couplage dans leur règle d'écroutissage. Dans le modèle de comportement implémenté, il existe un couplage de la courbe TY vers le modèle Cam-Clay. En effet, lorsque des déformations plastiques thermiques sont engendrées, quand la surface TY est croisée par le chemin de contraintes, celles-ci provoquent un écroutissage de TY ainsi qu'un écroutissage de la pression de préconsolidation. Par contre lorsque le mécanisme plastique actif est le modèle Cam-Clay, celui-ci n'engendre pas d'écroutissage de la courbe TY . Donc dans ce modèle, nous avons un couplage de TY vers le modèle Cam-Clay mais pas l'inverse.

Dans ce cas, on a:

$$\Delta\kappa = \frac{d\kappa}{d\varepsilon^p} \Delta\varepsilon^p = \frac{d\kappa}{d\varepsilon^p} (\Delta\varepsilon^{p,1} + \Delta\varepsilon^{p,2}) \quad (3.111)$$

et la condition de cohérence du modèle Cam-Clay devient en tenant compte du couplage avec TY :

$$f_2(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f_2}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \left(\Delta\dot{\lambda}_2 \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}^B} + \Delta\varepsilon_v^{p,T} \right) + \frac{\partial f_1}{\partial \kappa^{B-2}} \frac{d\kappa^2}{d\varepsilon^p} \left(\frac{d\varepsilon^p}{d\dot{\lambda}_2} \Delta\dot{\lambda}_2 + \Delta\varepsilon_v^{p,T} \right) = 0 \quad (3.112)$$

La valeur de $\Delta\varepsilon_v^{p,T}$ étant connue par l'expression donnée par le mécanisme TY , il est alors possible de trouver la valeur de l'incrément de multiplicateur plastique lié au modèle Cam-Clay $\Delta\dot{\lambda}_2$ qui s'exprime:

$$\Delta \dot{\lambda}_2 = \frac{f_2(\sigma_{ij}^B, \kappa^B) - \frac{\partial f_2}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \Delta \varepsilon_v^{p,T} + \frac{\partial f_2}{\partial \kappa^{B-2}} \frac{d\kappa^2}{d\varepsilon^p} \Delta \varepsilon_v^{p,T}}{\frac{\partial f_2}{\partial \sigma_{ij}^B} C_{ijkl}^e \frac{\partial g_2}{\partial \sigma_{kl}^B} - \frac{\partial f_2}{\partial \kappa^{B-2}} \frac{d\kappa^{B-2}}{d\varepsilon^p} \frac{d\varepsilon^p}{d\dot{\lambda}_1}} \quad (3.113)$$

Dans le cas où $\Delta \varepsilon_v^{p,T}$ ou $\Delta \dot{\lambda}_2$ est négatif, cela signifie qu'un des deux mécanismes est inactif. En conséquence, le calcul est redémarré en considérant uniquement le mécanisme qui correspond soit au mécanisme *TY*, soit au mécanisme Cam-Clay. A partir de ce moment, on revient au cas de l'intégration d'une seule surface de plasticité comme vu ci-dessus.

Interprétation géométrique de l'intégration des lois multi-mécanismes

Comme illustré à la Figure 71, la réunion de deux surfaces de plasticité forme un point singulier, un coin, où un processus d'intégration basé sur des méthodes géométriques est employé afin de déterminer la (ou les) surface(s) active(s). Cette méthode est développée par Simo et Hughes (1998) et est applicable à la plasticité associée où la surface d'écoulement et le potentiel plastique sont identiques. Le cas d'une plasticité non-associée pose d'autres questions lorsque l'état de contrainte approche le coin. Ces questions font l'objet d'une remarque ci-dessous.

Schématiquement, un mécanisme de coin peut être scindé en 3 secteurs définis par les normales aux surfaces de plasticité. La Figure 72 représente un mécanisme de coin où les normales aux surfaces sont tracées. Ces normales permettent de définir trois secteurs, Γ_1 , Γ_{12} et Γ_2 . Le secteur Γ_1 est celui où la surface f_1 est active, Γ_2 correspond à l'activation du mécanisme associé à f_2 . Finalement Γ_{12} décrit le secteur où les deux mécanismes plastiques sont actifs.

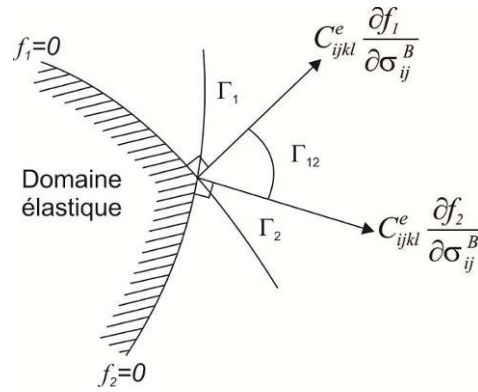


Figure 72: Illustration géométrique du mécanisme de coin avec représentation des normales à chaque surface (d'après Simo et Hughes (1998))

Pour savoir quel sont les mécanismes impliqués dans la déformation plastique à partir du prédicteur élastique, on détermine le signe du multiplicateur plastique, ce qui permet de faire la distinction entre un mécanisme actif ou pas. La projection du prédicteur élastique sur la normale donne la valeur et le signe du multiplicateur plastique. Si une des valeurs est négative, alors la surface associée à cette valeur n'est pas active.

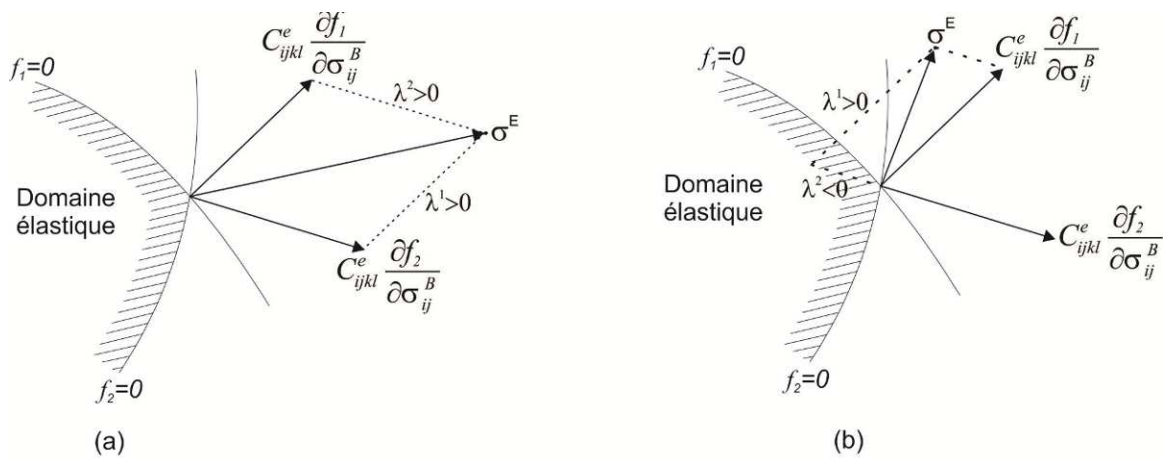


Figure 73: Illustration géométrique des mécanismes actifs. (a) les deux mécanismes sont actifs ($\lambda_1 > 0, \lambda_2 > 0$). (b) le mécanisme 1 est actif ($\lambda_1 > 0, \lambda_2 < 0$) (d'après Simo et Hughes (1998))

Remarque:

Dans le cas d'une plasticité non-associée, il se peut que des problèmes interviennent si les normales aux surfaces de charge ou d'écoulement délimitant chaque secteur s'inversent par rapport au cas associé. Prenons un exemple afin d'illustrer cette remarque, plaçons nous dans un cas associé où le coin est défini par la rencontre entre un critère à frottement interne et le

modèle Cam-Clay (Figure 74). Dans ce cas précis, nous trouvons assez facilement le mécanisme actif en employant la méthode proposée plus haut. En effet, la projection du prédicteur élastique sur les normales permet de voir que le signe du multiplicateur plastique est positif pour le mécanisme à frottement interne alors qu'il est négatif pour le modèle Cam-Clay. Dans cette situation, l'état de contrainte est ramené sur le mécanisme à frottement interne.

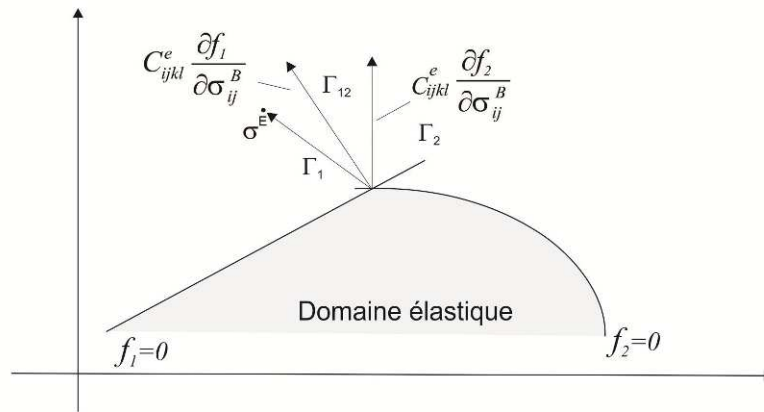


Figure 74: Illustration géométrique des différents secteurs permettant de définir les mécanismes actifs lorsque le coin d'intersection entre le critère de Drucker-Prager et le modèle Cam-Clay est approché

Dans le cas où le critère de Drucker-Prager est non-associé, une inversion des secteurs peut être obtenue par inversion des normales aux surfaces tel que montré dans la situation de la Figure 75, où de la contractance a été ajoutée au modèle à frottement interne. Dans cette situation, la surface de plasticité active, déterminée sur base du critère géométrique précédent, correspond au mécanisme Drucker-Prager. L'état de contrainte est alors ramené sur cette surface f_1 . Toutefois, on imagine intuitivement que l'état de contrainte ne doit pas être ramené sur la surface f_1 mais plutôt sur la surface f_2 correspondant au critère Cam-Clay afin de satisfaire la condition de cohérence.

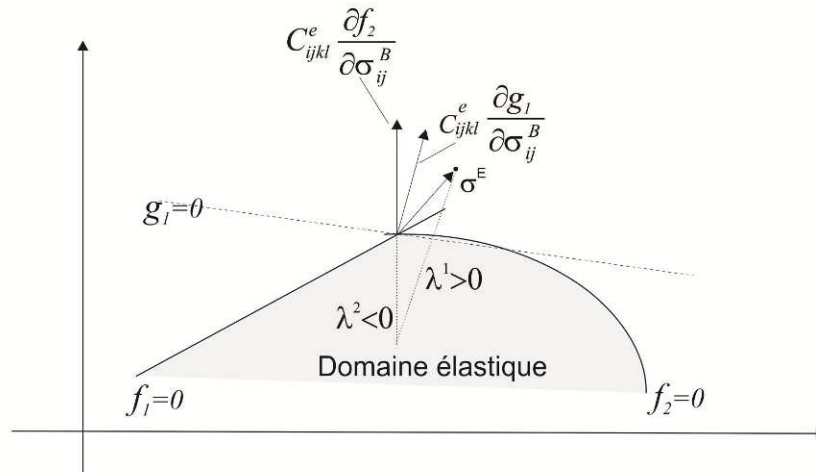


Figure 75: Illustration d'un cas où le critère géométrique donne des résultats en discordance avec la condition de cohérence.

Afin de compenser cette inversion et le non respect de la condition de cohérence, un critère géométrique supplémentaire est ajouté sur base de l'angle orienté (θ) défini dans le repère (x, y) entre les deux normales aux surfaces de plasticité ou d'écoulement plastique (Figure 76). Il est calculé à partir des angles que forment les normales n_1 et n_2 avec l'axe des x selon:

$$\theta = \text{angle}(x, n_1) - \text{angle}(x, n_2) \quad (3.114)$$

A partir de la connaissance de cet angle et de la valeur du *PIVOT* (abscisse de l'état critique), qui n'est rien d'autre que l'intersection entre les deux surfaces de plasticité, on est capable de définir les différents scénarii permettant de ramener l'état de contrainte sur la surface correcte selon que l'angle orienté est ou positif ou négatif.

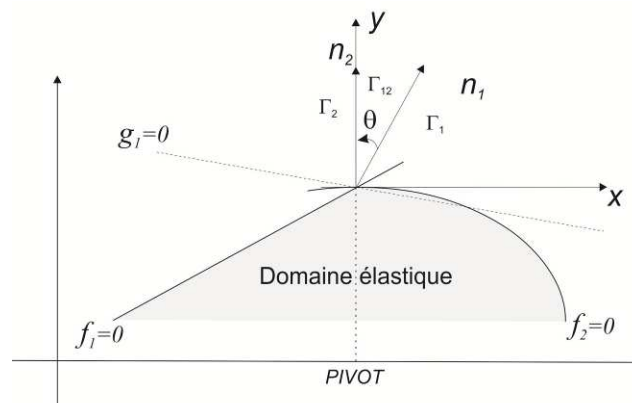


Figure 76: Définition du nouveau critère géométrique, θ représente l'angle orienté entre les normales aux deux surfaces de plasticité n_1 et n_2 . *PIVOT* correspond à l'intersection entre le modèle Drucker-Prager et le modèle Cam-Clay

La situation proposée à la Figure 76 est identique à celle rencontrée à la Figure 75. La méthode utilisée pour respecter la condition de cohérence et la détermination précise du mécanisme actif est la suivante. Lorsque cette situation est rencontrée, le prédicteur peut se situer dans les trois secteurs définis par les normales à la surface de plasticité (n_2) et à la surface d'écoulement (n_1). Pour rappel, si le prédicteur se situe dans le secteur Γ_1 , le critère précédent détermine le critère de Drucker-Prager comme mécanisme actif. Dans ce cas, nous constatons que le prédicteur est supérieur à la valeur *PIVOT* et que l'angle orienté est négatif par l'équation (3.114). Ceci nous permet de définir les conditions pour lesquelles le mécanisme Cam-Clay est actif lorsque la surface d'écoulement plastique (g_I) est contrôlée par un angle de dilatance négatif ou contractance. De la même façon quand la pente de la surface d'écoulement plastique définie par le modèle Drucker-Prager est positive, c'est-à-dire quand l'angle de dilatance est positif ($\psi > 0$), on se trouve dans la situation où $\theta > 0$, par définition, et le prédicteur élastique est toujours supérieur à *PIVOT*. On revient alors sur le mécanisme Cam-Clay.

Afin d'assurer un retour correct sur la surface de plasticité, il faut que:

1. $PIVOT > I_\sigma^E$ alors le mécanisme actif est le Drucker-Prager,
2. $PIVOT < I_\sigma^E$ alors le mécanisme actif correspond au modèle Cam-Clay.

Ces conditions sont valables pour $\theta > 0$ quand la dilatance est positive et pour $\theta < 0$ quand de la contractance est incluse dans le modèle.

Les sous-intervalles d'intégration

Une procédure de sous-intégration des lois de comportement est implémentée dans le code *LAGAMINE* (Collin, 2003). Dans les modélisations par éléments finis, il est nécessaire de réaliser des pas aussi grands que possible afin de limiter le temps de calcul notamment. Ce grand pas doit être réalisé de façon à conserver une précision aussi bonne que possible de l'intégration de la loi de comportement. Une procédure de sous-intégration est prévue dans le code, en considérant un pas de temps ΔT divisé par N_{intv} sous-intervalles définis par:

$$\partial t = \frac{\Delta T}{N_{intv}} \quad (3.115)$$

Le nombre de sous-intervalles N_{intv} peut être déterminé en fonction de la déformation au point d'intégration selon:

$$N_{intv} = \min \left\{ 1 + \frac{\dot{\epsilon}_N \Delta T}{Div}, 100 \right\} \quad (3.116)$$

où Div est un paramètre, $\dot{\epsilon}_N$ correspond à la norme du taux de déformation qui s'écrit:

$$\dot{\epsilon}_N = \sqrt{\dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}} \quad (3.117)$$

Dans le calcul, à chaque itération et pour chaque point d'intégration, le nombre de sous-intervalles est important aux endroits où la déformation du solide est importante. Le paramètre Div est choisi de façon arbitraire et fixé dans ce travail à une valeur par défaut de $Div \approx 1.10^{-5}$. Une autre possibilité aurait été de fixer une valeur N_{intv} dès le début du calcul. Cependant on note que, la première méthode permettant une plus grande sous-intégration là où les gradients de déformation sont très importants, cette méthode est jugée plus intéressante pour nos applications.

3.5 Eléments finis couplés thermo-hydro-mécaniques (MWAT)

Les modélisations sont des calculs couplés thermo-hydro-mécaniques, il en résulte la nécessité d'utiliser un élément fini capable de résoudre aussi bien les écoulements de fluide que les transferts de chaleur en plus de la mécanique. Cette section présente le schéma général de l'élément fini utilisé pour la résolution des équations. Il s'agit donc d'un élément fini couplé thermo-hydro-mécaniquement possédant en chaque nœud 5 (en 2D) ou 6 (en 3D) degrés de liberté comprenant les coordonnées géométriques du nœud (x, y ou x, y, z), la pression d'eau (p_w), la pression de gaz (p_g) ou pression de fluide non mouillant (p_{mv}) et la température (T). Il possède huit nœuds dans le cas 2D et comprend de ce fait des fonctions d'interpolation quadratiques. Il s'agit d'éléments de type Serendipity (Zienkiewicz *et al.*, 2005), c'est-à-dire des éléments isoparamétriques où les fonctions d'interpolation sont les mêmes pour la géométrie et pour les déplacements. Il en est de même pour les champs de pression et de température. Dans un cas 3D, on considère des briques à huit nœuds et des fonctions d'interpolation linéaires.

Une description détaillée de cet élément fini couplé thermo-hydro-mécanique est réalisée par Collin (2003). Il est implémenté dans le code de calcul LAGAMINE développé originellement par Charlier (1987) et Habraken (1989). Ce code de calcul permet de considérer des problèmes mécaniques non-linéaires en grandes déformations.

Cette section constitue un résumé des principales équations utilisées dans la méthode des éléments finis. Pour tout complément d'information et pour des développements supplémentaires, nous renvoyons à des ouvrages plus spécialisés. Les développements de cette section sont basés principalement sur Collin (2003) et Collin *et al.* (2002).

Equation de bilan local

Pour rappel, les différentes équations représentant l'équilibre du système sont les équations de flux de chaleur et des flux de masse de fluide ainsi que les équations d'équilibre mécanique. Les équations de conservation de flux ou de chaleur sont représentées de façon générique par l'expression suivante qui relie les variations d'emmagasinement (\dot{S}_T) au flux (\underline{V}_T) et à un terme source (Q_T):

$$\dot{S}_T + \text{div}(\underline{V}_T) - Q_T = 0 \quad (3.118)$$

Les équations d'équilibre mécanique statique sont écrites ci-dessous, en volume et en surface par les équations suivantes:

$$\text{div}(\underline{\sigma}_{ij}) + F_i = 0 \quad (3.119)$$

où F_i correspond à des forces volumiques s'exerçant sur le solide, dans notre cas aux forces de gravité.

L'équilibre en surface est donné par:

$$t_i = \sigma_{ji} n_j \quad (3.120)$$

où \underline{n} est la normale à la surface et \underline{t} représente les forces exercées à la surface du solide.

Ces équations sont définies sur un volume Ω et sont munies de conditions initiales et de conditions aux limites sur les frontières de ce volume, soit $\partial\Omega$ la frontière de cet élément de volume. Ces équations associées à ces conditions constituent un problème aux valeurs initiales et aux limites.

Forme faible des équations de bilan

Les équations de bilan local vues précédemment permettent de définir l'équilibre du système en un point donné du système. En pratique dans les modélisations, on s'intéresse à l'équilibre du système dans son ensemble et non en un point particulier. Pour passer à l'échelle du système, nous utilisons le principe des puissances virtuelles qui permet d'en définir l'équilibre. En choisissant un champ de vitesse cinématiquement admissible, c'est-à-dire qui respecte la continuité du solide et les conditions limites, ce principe pose l'égalité entre la puissance développée par les forces extérieures et les forces intérieures pour le champ de vitesse considéré. En d'autres termes, la puissance développée par les forces intérieures s'écrit:

$$\delta W_I = \int_V \underline{\underline{\sigma}} \delta \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} dV \quad (3.121)$$

où $\delta \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}$ est le tenseur vitesse des déformations virtuelles associées au tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$

La puissance développée par les forces externes est quant à elle:

$$\delta W_E = \int_V \rho \underline{g} \delta \underline{v} dV + \int_A \underline{t} \delta \underline{v} dA \quad (3.122)$$

avec $\delta \underline{v}$ le champ de vitesse cinématiquement admissible.

Le principe des puissances virtuelles postule que l'équilibre du système est atteint lorsque l'égalité entre les puissances virtuelles intérieures et extérieures est vérifiée pour tout champ de déplacement virtuel, soit dans des termes mathématiques lorsque:

$$\partial W_E = \partial W_I \quad (3.123)$$

Ce principe permet de définir les équations d'équilibre dans leur forme faible. Il ne reste qu'à définir les différents termes de cette équation et à intégrer celle-ci sur le volume tenant compte des différentes conditions frontières.

On définit alors le Jacobien de la transformation entre un état du solide dans la configuration initiale et un état défini dans la configuration courante, c'est-à-dire dans la configuration déformée ou actualisée dans :

$$\underline{F} = \frac{\partial \underline{x}}{\partial \underline{X}} \quad (3.124)$$

Le taux de déplacement est donné par:

$$\underline{v} = \frac{\partial \underline{x}}{\partial t} = \dot{\underline{x}} \quad (3.125)$$

Le tenseur gradient de vitesse \underline{L} est décrit par:

$$\underline{L} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial \underline{x}} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial \underline{X}} \frac{\partial \underline{X}}{\partial \underline{x}} = \dot{\underline{F}} \underline{F}^{-1} \quad (3.126)$$

En décomposant ce tenseur en ses parties symétrique et antisymétrique, on obtient:

$$\underline{L} = \frac{1}{2}(\underline{L} + \underline{L}^T) + \frac{1}{2}(\underline{L} - \underline{L}^T) \quad (3.127)$$

En intégrant les équations d'équilibre (3.119) dans l'expression (3.121) et en appliquant le théorème de la divergence, ou théorème de Green, on obtient :

$$\begin{aligned} \delta W_E &= -\int_V \text{div}(\underline{\underline{\sigma}}) \partial \underline{v} dV + \int_A \underline{n} \underline{\underline{\sigma}} \partial \underline{v} dA \\ &= \int_V \left(-\text{div}(\underline{\underline{\sigma}}) \partial \underline{v} + \text{div}(\underline{\underline{\sigma}} \partial \underline{v}) \right) dV \\ &= \int_V \underline{\underline{\sigma}} \underline{\underline{grad}}(\delta \underline{v}) dV = \delta W_I \end{aligned} \quad (3.128)$$

De la même façon pour les équations de conservation de masse de fluide et de chaleur.

$$\delta W_E = \int_V Q \partial q dV + \int_A q \partial q dA \quad (3.129)$$

De façon similaire, on recherche à résoudre l'équilibre des flux de fluide et de chaleur sur l'ensemble du volume et non l'équilibre ponctuel du système, il vient alors:

$$\delta W_E = \int_V \left(\text{div}(\underline{V}_q) \cdot \partial q + \dot{S} \cdot \partial q - \text{div}(\underline{V}_q \cdot \partial q) \right) dV = \int_V \left(\dot{S} \cdot \partial q - \underline{V}_q \cdot \underline{\underline{grad}}(\partial q) \right) dV = \delta W_I \quad (3.130)$$

Discrétisation et formulation de l'élément fini couplé

Comme expliqué précédemment, le choix se porte sur un élément de type Serendipity, c'est-à-dire que les fonctions d'interpolation des variables et de la géométrie sont les mêmes. Les fonctions d'interpolation \underline{N} peuvent être exprimées selon les coordonnées locales, ce qui facilite l'expression analytique ainsi que l'intégration sur le volume, pour le cas à 2D:

$$\underline{N} = \underline{N}(\xi, \eta) \tag{3.131}$$

Pour rappel, cet élément contient huit nœuds avec 5 degrés de liberté par nœud. Ces degrés de liberté sont les coordonnées géométriques x et y , la température T et les pressions de fluides: la pression d'eau p_w et la pression totale de gaz p_{mw} .

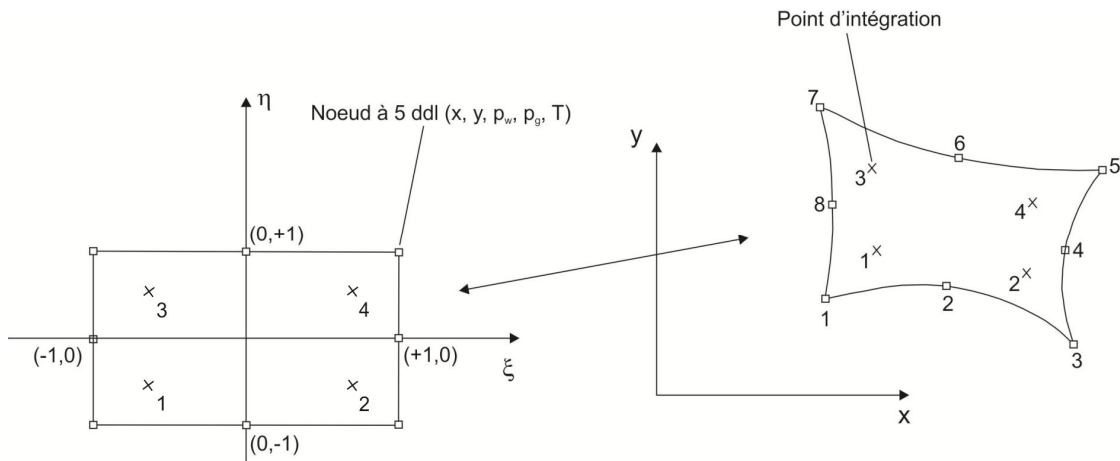


Figure 77: Représentation de l'élément à huit nœuds et avec cinq degrés de liberté en coordonnées locales (ξ, η) et globales (x, y)

La discrétisation de la géométrie et des variables de champ est donnée par:

$$\begin{aligned} x_i &= N_L X_{Li}, \quad u_i = N_L U_{Li}, \quad v_i = N_L V_{Li} \\ p_w &= N_L P_{wL}, \quad p_{mw} = N_L P_{mwL}, \quad T = N_L T_L \end{aligned} \tag{3.132}$$

où $L=1, 8$.

En considérant la vitesse de déformation de Cauchy donnée par:

$$\delta \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \delta v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \delta v_i}{\partial x_j} \right) = \frac{1}{2} (\underline{L} + \underline{L}^T) \tag{3.133}$$

L'expression du travail intérieur devient pour la partie mécanique:

$$\delta W_I = \int_V \sigma_{ij} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \delta v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \delta v_i}{\partial x_j} \right) dV \quad (3.134)$$

et pour la partie relative au fluide et à la chaleur :

$$\delta W_{I,q} = \int_V \dot{S}_q \delta q - \left(V_{q,i} \frac{\partial \delta q}{\partial x_i} \right) dV \quad (3.135)$$

avec le gradient virtuel de vitesse discrétisé selon:

$$\frac{\partial \delta v_j}{\partial x_i} = \frac{\partial N_L}{\partial x_i} \partial V_{Li} \quad (3.136)$$

Il est possible de travailler dans la configuration locale ou globale par changement de coordonnées $(x_1, x_2) \leftrightarrow (\xi, \eta)$. Ainsi l'expression de la dérivée spatiale des fonctions d'interpolation dans ce système de coordonnées est:

$$\frac{\partial N_L}{\partial x_i} = \frac{\partial N_L}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x_i} + \frac{\partial N_L}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \quad (3.137)$$

Le Jacobien de la transformation s'écrit:

$$\underline{J} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial \xi} & \frac{\partial x_1}{\partial \eta} \\ \frac{\partial x_2}{\partial \xi} & \frac{\partial x_2}{\partial \eta} \end{bmatrix} \quad (3.138)$$

Son déterminant et son inverse valent respectivement

$$\det(\underline{J}) = \frac{\partial x_1}{\partial \xi} \frac{\partial x_2}{\partial \eta} - \frac{\partial x_1}{\partial \eta} \frac{\partial x_2}{\partial \xi} \quad (3.139)$$

$$\underline{J}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x_1} & \frac{\partial \xi}{\partial x_2} \\ \frac{\partial \eta}{\partial x_1} & \frac{\partial \eta}{\partial x_2} \end{bmatrix} = \frac{1}{|J|} \begin{bmatrix} \frac{\partial x_2}{\partial \eta} & -\frac{\partial x_1}{\partial \eta} \\ -\frac{\partial x_2}{\partial \xi} & \frac{\partial x_1}{\partial \xi} \end{bmatrix} \quad (3.140)$$

Sous réserve que le déterminant du Jacobien soit non nul.

En intégrant l'expression du travail intérieur sur le volume de l'élément, on obtient:

$$\delta W_I = \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} \sigma_{ij} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \delta v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \delta v_i}{\partial x_j} \right) ep \det(\underline{J}) d\xi d\eta \quad (3.141)$$

où ep est l'épaisseur de l'élément.

En utilisant les techniques d'intégration de Gauss et en définissant un poids sur chaque point d'intégration (W_{PI}), l'expression (3.141) devient:

$$\delta W_I = \sum_{PI} \left(\sigma_{ij} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial N_L}{\partial x_i} \partial V_{Lj} + \frac{\partial N_L}{\partial x_j} \partial V_{Li} \right) ep \det(\underline{J}) W_{PI} \right) \quad (3.142)$$

Pour les échanges de fluide et de chaleur, on obtient l'expression générique ci-dessous:

$$\delta W_{I,q} = \sum_{PI} \dot{S}_q N_L - \left(V_{q,i} \frac{\partial \delta N_L}{\partial x_i} \right) ep \det(\underline{J}) W_{PI} \delta Q \quad (3.143)$$

En réécrivant les équations en fonction des forces nodales énergétiquement équivalentes pour la mécanique, nous trouvons:

$$\delta W_I = F_{L,1} \delta V_{L1} + F_{L,2} \delta V_{L2} \quad (3.144)$$

Avec la définition des différentes composantes de ces forces nodales:

$$F_{L1} = \sum_{PI} \left(\sigma_{11} \frac{\partial N_L}{\partial x_1} + \sigma_{12} \frac{\partial N_L}{\partial x_2} \right) ep \det(\underline{J}) W_{PI} \text{ et } F_{L2} = \sum_{PI} \left(\sigma_{12} \frac{\partial N_L}{\partial x_1} + \sigma_{22} \frac{\partial N_L}{\partial x_2} \right) ep \det(\underline{J}) W_{PI} \quad (3.145)$$

Pour les échanges de fluide ou de chaleur, nous écrivons l'expression générique:

$$\delta W_{I,q} = F_{L,q} \delta Q_L \quad (3.146)$$

avec les différentes composantes:

$$F_{Lp_w} = \sum_{PI} \dot{S}_w N_L - \left(V_{p_w1} \frac{\partial N_L}{\partial x_1} + V_{p_w2} \frac{\partial N_L}{\partial x_2} \right) ep \det(\underline{J}) W_{PI} \quad (3.147)$$

$$F_{Lp_{nw}} = \sum_{PI} \dot{S}_{nw} N_L - \left(V_{p_{nw}1} \frac{\partial N_L}{\partial x_1} + V_{p_{nw}2} \frac{\partial N_L}{\partial x_2} \right) ep \det(\underline{J}) W_{PI} \quad (3.148)$$

$$F_{LT} = \sum_{PI} \dot{S}_T N_L - \left(V_{T1} \frac{\partial N_L}{\partial x_1} + V_{T2} \frac{\partial N_L}{\partial x_2} \right) ep \det(\underline{J}) W_{PI} \quad (3.149)$$

L'effet du poids propre est pris en compte dans le partie mécanique à travers une force énergétiquement équivalente correspond au poids propre du milieu, dirigée selon un axe vertical.

$$F_g = \sum_{PI} (\rho_{app} g N_L) ep \det(J) W_{PI} \quad (3.150)$$

$$F_{L2} = \sum_{PI} \left(\sigma_{12} \frac{\partial N_L}{\partial x_1} + \sigma_{22} \frac{\partial N_L}{\partial x_2} - \rho_{app} g N_L \right) ep \det(J) W_{PI} \quad (3.151)$$

En ce qui concerne les équations d'écoulement, le poids propre est déjà considéré pour ces équations. En toute généralité, considérant un milieu poreux partiellement saturé par un fluide, l'eau, la masse apparente est définie selon:

$$\rho_{app} = (1-n)\rho_s + nS_{rw}\rho_w + nS_{rnw}\rho_{nw} \quad (3.152)$$

Lorsque le milieu est considéré comme complètement saturé, cette expression devient:

$$\rho_{app} = (1-n)\rho_s + n\rho_w \quad (3.153)$$

Discrétisation temporelle

La variable temps apparaissant dans les équations de conservation de la masse de fluide et de la chaleur, elle doit aussi être discrétisée d'où les notions de pas de temps et de discrétisation temporelle. En supposant une relation linéaire des valeurs nodales entre deux pas de temps successifs A et B , nous avons les expressions qui sont:

$$\begin{aligned} t &= (1-\theta)t^A + \theta t^B \\ p &= (1-\theta)p^A + \theta p^B \\ T &= (1-\theta)T^A + \theta T^B \end{aligned} \quad (3.154)$$

avec $\theta \in [0,1]$ définissant le type de schéma d'intégration temporelle. Cette valeur doit-être choisie de façon à rendre le schéma d'intégration numériquement stable, c'est pourquoi une valeur de $\theta \geq \frac{1}{2}$ est choisie, ce qui rend le schéma d'intégration inconditionnellement stable.

Un schéma implicite est défini par $\theta = 1$, le schéma de Galerkin propose une valeur de $\theta = \frac{2}{3}$.

Algorithme de résolution

En ce qui concerne l'algorithme général de résolution du système non-linéaire constitué des différentes équations précédentes, il faut pour atteindre l'équilibre que les forces extérieures et intérieures soient égales, c'est-à-dire:

$$\underline{F}_L^{ext} = \underline{F}_L^{int} \quad (3.155)$$

Si l'équilibre n'est pas atteint, les différents champs de vitesse sont modifiés ainsi que les champs de pression et de température. Pour ce faire, nous utilisons une linéarisation du problème en effectuant un développement en série de Taylor des forces hors équilibre autour de la dernière approximation connue. Si \underline{F} désigne les forces hors équilibre définies par:

$$\underline{F}_L = \underline{F}_L^{ext} - \underline{F}_L^{int} \quad (3.156)$$

nous obtenons le développement qui suit:

$$\underline{F}_L^{i+1} = \underline{F}_L^i + \frac{\partial \underline{F}_L}{\partial \underline{x}} \Delta \underline{x} = \underline{F}_L^i + \underline{K} \Delta \underline{x} \quad (3.157)$$

La matrice tangente d'itération \underline{K} est calculée à chaque itération. Dans l'élément fini implémenté MWAT à cinq degrés de liberté, nous avons la matrice d'itération qui est:

$$\underline{K} = \begin{bmatrix} \underline{K}_{MM} & \underline{K}_{WM} & \underline{K}_{GM} & \underline{K}_{TM} \\ \underline{K}_{MW} & \underline{K}_{WW} & \underline{K}_{GW} & \underline{K}_{TW} \\ \underline{K}_{MG} & \underline{K}_{WG} & \underline{K}_{GG} & \underline{K}_{TG} \\ \underline{K}_{MT} & \underline{K}_{WT} & \underline{K}_{GT} & \underline{K}_{TT} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \underline{F}_M}{\partial \underline{x}_M} & \frac{\partial \underline{F}_M}{\partial p_w} & \frac{\partial \underline{F}_M}{\partial p_g} & \frac{\partial \underline{F}_M}{\partial T} \\ \frac{\partial \underline{F}_W}{\partial \underline{x}_M} & \frac{\partial \underline{F}_W}{\partial p_w} & \frac{\partial \underline{F}_W}{\partial p_g} & \frac{\partial \underline{F}_W}{\partial T} \\ \frac{\partial \underline{F}_G}{\partial \underline{x}_M} & \frac{\partial \underline{F}_G}{\partial p_w} & \frac{\partial \underline{F}_G}{\partial p_g} & \frac{\partial \underline{F}_G}{\partial T} \\ \frac{\partial \underline{F}_T}{\partial \underline{x}_M} & \frac{\partial \underline{F}_T}{\partial p_w} & \frac{\partial \underline{F}_T}{\partial p_g} & \frac{\partial \underline{F}_T}{\partial T} \end{bmatrix} \quad (3.158)$$

Dans cette matrice, les termes non-diagonaux sont relatifs aux couplages multi-physiques ayant lieu dans le milieu poreux. Une convergence quadratique est atteinte lorsque cette matrice est correctement calculée.

3.6 Conclusions

Ce chapitre termine la revue bibliographique de et la partie consacrée aux développements de ce travail. Après avoir discuté et présenté l'Argile de Boom et ses différentes structures au premier chapitre, le deuxième concerne l'état des connaissances du comportement thermomécanique des argiles qu'il soit expérimental ou théorique. Ce troisième chapitre a mis en place les concepts nécessaires à l'utilisation d'un code de calcul aux éléments finis comme LAGAMINE.

Après avoir introduit le concept d'élément de volume représentatif, les équations idéalisant les transports et la conservation de la chaleur et de la masse de fluide sont présentées. Une partie importante de ce chapitre concerne la description de la loi de comportement thermomécanique (TSOIL) implémentée dans le code LAGAMINE. Il s'agit d'une surface de plasticité composée de la réunion de plusieurs mécanismes qui sont: un critère à angle de frottement, un modèle Cam-Clay modifié étendu à la température via la courbe LY , un critère de résistance à la traction et un mécanisme thermo-plastique TY . L'intégration numérique de cette loi de comportement est décrite en tenant compte des difficultés rencontrées à l'approche de l'intersection de plusieurs mécanismes. En effet, on a montré que le critère géométrique de base ne s'applique pas correctement au cas de la plasticité non-associée. Pour résoudre ce problème, un nouveau critère se basant sur l'angle orienté entre les normales aux surfaces est ajouté.

Finalement, le formalisme de l'élément fini couplé thermo-hydro-mécanique est décrit et l'algorithme général de résolution est présenté.

Chapitre 4 : Validation du modèle de comportement et identification des paramètres hydro-mécaniques de l'Argile de Boom

4.1 Introduction

Après avoir présenté au chapitre précédent l'implémentation du modèle de comportement basé sur la revue bibliographique, ce chapitre propose la validation de cette loi constitutive sur des essais thermo-mécaniques réalisés par Baldi *et al.* (1991). La validation du modèle et l'identification des paramètres hydro-mécaniques de l'Argile de Boom constituent également une part importante de ce chapitre, le but étant d'identifier les paramètres les plus représentatifs de ce matériau pour la réalisation des applications.

Ce chapitre se divise donc en deux parties distinctes. Une première partie concerne la présentation et la modélisation d'essais triaxiaux drainés ou non sur de l'Argile de Boom. Cette partie se consacre au comportement hydro-mécanique et fait intervenir des expériences réalisées dans le cadre du projet européen TIMODAZ ainsi que des essais antérieurs à ce projet. Les modélisations des expériences sont réalisées en deux étapes. La première consiste à établir un ensemble de paramètres à partir des modélisations des expériences antérieures à TIMODAZ. La seconde partie concerne l'utilisation de cet ensemble de paramètres dans la modélisation des expériences TIMODAZ. Toutes ces modélisations sont réalisées avec le critère à frottement interne Drucker-Prager.

La seconde partie de ce chapitre se concentre sur les aspects thermo-hydro-mécaniques. La loi de comportement (TSOIL), et en particulier le couplage Cam-Clay avec la courbe TY , sont validés. Les paramètres thermo-mécaniques de l'Argile de Boom sont alors identifiés suite aux modélisations des expériences thermo-mécaniques de Baldi *et al.* (1991). Ces expériences consistent en des essais de variation de température réalisés sous contraintes constantes pour différentes valeurs de confinement. Finalement, la modélisation d'un essai de pressurisation thermique est réalisée sur base notamment des résultats de Horseman *et al.* (1987).

4.2 Validation hydro-mécanique du modèle pour des essais triaxiaux à température ambiante sur de l'Argile de Boom

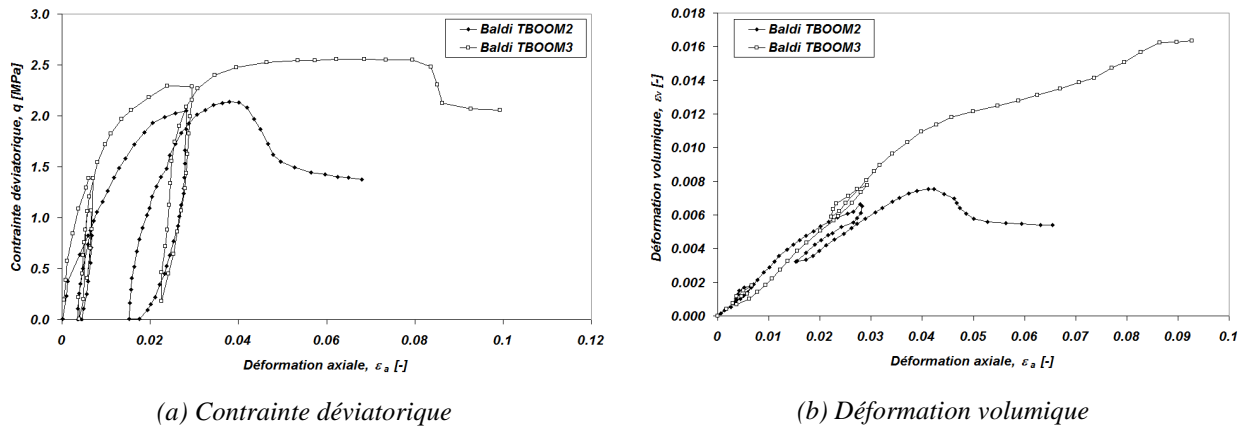
4.2.1 Présentation des expériences

Grâce au projet européen TIMODAZ (2007-2010), nous disposons d'une base de données d'essais concernant l'Argile de Boom soumis à différents chemins de contraintes et chemins thermiques. Les différentes expériences modélisées, dont nous discutons dans ce chapitre, sont principalement issues de ce projet. Celles-ci proviennent plus particulièrement du laboratoire 3S-R (Sols, Solides, Structure, Risques) de l'Université Joseph Fourier (UJF) de Grenoble, du laboratoire du CERMES de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées (ENPC) à Paris, et finalement du laboratoire ARGENCO - GEO³ à l'Université de Liège. Une description complète des essais est disponible dans TIMODAZ (2010a). Les expériences de Baldi *et al.*, (1991) et de Coll (2005) antérieures à ce projet font également l'objet d'une présentation.

Descriptions des essais réalisés avant le projet TIMODAZ

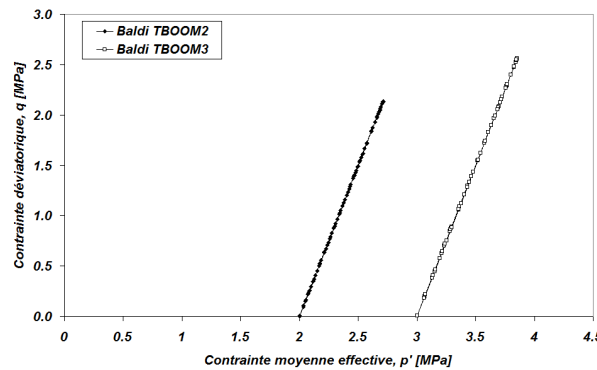
Baldi *et al.* (1991) réalisent des essais triaxiaux de compression dans des conditions drainées. Une phase de compression triaxiale, réalisée en augmentant la déformation axiale fait suite à un chargement isotrope dans des conditions drainées. Lors de ces essais, deux cycles de déchargement/ chargement sont effectués pour différentes valeurs de déformation. Deux pressions de confinement sont testées: 2 et 3 MPa (Figure 78(c)). Ces essais sont respectivement appelés TBOOM2 et TBOOM3 en fonction du confinement appliqué. L'essai TBOOM2 est confiné à une valeur de 2 MPa avant le cisaillement. Lors de l'essai TBOOM3, l'échantillon voit son confinement évoluer de 2 à 4.5 MPa puis une phase de cisaillement est réalisée après avoir déchargé de façon isotrope l'échantillon jusque 3 MPa. Les résultats des essais TBOOM2 et TBOOM3 sont présentés à la Figure 78. On observe Figure 78(a) les évolutions des contraintes déviatoriques en fonction des déformations axiales. Un comportement adoucissant est remarqué pour les deux essais sur ces courbes avant rupture complète de l'échantillon. En ce qui concerne l'évolution des déformations volumiques

(Figure 78(b)), un comportement contractant est noté pour l'essai TBOOM3 alors que TBOOM2 présente un comportement dilatant après rupture.



(a) Contrainte déviatorique

(b) Déformation volumique



(c) Chemin de contraintes

Figure 78: (a) Evolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale. (b) Evolution des déformations volumiques en fonction des déformations axiales. (c) Chemin de contraintes dans le plan des invariants (p', q) (Baldi *et al.*, 1991)

Les essais de Coll (2005) sont des essais drainés de compression triaxiale axisymétrique pour différentes valeurs de confinement, de 0.4 MPa à 2.3 MPa (Figure 79(c)). Cette dernière valeur de confinement correspond à la valeur de la contrainte de confinement in situ. La Figure 79 présente les principaux résultats des expériences. BC08 et BC19 font référence à des essais soumis à un confinement de 0.4 MPa, tandis que BC07 et BC20 sont relatifs à un confinement de 2.3 MPa. Le comportement déviatorique est illustré (Figure 79(a)), celui-ci présente une faible diminution de la contrainte en fin d'essai pour la majorité des échantillons testés. Le comportement volumique est principalement contractant même si une tendance à la dilatance en fin d'essai est observée mais de façon moins marquée que pour les essais de Baldi. Par contre, l'essai BC08 présente clairement de la dilatance à la fin de l'expérience.

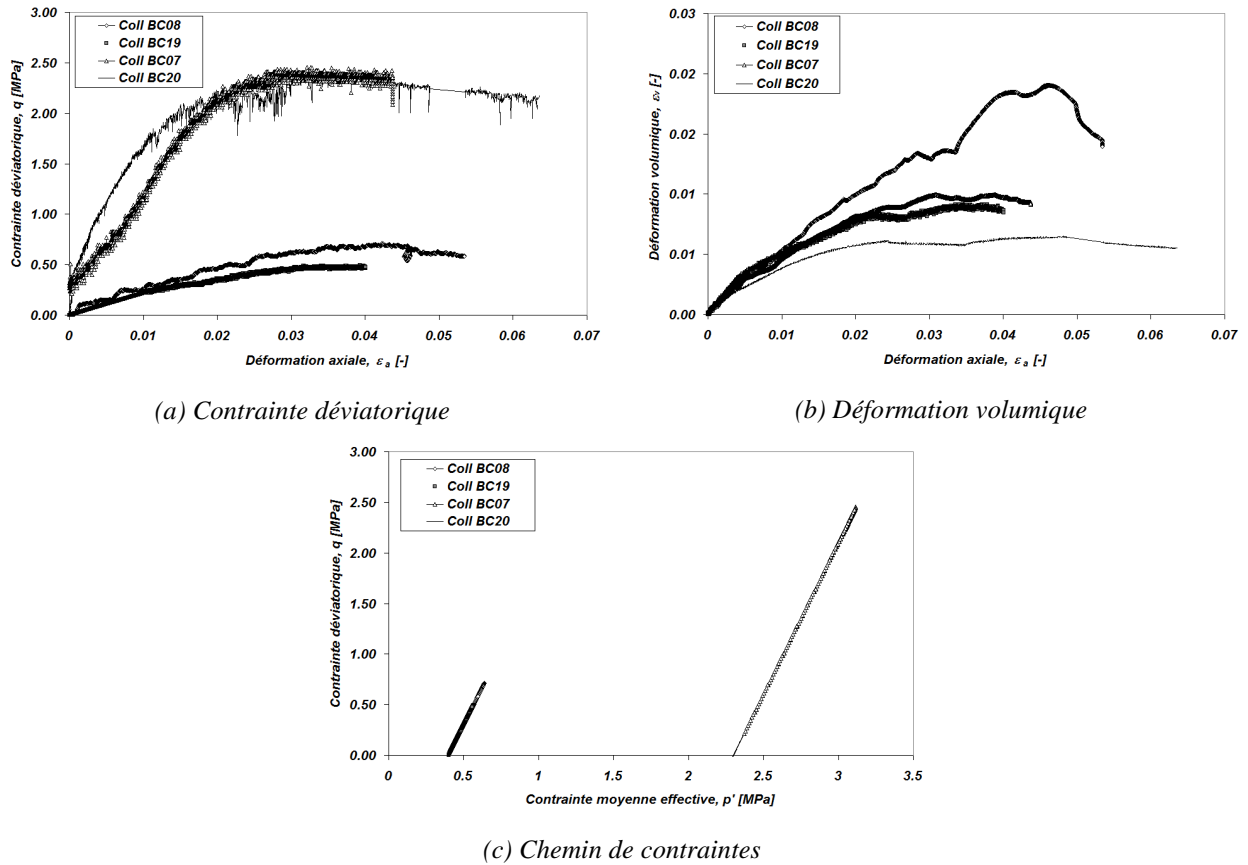


Figure 79: (a) Evolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale. (b) Evolution des déformations volumiques en fonction des déformations axiales. (c) Chemin de contraintes dans le plan des invariants (p' , q) (Coll, 2005)

Description des essais réalisés dans le cadre du projet TIMODAZ

Le laboratoire 3S-R de Grenoble a réalisé plusieurs expériences, deux types d'essais de cisaillement triaxial non drainé et un essai drainé sont proposés. Le premier type d'essai non drainé correspond à un essai triaxial non conventionnel (BCTimodaz05) dont le chemin de contraintes emprunté se rapproche d'un chemin de contraintes suivi en paroi lors de l'excavation d'un tunnel. Durant cette expérience, un déconfinement et une augmentation de contrainte axiale sont simultanément appliqués à l'échantillon (courbe(a) Figure 80). Le deuxième type (BCTimodaz06) d'essai consiste en un essai triaxial non drainé classique (courbe(b) Figure 80). Dans les deux cas, les échantillons subissent une phase de consolidation avant le cisaillement. En plus de ces essais, un chemin de cisaillement dans des conditions drainées est également suivi (BCTimodaz02). Après la consolidation et le cisaillement, les échantillons sont soumis à un cycle de chauffage et refroidissement.

Pour l'ensemble de ces essais, les conditions initiales d'état de contrainte sont identiques à celles in situ, une pression totale de 4.5 MPa et une pression d'eau de 2.2 MPa sont adoptées. La pression effective de confinement est donc de 2.3 MPa.

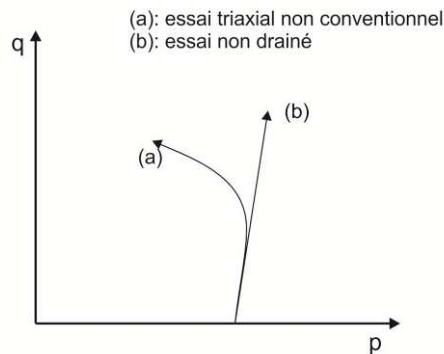


Figure 80: Représentation des chemins de contrainte dans le plan (p, q) suivis lors des essais

Les résultats en termes d'évolution des contraintes déviatoriques, de pression d'eau et de déformation volumique sont illustrés à la Figure 81. On observe que la valeur atteinte par le déviateur lors de l'essai non-conventionnel est élevée en comparaison des autres tests (Figure 81(a)). Aucun adoucissement n'est noté sur ces essais. Une chute des pressions d'eau très importante est notée lors de l'essai non-conventionnel BCTimodaz05 (Figure 81(c)). Les deux essais BCTimodaz02 et BCTimodaz06 présentent un comportement purement contractant (Figure 81(b) et Figure 81(c)). L'essai non-drainé BCTimodaz06 présente un chemin de contraintes anormal par rapport aux essais non-drainés classiques (Figure 81(d)) dont le chemin de contraintes effective est purement déviatorique dans la zone élastique. Une saturation partielle ou un gonflement de l'échantillon lors de l'essai pourrait expliquer ce genre d'anomalie.

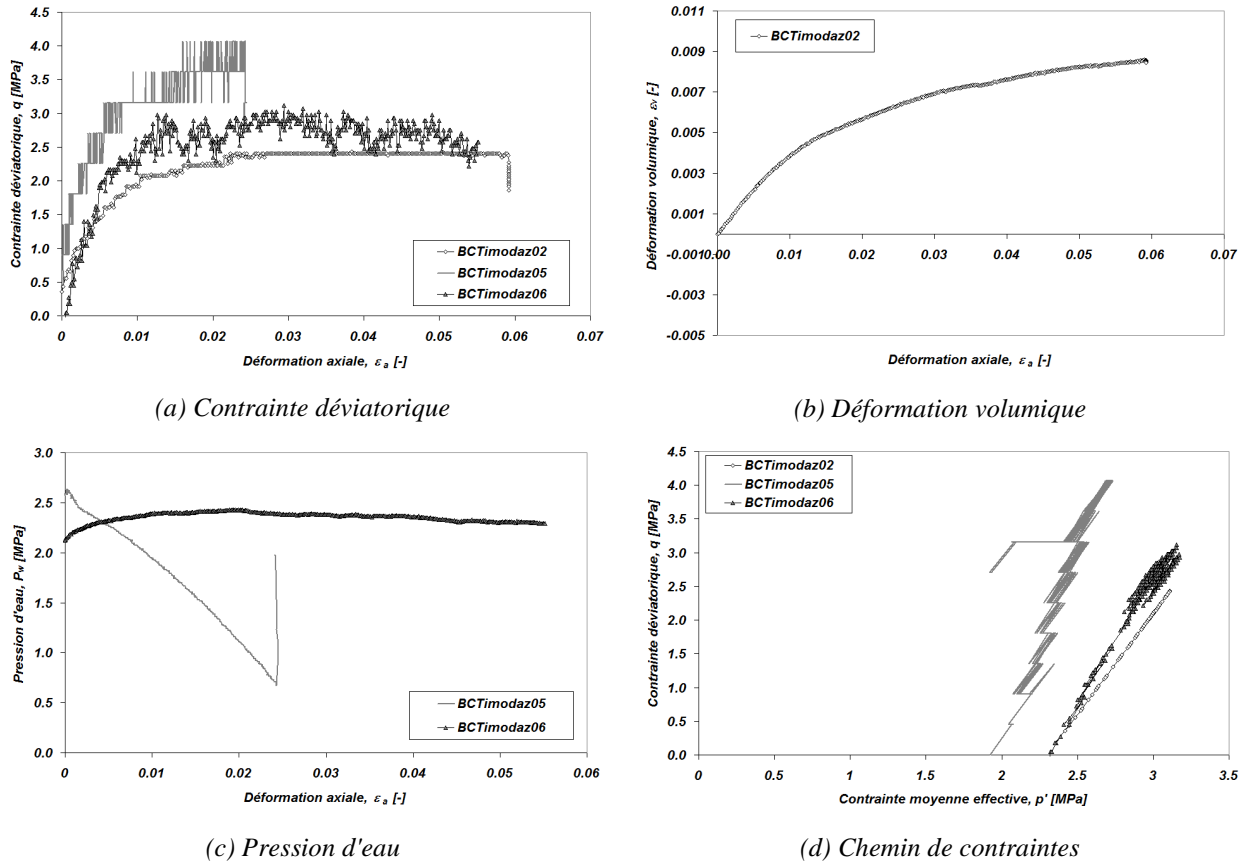


Figure 81: Résultats des expériences réalisées par UJF. (a) Evolution des contraintes déviatoriques en fonction des déformations axiales. (b) Evolution des déformations volumiques en fonction de la déformation axiale. (c) Evolution des pressions d'eau lors du cisaillement non-drainé. (d) Chemin de contraintes dans le plan des invariants des contraintes effectives

Les essais du CERMES sont réalisés sur des cylindres creux d'Argile de Boom. Les échantillons ont un diamètre intérieur de 60 mm, un diamètre extérieur de 100 mm et une hauteur de 70 à 80 mm. Pour plus de détails concernant la cellule triaxiale développée pour ce type d'échantillon, on renvoie à Monfared *et al.* (2010). En appliquant une pression identique à l'intérieur et à l'extérieur, on retrouve un essai triaxial standard. L'avantage de ce type de cellule est le court chemin de drainage qui permet plus rapidement de réaliser des essais drainés. Un autre intérêt provient de la possibilité de mesurer la perméabilité radiale ou horizontale.



Figure 82: Cylindre creux fait d'Argile de Boom testé par le CERMES (TIMODAZ, 2010a)

La contrainte totale est identique à celle estimée in situ à Mol à 223 m de profondeur au laboratoire souterrain, soit 4.5 MPa. La pression d'eau quant à elle vaut 2.25 MPa, en conséquence de quoi, la contrainte effective vaut 2.25 MPa. Pour obtenir cette contrainte effective, l'échantillon est soumis à une pression totale de confinement de 3.25 MPa avec une contre pression de saturation ("Back pressure") de 1 MPa. Le programme expérimental comprend une phase de consolidation, une phase de chargement déviatorique drainé ou non et finalement une phase de chauffage non-drainé sous déviateur. La Figure 83 présente les chemins de contrainte pour les deux expériences. Dans le cas non-drainé (Figure 83 (b)), l'essai de cisaillement est réalisé à contrainte moyenne totale constante jusqu'à une valeur de 2 MPa de contrainte déviatorique suivie d'une chute de cette contrainte uniquement due à la relaxation du piston de l'appareil.

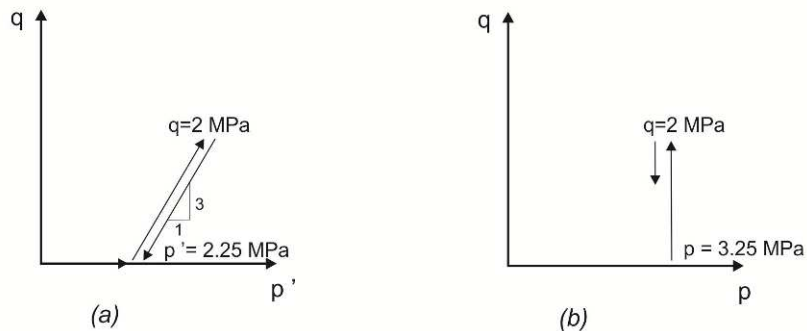


Figure 83: Représentation des chemins de contraintes étudiés par le CERMES (D'après Monfared 2011, TIMODAZ, 2010a)

La Figure 84 présente les résultats de ces deux essais. Le comportement déviatorique est décrit à la Figure 84(a), celui-ci présente un plateau dès que la contrainte de 2MPa est atteinte. Le comportement volumique de l'essai drainé est principalement contractant comme illustré

Figure 84(b). L'essai non-drainé présente une faible diminution des pressions d'eau suivie d'un plateau (Figure 84(c)).

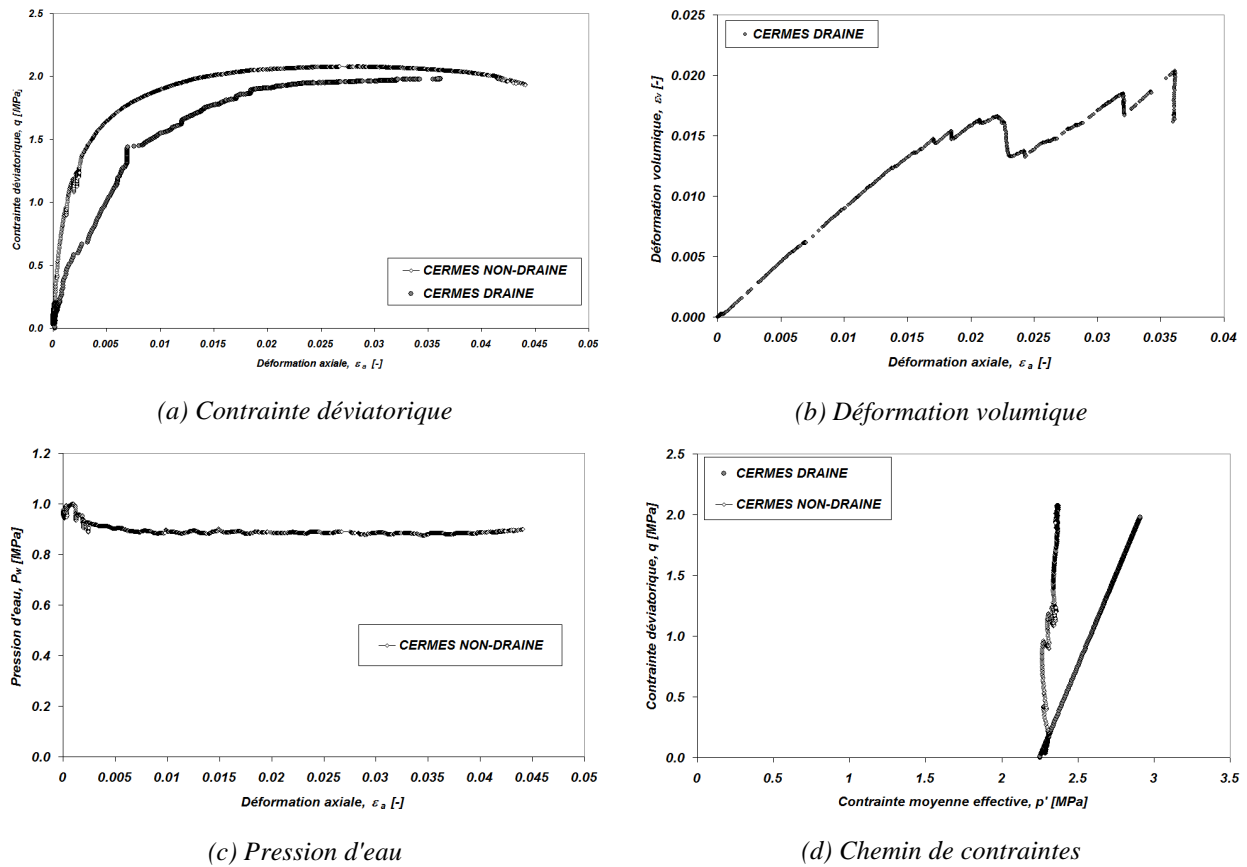


Figure 84: Résultats des expériences réalisées par CERMES. (a) Evolution des contraintes déviatoriques en fonction des déformations axiales. (b) Evolution des déformations volumiques en fonction de la déformation axiale. (c) Evolution des pressions d'eau lors du cisaillement non-drainé. (d) Chemin de contraintes dans le plan des invariants

Les essais réalisés par le laboratoire ARGENCO - GEO³ de l'Université de Liège consistent en quatre essais triaxiaux non-drainés sur des échantillons cylindriques d'Argile de Boom. Ces essais de cisaillement non-drainé sont réalisés sur des échantillons prélevés perpendiculairement et parallèlement à la stratification (Figure 85). Les essais nommés ULg EXP 3 et ULg EXP 5, sur la Figure 86, sont perpendiculaires à la stratification. Les essais, ULg EXP 1 et ULg EXP 2, sont respectivement parallèles à la stratification selon les directions 3 et 2 (Figure 85). La pression effective de confinement est de 2.3 MPa et les échantillons sont supposés saturés. La Figure 86 présente les résultats expérimentaux de cette campagne d'essai. Alors que les essais ULg EXP 1 et ULg EXP 2 présentent des courbes classiques d'évolution de contrainte déviatorique et de pression d'eau, les courbes relatives aux essais ULg EXP 3 et ULg EXP 5 montrent très rapidement une anomalie dans les courbes

d'évolution des contraintes déviatoriques et de pression d'eau. Par exemple pour ULg EXP 3, une brusque chute des pressions d'eau est observée (Figure 86(b)) lors du cisaillement alors que les contraintes déviatoriques continuent d'augmenter (Figure 86(a)). Les évolutions des pressions d'eau sont plus importantes pour ULg EXP 5 en comparaison des autres essais (Figure 86(b)). Différentes chutes de pression sont observées avant la probable rupture de l'échantillon caractérisé par la chute de la contrainte déviatorique (Figure 86(a)). Ces phénomènes sont observables sur les courbes des chemins de contraintes Figure 86(c) où le comportement de ULg EXP 3 et ULg EXP 5 est erratique alors qu'il aurait dû suivre un chemin déviatorique comme ULg EXP 1 et ULg EXP 2.

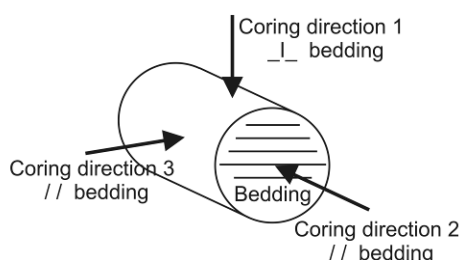
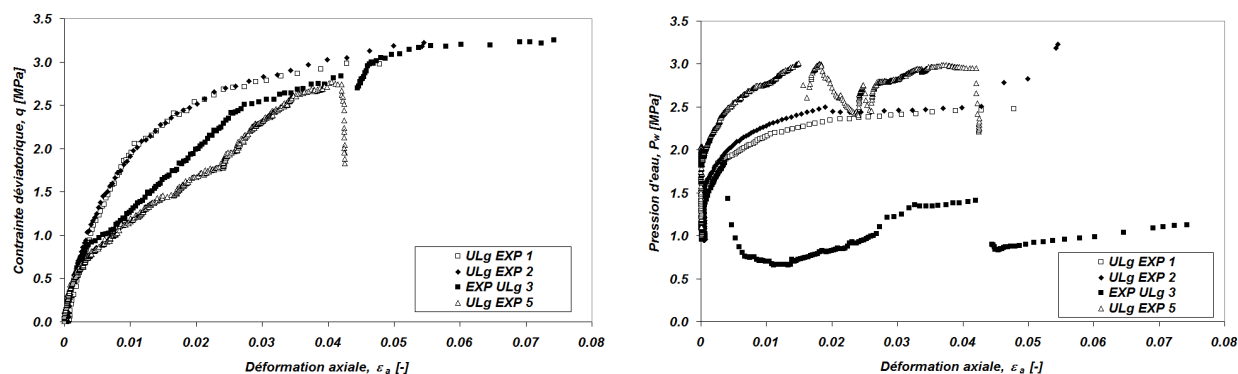
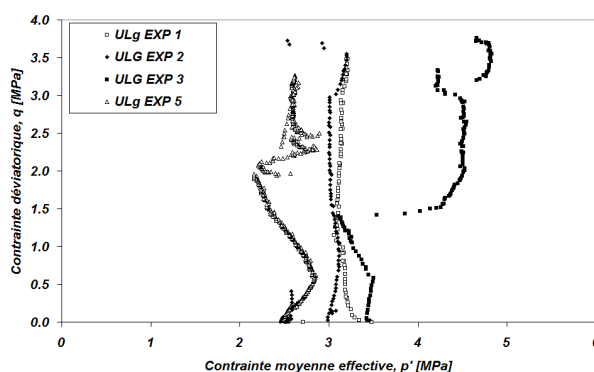


Figure 85: Orientation de la prise des échantillons par rapport à la stratification



(a) Contrainte déviatorique

(b) Pression d'eau



(c) Chemin de contraintes

Figure 86: Résultats des expériences réalisées par GEO³ -ARGENCO. (a) Evolution des contraintes déviatoriques en fonction des déformations axiales. (b) Evolution des pressions d'eau lors du cisaillement non-drainé. (c) Chemin de contraintes dans le plan des invariants

Synthèse de l'ensemble des essais

Comme nous venons de le voir, une série d'essais est disponible dans le cadre du projet TIMODAZ et hors de ce projet. On rassemble dans cette section, les différents essais de façon à mettre en évidence les chemins de contraintes disponibles. La figure suivante rassemble les chemins de contrainte des essais drainés de Baldi et al. (1991), Coll (2005), CERMES et du de l'UJF (BCTimodaz02). Différents confinements sont utilisés ce qui permettra dans une étape ultérieure de déterminer une valeur plus précise des différents paramètres de résistance que sont l'angle de frottement et la cohésion.

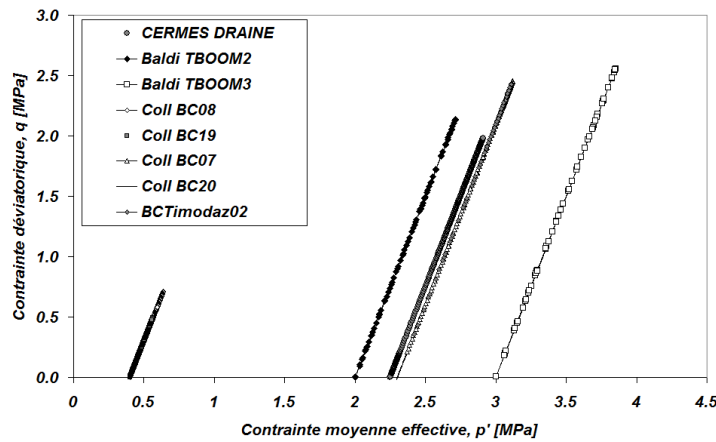


Figure 87: Synthèse des chemins de contraintes pour l'ensemble des essais drainés

La Figure 88 montre les évolutions des contraintes déviatoriques pour l'ensemble des essais drainés. On remarque une bonne concordance des essais réalisés à des confinements supérieurs ou égaux à 2 MPa.

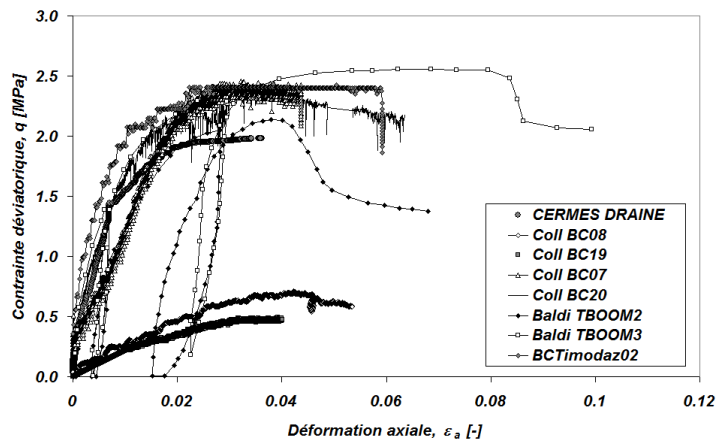


Figure 88: Evolution des contraintes déviatoriques en fonction de la déformation axiale pour l'ensemble des essais drainés

La Figure 89 montre les évolutions des déformations volumiques pour l'ensemble des essais. Une certaine hétérogénéité des résultats est remarquée mais ceux-ci évoluent dans un même fuseau. Le comportement semble principalement contractant.

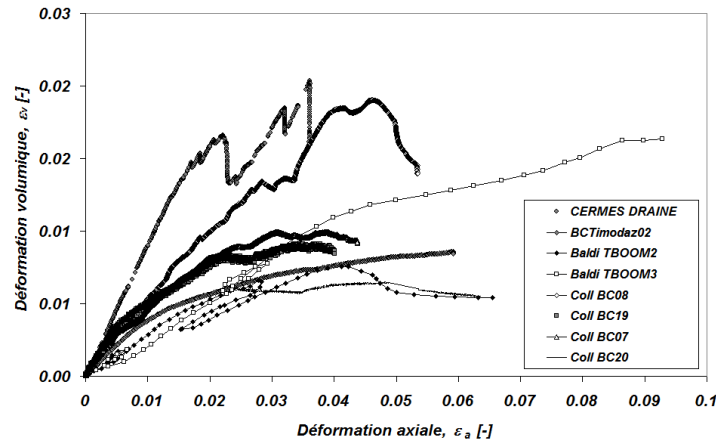


Figure 89: Evolution des déformations volumiques en fonction de la déformation axiale pour l'ensemble des essais drainés

La Figure 90 rassemble les différents chemins de contraintes pour l'ensemble des essais non-drainés.

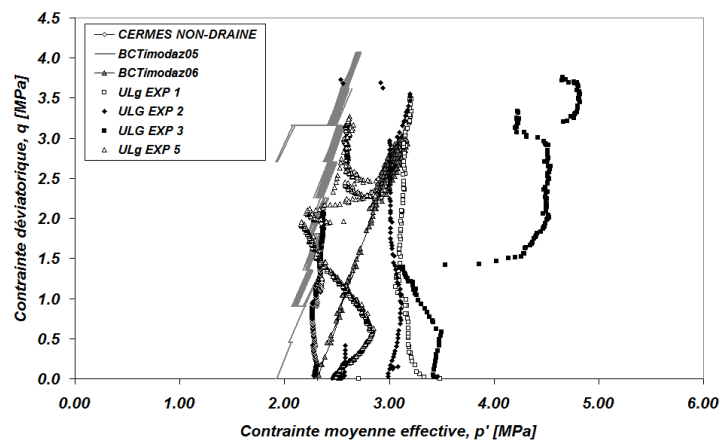


Figure 90: Synthèse des chemins de contrainte des essais non-drainés dans le plan des invariants

La Figure 91 rassemble les différentes évolutions des contraintes déviatoriques lors de ces essais non-drainés. Les résultats semblent évoluer dans un même fuseau et aucun adoucissement n'est observé lors de ces essais. L'essai BCTimodaz05 montre des valeurs déviatoriques atteintes plus importantes en comparaison des autres essais.

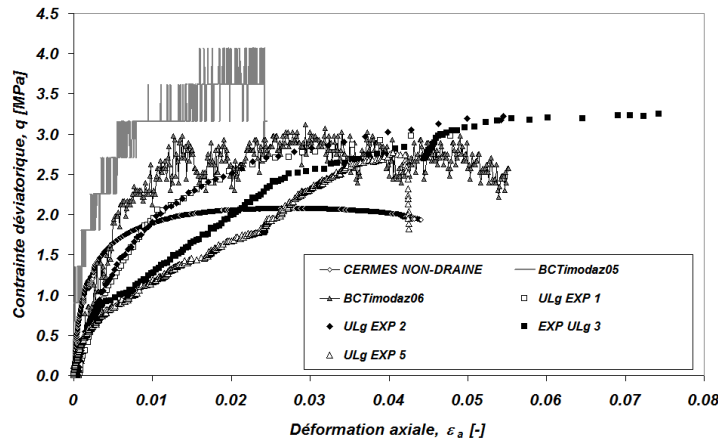


Figure 91: Synthèse des données de laboratoire des essais non-drainés dans le plan des déformations axiales et des contraintes déviatoriques (ϵ_a, q)

La Figure 92 rassemble les différentes évolutions des pressions d'eau. Les résultats semblent similaires et l'évolution des pressions est principalement contractante à l'exception de BCTimodaz05 qui montre une chute des pressions importante.

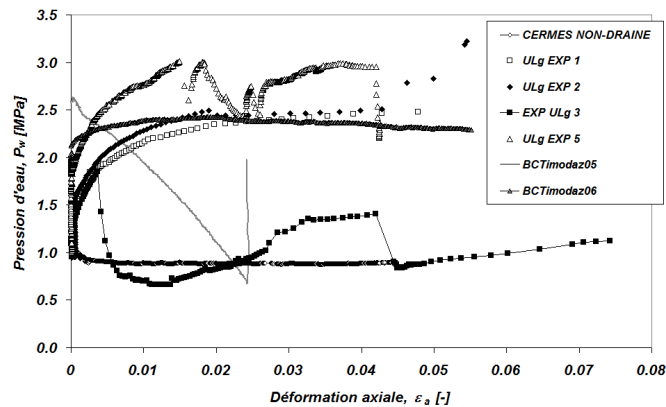


Figure 92: Synthèse des données de laboratoire des essais non-drainés dans le plan des déformations axiales et des pressions d'eau

4.3 Modélisation hydro-mécanique des essais triaxiaux réalisés à température ambiante sur l'Argile de Boom

Les modélisations se font avec le code de calcul éléments finis non-linéaires LAGAMINE. Un élément fini couplé thermo-hydro-mécanique MWAT (Collin, 2003) est utilisé dans des conditions axisymétriques. Les conditions limites mécaniques imposent de fixer les

déplacements verticaux selon AB (Figure 93) et les déplacements horizontaux selon AD (Figure 93). Selon que les essais à modéliser sont drainés ou non, les pressions d'eau sont fixées aux nœuds ou non. Effectivement dans un cas non drainé, aucun échange de masse d'eau avec l'extérieur n'est possible, c'est-à-dire que les frontières sont jugées imperméables. D'une façon générale lors des modélisations par éléments finis, l'argile est supposée comme totalement saturée, homogène avec des propriétés isotropes. Des contraintes sont appliquées sur les frontières DC et BC pour reproduire le confinement.

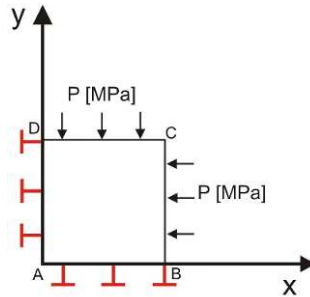


Figure 93: Élément 1D axisymétrique servant aux modélisations

La loi de comportement constitutive hydro-mécanique utilisée est le critère à frottement interne Drucker-Prager.

4.3.1 Modélisations des essais de Baldi *et al.* (1991) et Coll (2005)

Les modélisations de ces expériences sont réalisées en tant qu'étude préliminaire aux modélisations des expériences du projet TIMODAZ. Cette étude permet de définir un ensemble de paramètres qui sert de base à la modélisation des expériences TIMODAZ. A partir de ce premier ensemble, le calage des courbes numériques sur les courbes expérimentales est réalisé.

Le Tableau 9 résume les paramètres testés pour l'Argile de Boom lors de cette première modélisation. A partir des paramètres de Bernier *et al.* (2007) (Tableau 9), différentes possibilités d'écroutissage et d'adoucissement sont testées (*Simul02* et *Simul03* au Tableau 9). Ces variations autour du critère de Drucker-Prager sont celles proposées lors d'un benchmark cylindre creux du projet TIMODAZ (TIMODAZ, 2010b). Dans ce tableau, p_c' correspond à la pression de confinement utilisé pour la modélisation des expériences. Celle-ci égale la valeur de la contrainte effective in situ à Mol.

Les essais de Baldi et Coll sont réalisés à différents confinements comme illustré par la représentation des chemins de contrainte Figure 96. Cette dernière représentation permet de calculer analytiquement le quatrième ensemble (*Simul04*) de paramètres utilisés. En effet, en réalisant une régression linéaire sur les valeurs au pic, on détermine une valeur de la cohésion et de l'angle de frottement.

	E' [MPa]	ν'	c_i' [kPa]	c_f' [kPa]	β_c	ϕ_i' [°]	ϕ_f' [°]	β_ϕ	ψ' [°]	p_c' [MPa]
<i>Bernier et al.</i> (1997)	300	0.125	300	300	0	18	18	0	0 - 10	2.3
<i>Simul 01</i>	300	0.125	300	300	0	18	18	0	0	2.3
<i>2.Simul 02</i>	300	0.125	300	300	0	5	18	0.01	0	2.3
<i>Simul 03</i>	300	0.125	300	100	0.01	5	18	0.01	0	2.3
<i>Simul 04</i>	300	0.125	115	115	0	15	18	0.01	0	2.3

Tableau 9: Tableau des paramètres déterminés sur base d'une première série d'essais

La Figure 94 synthétise l'ensemble des résultats obtenus expérimentalement et numériquement dans le plan des contraintes déviatoriques et des déformations axiales. On constate, globalement, que la comparaison entre les données expérimentales et numériques présente une bonne homogénéité. Le modèle élasto-plastique parfaitement plastique (*Simul01*) surestime la contrainte déviatorique obtenue. En ce qui concerne l'élasticité, celle-ci semble bien reproduite dans la partie linéaire élastique de la courbe.

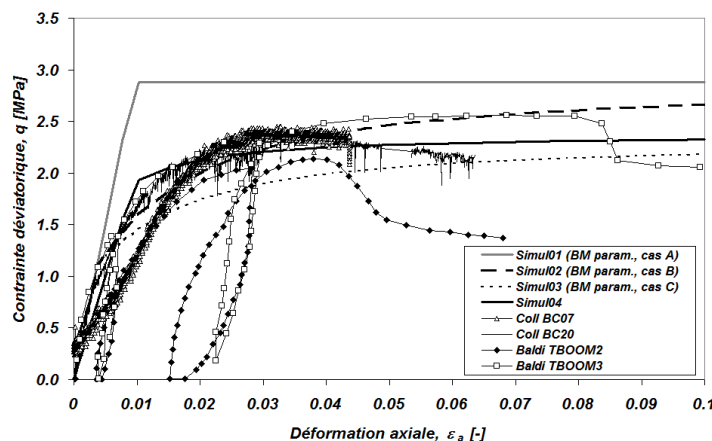


Figure 94: Contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale. Comparaisons entre résultats numériques et expérimentaux

Le comportement volumique est globalement bien représenté avec les modélisations réalisées même si les courbes numériques sous-estiment parfois la valeur finale de la déformation volumique comme observé à la Figure 95.

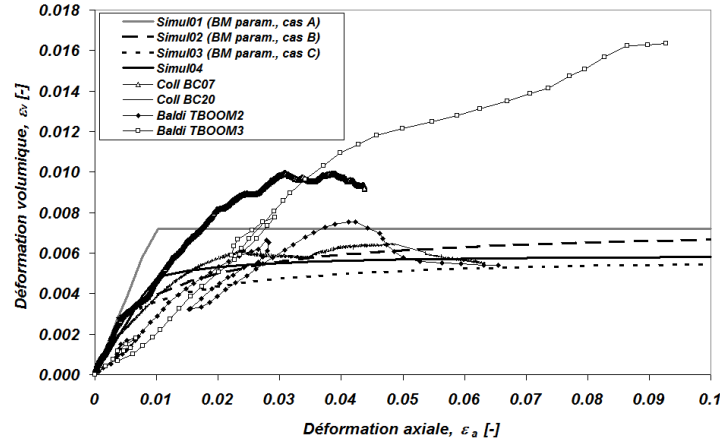


Figure 95: Déformation volumique en fonction de la déformation axiale. Comparaison entre l'expérience et les résultats numériques

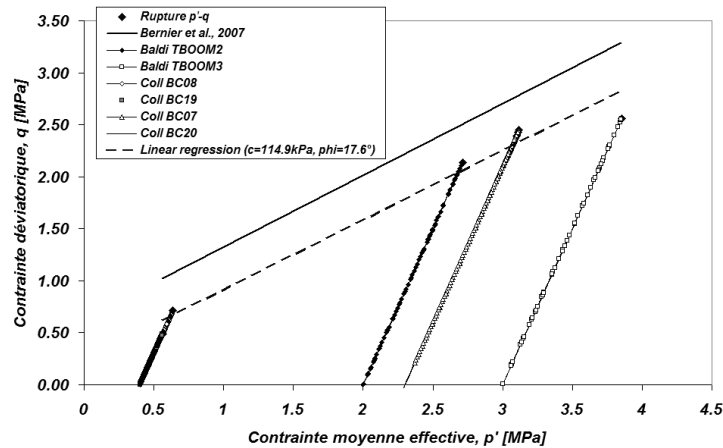


Figure 96: Contrainte déviatorique en fonction de la contrainte moyenne effective. Représentation graphique dans le plan (p', q) des valeurs au pic pour un critère de type Drucker-Prager

A partir de ces premières modélisations, on constate que les paramètres proposés dans le Tableau 9 et dérivés des paramètres de Bernier *et al.* (2007) permettent de représenter correctement le comportement déviatorique de ce matériau. Dans les prochaines modélisations des essais en liaison avec le projet TIMODAZ, le jeu de paramètres de départ est *Simul02*. Ces paramètres permettent de reproduire au mieux le comportement déviatorique et le comportement volumique. A partir de cet ensemble de données, les paramètres sont ensuite ajustés pour coller au mieux aux courbes expérimentales. Pour conserver une

cohérence entre les différentes expériences de chaque équipe, les paramètres sont modifiés une seule fois de façon à ne pas multiplier les possibilités. Le but de ce travail n'est pas de faire une analyse approfondie des variations possibles de l'ensemble des paramètres élasto-plastiques mais plutôt de dégager un ensemble suffisamment représentatif de l'argile pour des calculs plus complexes comme réalisés au chapitre 5.

4.3.2 Modélisation des expériences du L3S-R (UJF)

Essais non conventionnels de cisaillement (BCTimodaz05)

La Figure 97 montre une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux. On constate qu'avec l'ensemble de paramètres *Simul02* (Tableau 9 et Tableau 10), le comportement n'est pas bien reproduit, la contrainte déviatorique obtenue est sous-estimée par rapport à l'expérience (Figure 97(a)). Par contre, les évolutions de la pression d'eau sont bien représentées (Figure 97(b)). De la même façon, les chemins de contraintes (Figure 98) ne sont pas bien reproduits suite à la sous-estimation des contraintes déviatoriques observées (Figure 97).

Pour pouvoir coller aux courbes expérimentales, de la dilatance est ajoutée dans le modèle. Ceci permet au chemin de contraintes de se déplacer le long de la surface de plasticité Drucker-Prager et donc de pouvoir augmenter ou diminuer la valeur du déviateur. L'écroûissage permet de faire une entrée en plasticité plus rapide et de ne pas avoir un comportement bilinéaire (élastique et parfaitement plastique) dans le plan des contraintes déviatoriques/déformations axiales. Cet écroûissage de l'angle de frottement est contrôlé par le paramètre β_ϕ qui indique la valeur de la déformation équivalente pour laquelle la moitié de l'écroûissage est atteint.

Dans le cas de cet essai non-conventionnel, le meilleur calage est obtenu en incluant de la dilatance, en modifiant la valeur de β_ϕ et en modifiant la valeur de l'angle de frottement initial. Le Tableau 10 reprend les paramètres utilisés pour reproduire les essais expérimentaux du laboratoire 3S-R (UJF). La première ligne correspond aux paramètres de base, la seconde aux paramètres modifiés. Il est à noter que dans ce cas, le module de Young de l'Argile de

Boom a été plus que doublé. En effet, la valeur considérée dans ce cas est 800 MPa alors qu'elle est initialement de 300 MPa.

	E' [MPa]	ν'	c'_i [kPa]	c'_f [kPa]	β_c	ϕ'_i [°]	ϕ'_f [°]	β_ϕ	ψ' [°]	p'_c [MPa]
<i>Simul02</i>	300	0.125	300	300	0	5	18	0.01	0	2.3
<i>Simul02_UJF</i>	800	0.125	300	300	0	8	18	0.003	10	2.3

Tableau 10: Paramètres utilisés pour modéliser les essais du laboratoire 3S-R à Grenoble

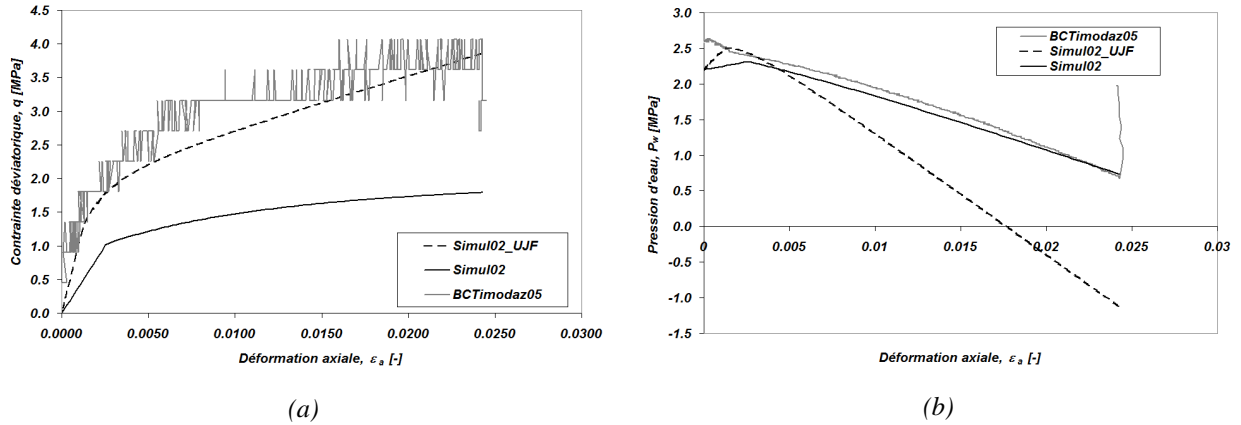


Figure 97: Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour l'essai triaxial non conventionnel. (a) Evolution des contraintes déviatoriques vs les déformations axiales. (b) Evolution des pressions d'eau

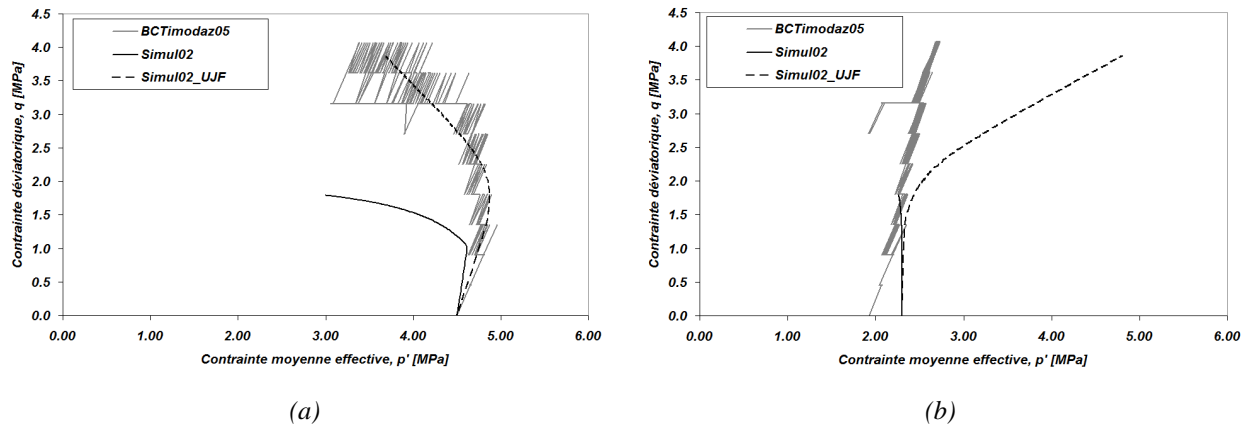


Figure 98: Représentation des chemins de contrainte suivis expérimentalement lors de l'essai non conventionnel et comparaison avec les résultats numériques dans le plan des invariants des contraintes totales (a) et effectives (b)

Essai conventionnel triaxial non-drainé (BCTimodaz06)

Cette section présente les résultats de l'essai triaxial classique non drainé. On remarque sur la Figure 99, représentant l'évolution de la contrainte déviatorique et de la pression d'eau en fonction de la déformation axiale, que les paramètres (*Simul02_UJF*) définis lors de l'essai

non-conventionnel ne reproduisent pas correctement le comportement déviatorique. En effet l'introduction de la dilatance génère une contrainte déviatorique supérieure à celle observée. On constate également que la pente élastique est surestimée alors qu'avec les paramètres initiaux (*Simul02*), on arrive à mieux représenter le comportement élastique. Pour les pressions d'eau, on fait la même analyse que lors de l'essai non-conventionnel. Les paramètres *Simul02* reproduisent la tendance de l'évolution des pressions d'eau alors que *Simul02_UJF* modélise des pressions d'eau largement inférieures aux observations expérimentales.

La Figure 100 présente les chemins de contrainte dans le plan des invariants des contraintes totales (Figure 100(a)) et effectives (Figure 100(b)). Figure 100(b), on constate que les chemins de contraintes modélisés et observés sont très différents. Numériquement, on reproduit un chemin purement déviatorique correspondant à un essai non-drainé classique alors qu'expérimentalement, cette courbe diffère fortement d'un chemin non-drainé. Il est possible que l'échantillon continue de gonfler pendant l'essai ou qu'il ne soit pas totalement saturé.

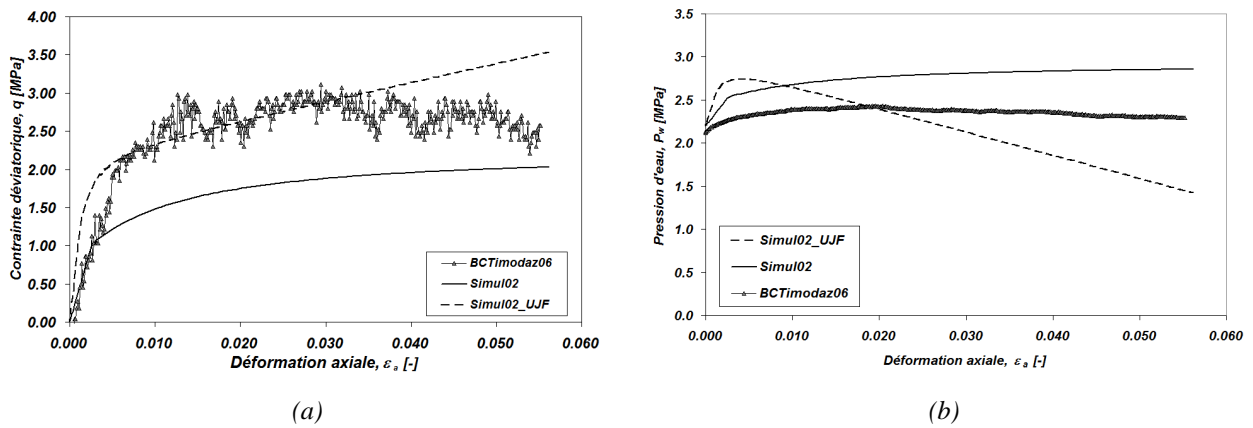


Figure 99: Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour l'essai triaxial non drainé.

(a) Evolution des contraintes déviatoriques vs les déformations axiales. (b) Evolution des pressions d'eau en fonction de la déformation

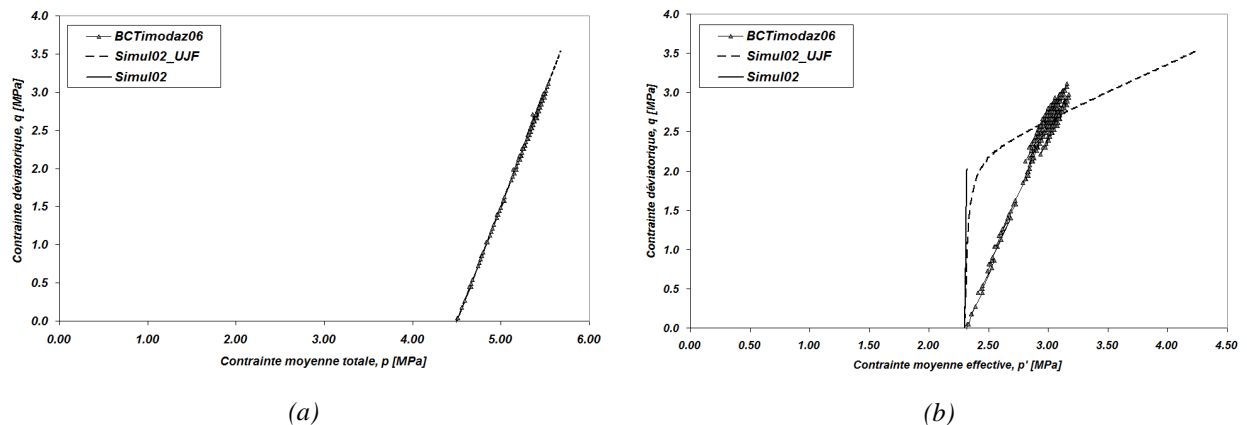


Figure 100: Représentation des chemins de contrainte suivis expérimentalement lors de l'essai non drainé et comparaison avec les résultats numériques dans le plan des invariants des contraintes totales (a) et effectives (b)

Essai conventionnel triaxial drainé (BCTimodaz02)

La Figure 101 présente les résultats des modélisations dans le cas de l'essai drainé réalisé par l'UJF. On remarque pour la courbe d'évolution expérimentale déviatorique (Figure 101(a)) que les paramètres *Simul02* et *Simul02_UJF* arrivent à reproduire les grandes tendances de cette évolution. La courbe élastique et l'écroûissage sont mieux représentés grâce à *Simul02_UJF* alors que l'entrée en plasticité et la valeur finale du déviateur sont plus proches des valeurs expérimentales avec *Simul02*. En ce qui concerne l'évolution des déformations volumiques, les paramètres *Simul02* permettent de se rapprocher le plus de la courbe expérimentale.

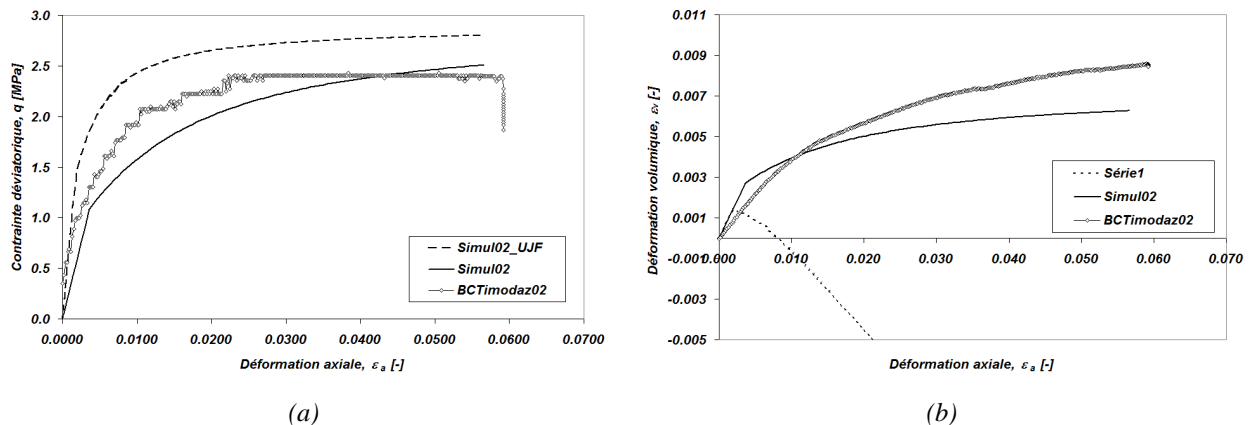


Figure 101: Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour l'essai triaxial non drainé. (a) Evolution des contraintes déviatoriques vs les déformations axiales. (b) Evolution des pressions d'eau en fonction de la déformation

4.3.3 Modélisations des expériences du CERMES (ENPC)

Le Tableau 11 reprend les paramètres utilisés pour la modélisation des essais du CERMES. On observe que les paramètres ont été légèrement modifiés pour coller aux courbes expérimentales.

	E' [MPa]	ν'	c_i' [kPa]	c_f' [kPa]	β_c	ϕ_i' [°]	ϕ_f' [°]	β_ϕ	ψ' [°]	p_c' [MPa]
Simul02	300	0.125	300	300	0	5	18	0.01	0	2.3
Simul02_ENPC	300	0.125	300	300	0	7	18	0.02	0	2.3

Tableau 11: Paramètres utilisés pour les modélisations des expériences du CERMES

Essai drainé

Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques montrent une bonne concordance dans le plan (ϵ_a, q) (Figure 102(a)) pour la partie linéaire élastique de la courbe ainsi que pour l'entrée en plasticité. Par contre les déformations volumiques sont largement sous-estimées par la modélisation (Figure 102(b)) après la partie élastique linéaire

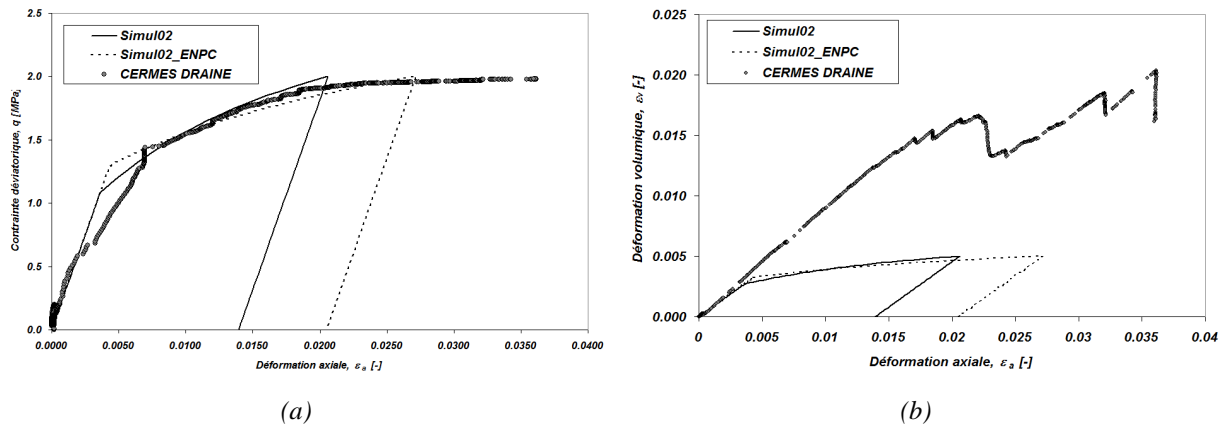


Figure 102: Résultats de l'essai drainé du CERMES. (a) Contrainte déviatorique / déformation axiale (b) Déformation volumique en fonction de la déformation axiale

Essai non drainé

En ce qui concerne l'évolution des contraintes déviatoriques en fonction des déformations axiales, on constate que les courbes numériques n'arrivent pas à se caler sur les résultats expérimentaux comme on le constate sur la Figure 103(a). En effet, même si la valeur du déviateur est la même en fin de calcul, l'entrée en plasticité est trop rapide. On constate également que la partie élastique linéaire expérimentale montre une rigidité plus importante que celle estimée numériquement.

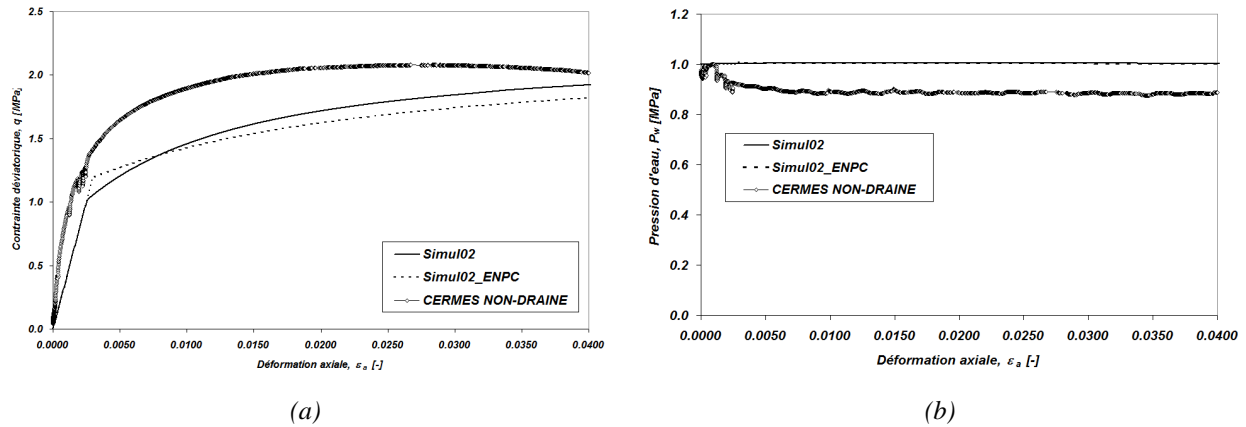


Figure 103: Résultats de l'essai non-drainé (a) Contrainte déviatorique / déformation axiale. (b) Evolution des pressions d'eau en fonction de la déformation axiale

En ce qui concerne l'essai non-drainé, la Figure 104 présente les chemins de contrainte modélisés et leur comparaison avec les courbes numériques. On constate la similitude entre les différentes courbes.

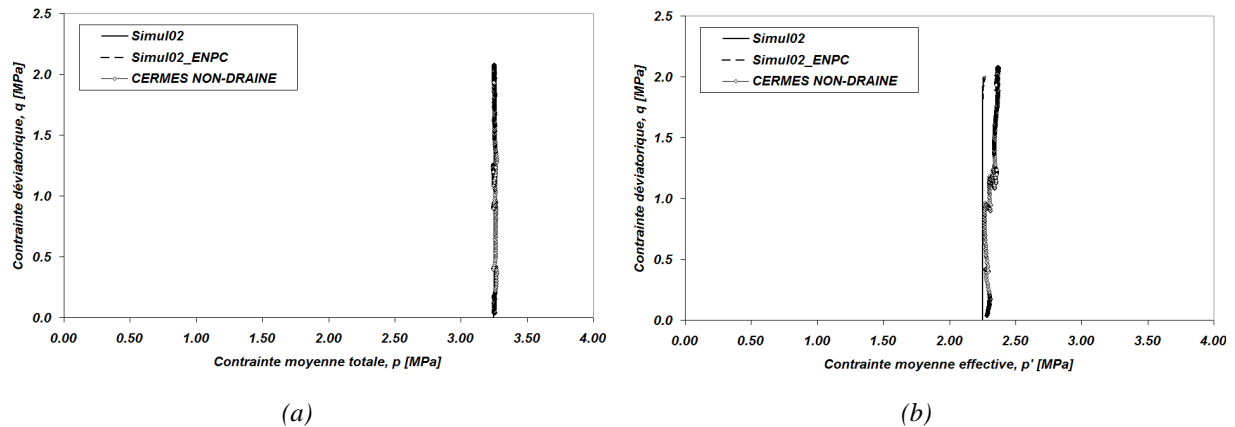


Figure 104: Comparaison entre les chemins de contrainte expérimentaux et numériques dans le plan des contraintes moyennes totales (a) et des contraintes moyennes effectives (b)

4.3.4 Modélisations des essais réalisés par GEO3 (ULg)

Essais triaxiaux non drainés

Le Tableau 12 reprend les principaux paramètres de la modélisation, ceux estimés lors des premières modélisations et ceux modifiés pour reproduire les phénomènes expérimentaux. La différence la plus importante apportée à l'ensemble des données initiales est l'ajout de dilataance dans le modèle, ce qui permet d'atteindre le déviateur voulu (Figure 105).

	E' [MPa]	ν'	c_i' [kPa]	c_f' [kPa]	β_c	ϕ_i' [°]	ϕ_f' [°]	β_ϕ	ψ' [°]	P_c' [MPa]
<i>Simul02</i>	300	0.125	300	300	0	5	18	0.01	0	2.3
<i>Simul02_GEO³</i>	300	0.125	300	300	0	8	18	0.001	5	2.3

Tableau 12: Paramètres pour les modélisations des expériences faites par le laboratoire GEO3

La Figure 105 présente la comparaison des courbes d'évolution du déviateur (Figure 105(a)) et de la pression (Figure 105(b)) entre l'expérience et les modèles. On remarque que les paramètres *Simul02* sous-estiment l'évolution de la contrainte déviatorique. Par contre, en ajoutant de la dilatance (*Simul02_GEO³*) dans le modèle, le modèle numérique arrive à reproduire l'expérience. En ce qui concerne l'évolution des pressions d'eau, la situation est inversée, *Simul02* permet de mieux reproduire cette évolution.

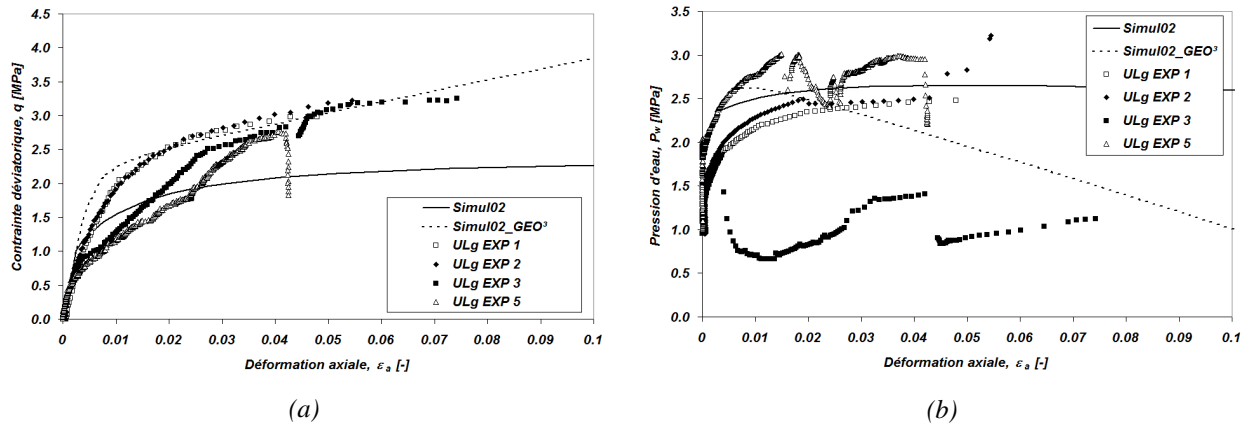


Figure 105: Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques. (a) Contraintes déviatoriques en fonction des déformations axiales. (b) Evolution les pressions d'eau avec des déformations axiales

La Figure 106 présente les chemins de contrainte dans le plan des invariants des contraintes totales (Figure 106(a)) et effectives (Figure 106(b)). Les chemins en contraintes totales, correspondant aux conditions limites, sont bien représentés (Figure 106(a)). Par contre, les chemins de contraintes effectifs ne sont bien représentés que dans la zone élastique de la modélisation. Dès que la surface de plasticité est atteinte, la contrainte moyenne effective augmente suite à l'introduction de dilatance dans le modèle.

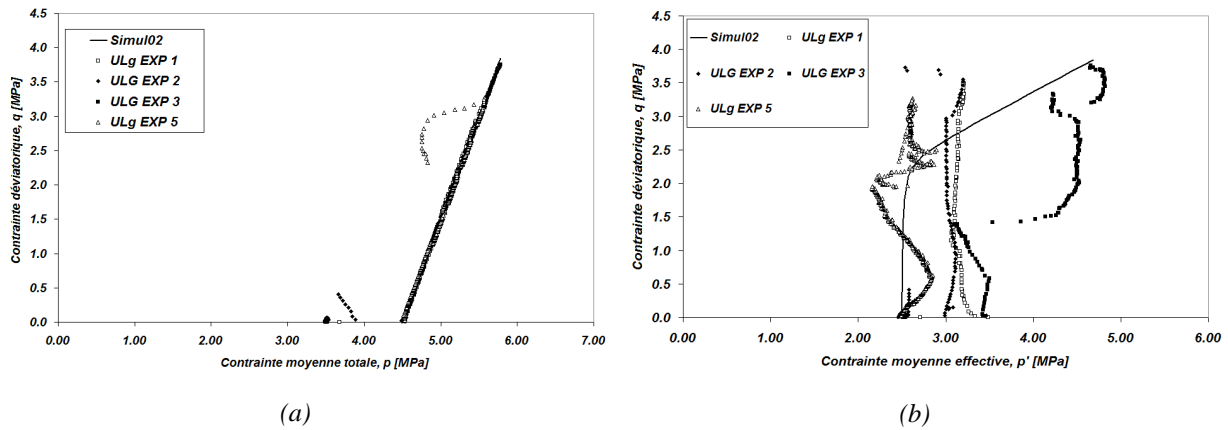


Figure 106: Chemin de contraintes dans le plan (p, q) en (a) et dans le plan (p', q) pour les essais non drainés GEO3

4.3.5 Conclusions sur l'ensemble des modélisations des expériences

En guise de conclusion de ces modélisations, rappelons au Tableau 13 l'ensemble des paramètres utilisés lors de celles-ci. On remarque globalement que les paramètres élastiques définis selon Bernier *et al.* (2007) permettent de bien représenter la partie élastique linéaire des courbes d'évolution des contraintes déviatoriques. Bien que les paramètres plastiques arrivent, dans la plupart des cas, à reproduire les comportements déviatoriques observés, il en va autrement de l'évolution des pressions d'eau et des déformations volumiques. Il est à remarquer que l'ajout de la dilatance permet dans certains cas de mieux reproduire l'évolution des contraintes déviatoriques.

	E' [MPa]	ν'	c_i' [kPa]	c_f' [kPa]	β_c	ϕ_i' [°]	ϕ_f' [°]	β_ϕ	ψ' [°]
Simul02	300	0.125	300	300	0	5	18	0.01	0
Simul02_UJF	800	0.125	300	300	0	8	18	0.003	10
Simul02_ENPC	300	0.125	300	300	0	7	18	0.02	0
Simul02_GEO ³	300	0.125	300	300	0	8	18	0.001	5

Tableau 13: Résumé des paramètres servant à la modélisation des essais des différentes équipes

Lors de ces modélisations, la loi de comportement utilisée correspond à un modèle Drucker-Prager. L'emploi du modèle TSOIL, d'un modèle combinant un critère de Drucker-Prager et un Cam-Clay, dans ces modélisations, n'est pas approprié. En effet, en définissant les paramètres du modèle Cam-Clay définis au Tableau 14, on constate que le modèle souffre de lacunes dans la reproduction de chemins des contraintes déviatoriques lorsque l'écroutissage

de l'angle de frottement est possible (paramètres *Simul02* au Tableau 13). La Figure 107 montre le résultat de la modélisation de l'essai non-conventionnel (BCTimodaz05) et la comparaison avec l'expérience en utilisant le modèle TSOIL. Dans ce cas, suite à la valeur initialement faible de l'angle de frottement, le critère atteint par le chemin de contraintes n'est plus le critère à frottement interne mais la partie contractante du modèle (Figure 107(a)). Dans cette situation, aucun écrouissage de l'angle de frottement n'est possible et le chemin de contraintes va évoluer uniquement selon cette surface. En conséquence, il n'est pas possible de reproduire le comportement déviatorique observé lors de l'expérience (Figure 107(b)).

Propriétés élasto-plastiques relatives au comportement contractant de l'Argile de Boom		
Coefficient de compressibilité plastique	λ	0.178
Pression de préconsolidation effective [MPa]	p_c'	6
Coefficient de surconsolidation	OCR	2.4

Tableau 14: Paramètres pour le modèle Cam-Clay (Horseman *et al.*, 1987)

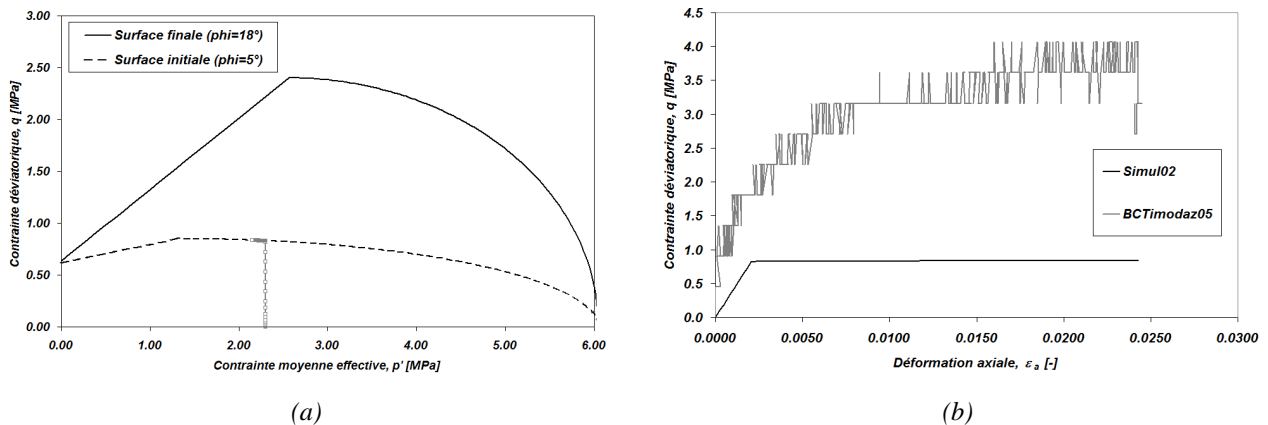


Figure 107: Illustration du chemin de contraintes dans le cas de l'utilisation d'un modèle de comportement de type *TSOIL* (a) où la surface atteinte correspond à la partie Cam-Clay. Illustration de l'évolution des contraintes déviatoriques en fonction des déformations axiales et comparaison avec l'expérience(b)

4.4 Validation thermo-hydro-mécanique du modèle pour des essais triaxiaux à température variable

L'aspect thermo-mécanique de la loi de comportement implémentée est validé dans cette section. Pour ce faire, les essais thermo-mécaniques réalisés par Baldi *et al.* (1991) sont modélisés. Dans ces essais, des échantillons d'Argile de Boom sont soumis à des variations de température, à un cycle de chauffage/ refroidissement, pour trois valeurs de confinement

différentes, avec une argile fortement surconsolidée ($OCR=6$), avec une argile légèrement surconsolidée ($OCR=2$) et enfin, avec une argile normalement consolidée ($OCR=1$). Les résultats de ces expériences sont illustrés à la Figure 108. Les échantillons sont confinés de façon isotrope à différents états de contraintes pour rendre compte de l'influence du coefficient de surconsolidation sur le comportement thermo-mécanique déjà mentionné au chapitre 2. On observe sur la Figure 108 un comportement purement contractant pour une argile normalement consolidée, un comportement dilatant précédé d'un comportement contractant pour les argiles fortement surconsolidées et un comportement intermédiaire pour des niveaux de surconsolidation faibles.

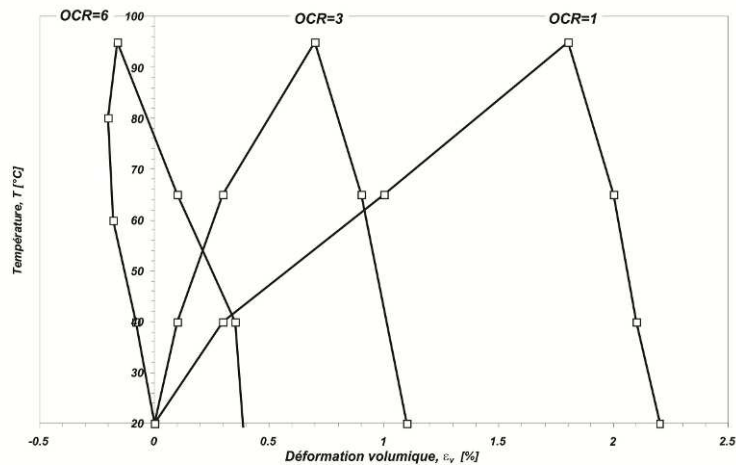


Figure 108: Essai de chauffage d'échantillons d'Argile de Boom pour différents confinements dans des conditions drainées

Les modélisations sont réalisées avec la loi de comportement TSOIL. Les mécanismes actifs dans ce genre d'essai sous confinement isotrope constant sont principalement la courbe TY , qui permet de modéliser l'apparition des déformations plastiques thermiques, et le modèle Cam-Clay. Les résultats des modélisations sont proposés à la Figure 109. On remarque que la loi de comportement est capable de reproduire les différents comportements rencontrés dans le domaine thermo-mécanique et, en toute généralité, une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques apparaît.

Les paramètres thermiques utilisés sont décrits au Tableau 15 et sont extraits de Cui *et al.* (2002). Certaines modifications des paramètres sont nécessaires à la bonne réalisation des modélisations. Le modèle de comportement implémenté diffère du modèle théorique de façon à correspondre à un formalisme élasto-plastique classique. Ces modifications ne changent pas

les principes fondamentaux de la thermo-plasticité mais nécessitent de par leur nature une adaptation.

Propriétés thermo-mécaniques de l'Argile de Boom		Cui <i>et al.</i> (2000)	Paramètres modifiés
Température critique [°C]	T_c	2000	2000
Température initiale [°C]	T_0	20	20
Paramètre d'écroissage de TY [Pa^{-1}]	b	6	$3.8E-6$
Paramètre lié au e_v^{tp}	a	0.982	0.937
Paramètre de forme de LY [$°C^{-1}$]	a_0	3.93E-3	3.93E-3
Paramètres de la courbe HC	c_1	0.52245	0.52245
	c_2	-0.02197	-0.02197
Compressibilité plastique	λ	0.178	0.192
Coefficient de surconsolidation	OCR	2.4	2.4

Tableau 15: Comparaison entre les paramètres originels de la loi de Sultan (Cui *et al.*, 2000) et ceux calés dans ce travail. Les paramètres Cam-Clay sont issus de Horseman *et al.* (1987)

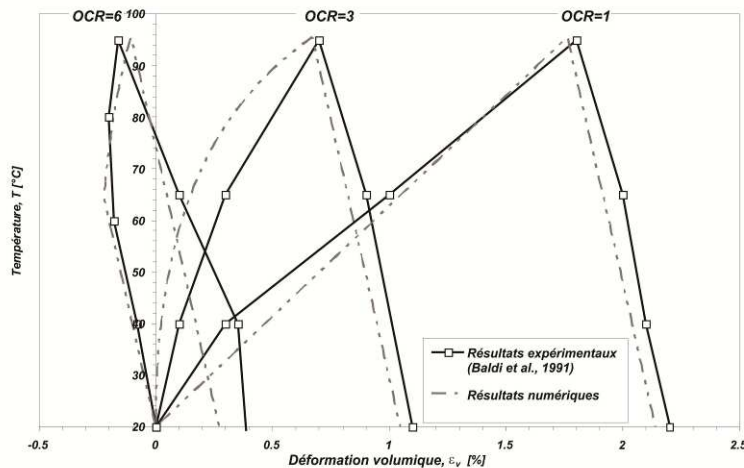


Figure 109: Comparaison entre les courbes expérimentales et numériques pour les essais de Baldi *et al.* (1991)

Afin de comprendre en détail le fonctionnement du modèle et la validation qui en est faite, on illustre à la Figure 110 le chemin de contraintes suivi dans le plan (p' , T) pour un sol fortement surconsolidé. Lors du chauffage, le chemin de contraintes évolue premièrement dans la zone élastique (jusqu'au point 1 Figure 110) puis croise la courbe TY qui génère des déformations plastiques volumiques du point 1 au point 2. L'apparition de cette déformation entraîne un écroissage de la courbe TY et de la courbe LY par couplage. En effet, lorsque des

déformations volumiques de compaction sont produites, la densification du sol entraîne une augmentation du contact inter-granulaire et donc, de la pression de préconsolidation.

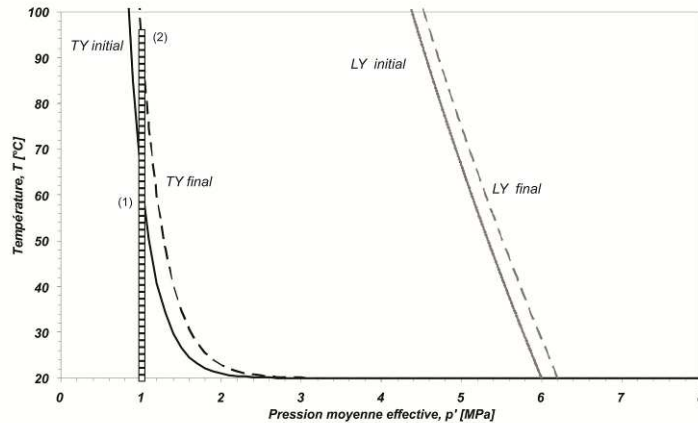


Figure 110: Illustration des chemins de contraintes dans le plan (p' , T) dans le cas d'un OCR=6

Pour un sol légèrement surconsolidé, la thermo-plasticité est atteinte immédiatement comme observé Figure 111. Dans ce cas, l'augmentation de la température entraîne immédiatement l'apparition de déformations plastiques thermiques. Cette production de déformations plastiques volumiques thermiques permet un écrouissage de la courbe TY et également de la courbe LY par effet de couplage.

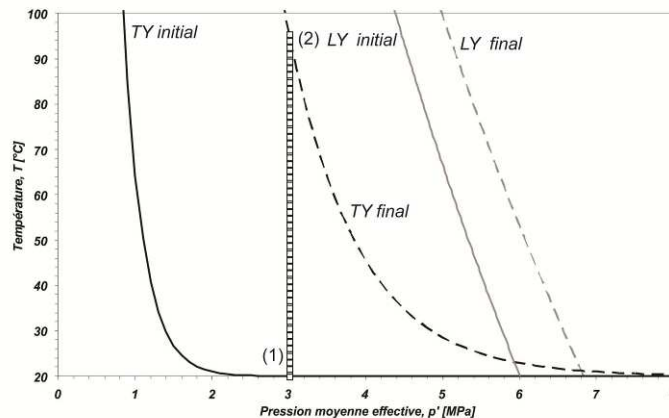


Figure 111: Illustration des chemins de contraintes dans le plan (p' , T) dans le cas d'un OCR=2

Lorsqu'un sol normalement consolidé est soumis à un essai de chauffage alors les mécanismes actifs se trouvent être le modèle Cam-Clay et le critère TY . Le chemin de contraintes est présenté ci-dessous à la Figure 112. Celui-ci évolue uniquement dans le domaine plastique mécanique et thermique. A la différence du modèle de Sultan, lorsqu'un sol normalement consolidé est soumis à une augmentation de la température, aucun couplage permettant un

effet de surconsolidation n'est présent. En conséquence, si on suit un chemin de chargement mécanique à partir de cette température, la pente d'évolution des déformations volumiques correspond à celle définie par le paramètre de compressibilité plastique.

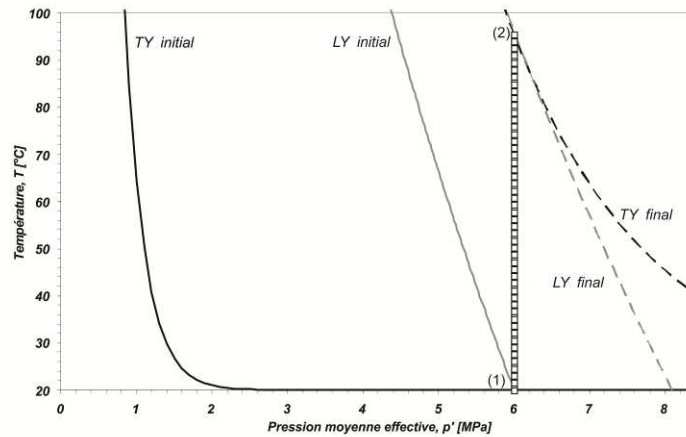


Figure 112: Illustration des chemins de contraintes dans le plan (p' , T) pour une argile normalement consolidée

Comportement thermique non drainé

Une modélisation d'un essai de pressurisation est également réalisée. Celui-ci consiste à chauffer de façon non-drainée un échantillon d'Argile de Boom sous une pression de confinement effective isotrope initiale de 2.25 MPa. Les résultats de cette modélisation sont présentés à la Figure 113. Les résultats expérimentaux proviennent de Monfared (2011) et d'Horseman *et al.* (1987). On constate que la courbe numérique reproduit la tendance de l'évolution des pressions d'eau mais qu'il existe un écart entre les mesures expérimentales et les prévisions numériques.

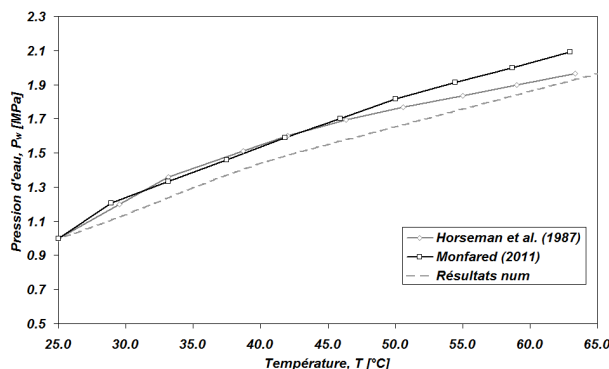


Figure 113: Essai de pressurisation de l'Argile de Boom. Comparaison entre résultats expérimentaux et numériques

Ce résultat est obtenu en considérant un coefficient de dilatation de l'eau supérieur à celui classiquement utilisé pour l'eau à pression atmosphérique ($\alpha_w = 3.10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$). La valeur prise est $\alpha_w = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ d'après Chen *et al.* (2011).

Le choix du coefficient de dilatation de l'eau dans les argiles à faible porosité est une question qui revient fréquemment. La répartition de l'eau dans les argiles est dissociée entre l'eau adsorbée et l'eau libre. La question que se pose Baldi *et al.* (1988) est de savoir si l'eau adsorbée peut se dilater comme l'eau libre à une pression de 1 *atm*. Ce questionnement revient également chez Horseman et McEwen (1996). La réponse donnée par Baldi *et al.* (1988) précise que l'eau adsorbée se dilate thermiquement en fonction de la température et de la pression. Dans nos calculs, nous considérons ce coefficient comme constant. En conséquence de quoi, certaines adaptations de ce coefficient sont nécessaires à la réalisation et à la bonne reproduction des phénomènes expérimentaux non drainés.

4.5 Conclusions

Durant ce chapitre concernant la validation des paramètres thermo-mécaniques et hydro-mécaniques, nous avons modélisé plusieurs expériences liées au projet européen TIMODAZ et antérieures à ce projet. Celles-ci sont modélisées grâce aux paramètres issus de Bernier *et al.* (2007). Il est montré globalement une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques pour ce choix de paramètres élasto-plastiques. Toutefois, certains paramètres ont dû être adaptés pour mieux coller à l'expérience. Par exemple, la reproduction de l'essai non-conventionnel de l'UJF n'est possible qu'en introduisant de la dilatance. Il en est de même pour les essais de l'ULg.

La modélisation de l'expérience thermo-mécanique de Baldi *et al.* (1991) est réalisée et montre qu'une adaptation des paramètres initialement proposés par Cui *et al.* (2000) est nécessaire à la reproduction des résultats expérimentaux. De la même façon, il est observé que pour modéliser un essai de pressurisation thermique, le coefficient de dilatation de l'eau doit être modifié.

Monfared (2011) publie dans sa thèse de nombreux résultats d'essais thermo-mécaniques relatifs à l'Argile de Boom. Ces résultats d'essais arrivant tardivement dans le travail de rédaction de thèse, ils n'ont pu faire l'objet d'une analyse approfondie, mais il serait très intéressant de reprendre ces essais et de les interpréter à l'aide de la loi de comportement thermo-mécanique *TSOIL*.

Chapitre 5: Applications thermo-hydro-mécaniques

5.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif d'utiliser les différents outils mis en place dans les chapitres précédents dans des applications relatives au stockage des déchets nucléaires de longue durée de vie et de moyenne et haute activité. Ceci permet de confronter les différents développements à des résultats expérimentaux obtenus en laboratoire et surtout in situ à l'échelle du massif. Un autre aspect important rentrant en compte dans ce chapitre est la notion de zone endommagée induite par la redistribution des contraintes autour d'un tunnel lors de son creusement. Cette zone fera l'objet d'une attention particulière. Ainsi d'autres lois de comportement élasto-plastiques classiques sont utilisées afin de comparer les évolutions de cette zone suivant les modèles et particulièrement en prenant en compte la thermo-plasticité.

Trois expériences sont modélisées dans ce qui suit. La première consiste en un cylindre creux d'Argile de Boom soumis à un cycle de chauffage/ refroidissement. Cette expérience de laboratoire permet d'étudier la création de la zone endommagée à petite échelle et son évolution avec le cycle de température. Les deux suivantes concernent des applications in situ à plus grande échelle. Tout d'abord, la troisième phase de l'expérience ATLAS est modélisée, celle-ci est un essai de chauffage de l'Argile de Boom et propose d'étudier les couplages thermo-hydro-mécaniques plus en détail. En outre, cette expérience permet d'étudier les effets thermo-élastiques se produisant dans l'Argile de Boom. En effet, les capteurs se trouvent dans le champ lointain vis-à-vis du forage et de la zone endommagée par celui-ci. Finalement, l'expérience PRACLAY est analysée. Cette expérience à l'échelle 1/1 a pour objectif principal de montrer la faisabilité du stockage des déchets nucléaires dans l'argile. Elle permet l'analyse à grande échelle de l'effet de la température sur la zone endommagée. L'avantage de la modélisation de ces trois expériences est de pouvoir se placer à différentes échelles d'analyse et donc d'étudier différents comportements thermo-hydro-mécaniques de la zone élastique à la zone plastique.

Ces modélisations sont réalisées avec des éléments finis couplés thermo-hydro-mécaniques MWAT, où les couplages thermo-mécaniques sont pris en compte à travers la loi de

comportement implémentée TSOIL décrite au chapitre 3. Les couplages thermo-hydrauliques et hydro-mécaniques sont également considérés dans ces calculs.

Avant d'entrer plus en détail dans les modélisations, les paragraphes qui suivent présentent la notion de zone endommagée et la façon dont on la modélise grâce à des lois de comportement élasto-plastiques

Notion de zone plastique et endommagée autour des tunnels dans des roches argileuses

Outre l'implémentation de la loi constitutive thermo-mécanique dans un code de calcul aux éléments finis, un des principaux enjeux de cette thèse est l'application de cette loi à des calculs relatifs à des ouvrages de génie civil. En particulier, la caractérisation de l'évolution de la zone endommagée avec la température est un point important de ce travail. En effet, jusqu'à présent dans ce travail, cette notion de zone endommagée n'a pas fait l'objet d'une attention particulière et on se propose de combler cette lacune.

On entend par zone endommagée, la zone autour d'un tunnel soumise à une redistribution importante des contraintes suite à son excavation. Ce rééquilibrage est à l'origine de l'apparition de micro et macro-fissures caractéristiques d'un endommagement. La Figure 114(a) illustre le concept de zone endommagée dans l'Argile à Opalinus suite à l'excavation d'une galerie au laboratoire souterrain de Mont Terri. Un réseau connecté de fissures est observé sur le premier mètre à partir de la paroi de la cavité. De 1 à 2 m, des fissures éparses, formant un réseau non connecté, sont visibles. De même, des observations de fracturation suite à la redistribution des contraintes sont aussi faites à Mol au niveau du laboratoire souterrain lors de la construction de la galerie de connexion (Figure 114(b)).

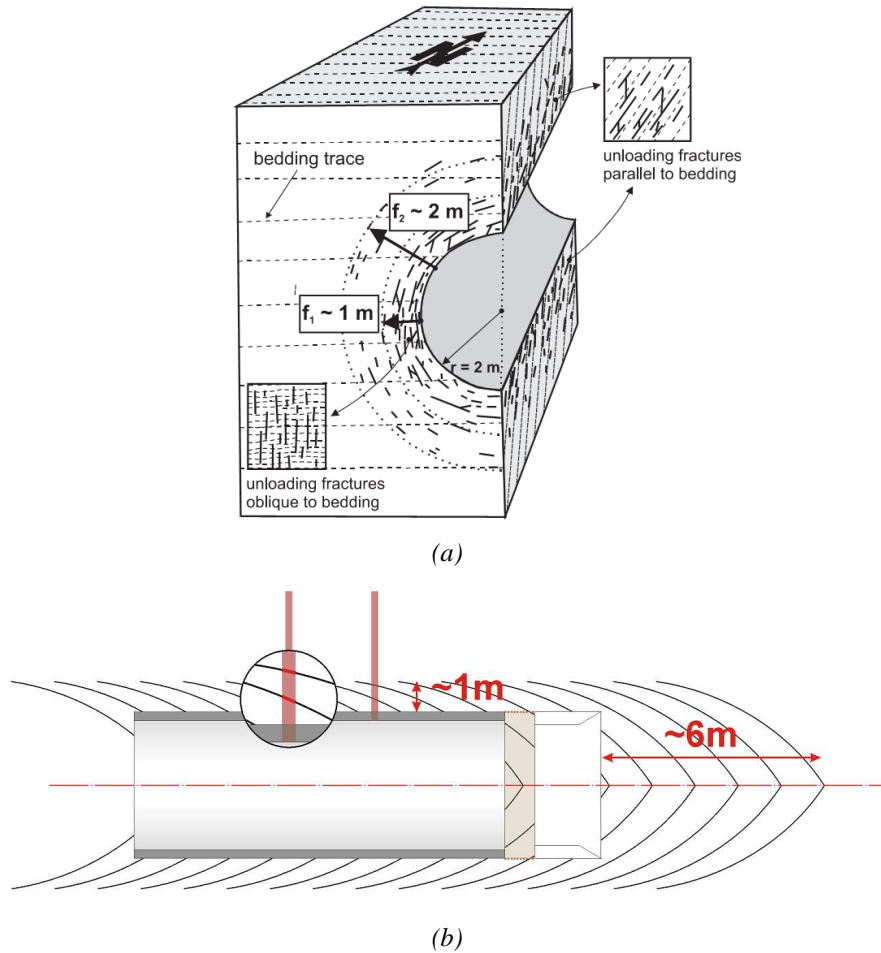


Figure 114: (a) Illustration du concept d'EDZ à Mont Terri, Suisse (Bossart *et al.*, 2002); (b) EDZ observé à Mol lors de la construction de la galerie de connexion (Bastiaens *et al.*, 2007)

Dans cette structure de la zone endommagée, Tsang *et al.* (2005), Bastiaens *et al.* (2007), établissent une distinction entre la zone endommagée par l'excavation (EDZ: Excavation Damaged Zone) et la zone perturbée par l'excavation (EdZ: Excavation disturbed Zone) sur base des propriétés de transport et d'écoulement. En effet, les paramètres de transport et d'écoulement sont déterminants, dans la performance du confinement du stockage de déchets nucléaires, afin de limiter la migration de radionucléides vers la biosphère. Une modification, et en particulier, une altération de ces paramètres peuvent être préjudiciables dans le fonctionnement de la barrière de confinement que constitue la roche hôte, leur étude via l'analyse de la zone endommagée est donc primordial.

L'EDZ se caractérise par des modifications majeures sous l'influence d'effets hydro-mécaniques et géochimiques des propriétés d'écoulement et de transport, qui peuvent être modifiées de plusieurs ordres de grandeurs. Au contraire dans l'EdZ, l'effet des changements

hydro-mécaniques et géochimiques n'altère pas significativement les propriétés de transport et d'écoulement. (Tsang *et al.*, 2005; Bastiaens *et al.*, 2007)

On note que cette définition de l'EDZ ou EdZ ne fait pas intervenir la notion d'évolution temporelle. Or, il est connu que dans l'Argile de Boom, les modifications liées à la zone endommagée peuvent se résorber par des phénomènes appelés sealing et healing. Bastiaens *et al.* (2007) définissent ces deux notions:

Sealing: est la réduction des fractures de perméabilité par tout processus hydro-mécanique, hydro-chimique et hydro-biochimique

Healing: est une extension du sealing avec perte de mémoire, c'est-à-dire que la fracture ayant subi cette cicatrisation n'est plus un axe préférentiel pour la création d'une nouvelle fracturation.

Par la suite, lors des modélisations couplées thermo-hydro-mécaniques, la représentation de la zone endommagée se fera par analogie à l'apparition d'une zone plastique lorsque la redistribution des contraintes permet au déviateur d'atteindre la surface de plasticité. La création de fracture se matérialisera par l'apparition de bandes de cisaillement, c'est-à-dire des bandes où se concentre la déformation déviatorique plastique. En d'autres termes, l'endommagement mécanique induit par l'excavation sera étudié via les évolutions de ces déformations irréversibles. A cet endommagement mécanique, il sera ajouté un endommagement thermique. Celui-ci, plus difficile à analyser, correspond à des déformations volumiques plastiques de contraction induites par le chauffage.

5.2 Modélisation du cylindre creux en Argile de Boom

Cette section examine la modélisation du déconfinement de la cavité interne d'un cylindre creux en argile soumis par la suite à un cycle chauffage/ refroidissement avec différentes lois de comportement thermo-mécaniques. Le but de cette expérience est de reproduire le développement d'une zone endommagée induite par le déconfinement interne du cylindre et d'analyser les évolutions de perméabilité induites par cet endommagement. Pour ce faire, différentes lois de comportement permettent d'analyser les possibles évolutions du matériau et de la zone plastique. Elles peuvent également apporter des informations en comparant des modèles thermo-élastiques et thermo-plastiques.

Cette expérience rentre dans le cadre du projet européen TIMODAZ où elle a fait l'objet d'un Benchmark numérique. Lors de cet exercice, un schéma expérimental a été proposé et est modélisé. Celui-ci diffère du schéma expérimental réellement mené en raison des modifications apportées en cours de projet par l'expérimentateur (TIMODAZ, 2010c). On propose de présenter, dans un premier temps, les résultats numériques associés à l'expérience telle qu'elle a été définie initialement. Cela permet de comprendre les phénomènes multiphysiques se produisant lors des différents déchargements mécaniques. Ensuite, l'expérience n'ayant pu aller jusqu'à la phase thermique, seuls les résultats proposés par ce benchmark permettent de faire des hypothèses quant à l'évolution de la zone plastique lors du chargement thermique.

Une seconde étape compare les résultats des modélisations de l'expérience réellement menée avec les résultats expérimentaux obtenus.

5.2.1 Description de l'expérience proposée lors du benchmark cylindre creux de TIMODAZ

L'expérience consiste à reproduire le processus d'excavation de la cavité interne du cylindre et ainsi induire une zone endommagée par ce processus. Cette excavation est réalisée en deux étapes en considérant une phase de stabilisation après chaque déconfinement. La dernière étape de l'expérience consiste à appliquer un cycle de chauffage/ refroidissement en paroi de la cavité. Une période de stabilisation est également proposée à la fin du cycle. Les chemins de chargement mécanique et thermique sont précisés ci-dessous.

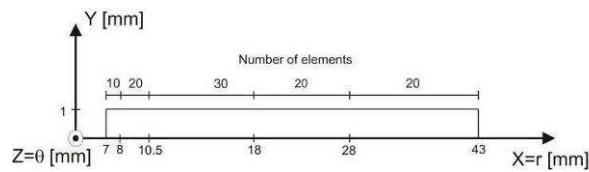
5.2.2 Modélisation, géométrie, conditions initiales et conditions limites

Le problème analysé consiste donc en un problème 1D radial-axisymétrique et correspond à l'idéalisation d'une tranche du cylindre creux constitué d'un matériau poreux isotrope. La géométrie de l'échantillon est illustrée Figure 116. Le rayon interne R_i est égal à 7mm et le

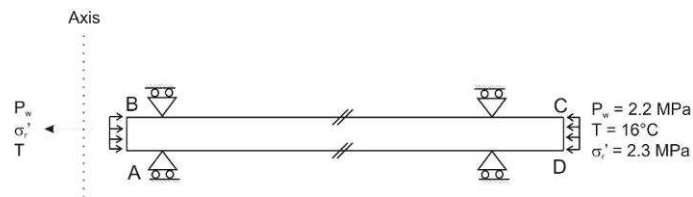
rayon externe à 43 mm. Le maillage est constitué de 100 éléments finis *MWAT* couplés thermo-hydro-mécaniques à 8 nœuds.



Figure 115: Echantillon cylindrique d'Argile de Boom utilisé lors de ces expériences (TIMODAZ, 2010c)



(a)



(b)

Figure 116 : Géométrie (a) et conditions limites (b) de la modélisation réalisée pour un modèle 1D radial-axisymétrique

Les conditions limites mécaniques sont imposées telles que:

- les déplacements axiaux sont fixés sur les frontières AD et BC;
- la contrainte radiale σ_{r0} est fixée sur la frontière CD.

Les conditions limites hydrauliques sont imposées de la façon suivante:

- les frontières AD et BC sont considérées comme imperméables;
- p_w est fixé à la pression d'eau initiale p_{w0} sur la frontière CD.

Les conditions thermiques sont:

- les frontières AD et BC sont adiabatiques;
- T est fixé à la température initiale T_0 sur la frontière CD.

L'échantillon d'Argile de Boom est considéré comme homogène et isotrope. Il est supposé être totalement saturé. Les conditions initiales sont reprises au Tableau 16. Ces conditions sont celles rencontrées au niveau du laboratoire souterrain à Mol. Par simplicité, la gravité est négligée.

<i>Etat initial au niveau du laboratoire souterrain</i>		<i>Argile de Boom</i>
<i>Contraintes totales [MPa]</i>	σ_{r0}	4.5
	σ_{z0}	4.5
<i>Pression d'eau [MPa]</i>	p_{w0}	2.2
<i>Contraintes effectives [MPa]</i>	σ'_{r0}	2.3
	σ'_{z0}	2.3
<i>Température [°C]</i>	T_0	16

Tableau 16: Conditions initiales en pression d'eau, température et pour l'état de contrainte

La modélisation se déroule en trois étapes (Tableau 17 et Figure 117). Un premier déchargement mécanique diminue la contrainte radiale totale et la pression d'eau linéairement à la surface de la cavité (rayon intérieur) jusque 1 MPa et 0.1 MPa. Cette réduction est réalisée en 70 minutes. Une période de stabilisation de 72 heures permet ensuite la stabilisation des pressions d'eau dans le milieu poreux.

Lors de la deuxième étape, la contrainte radiale totale est réduite jusque 0.1 MPa de façon à annuler la contrainte effective radiale. Pendant ce second déchargement, la pression d'eau est maintenue à la pression atmosphérique de 0.1 MPa. Cette étape de réduction se déroule en 18 min et de la même façon que lors de la première phase, une période de stabilisation de 72 heures est permise de façon à équilibrer les pressions d'eau et l'état de contrainte du cylindre creux.

Finalement, la troisième étape correspond à une augmentation de température au niveau de la cavité de 16°C à 70°C en 1 heure. Cette période d'élévation de la température est suivie par une période de stabilisation à température constante de 70°C durant 48 heures. Par la suite, la température imposée en paroi est diminuée progressivement de 70°C à 26°C en 20 heures puis ramenée à 16°C en 80 heures. Pour finir, une dernière période de stabilisation permet l'équilibrage des pressions d'eau et de l'état de contrainte.

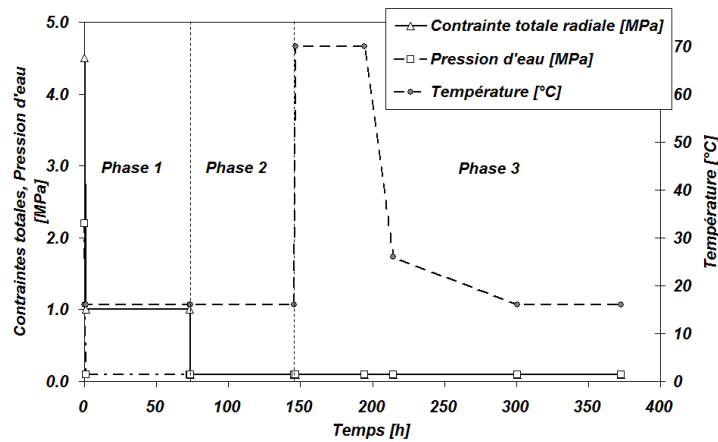


Figure 117: Description des chemins de contrainte thermo-hydro-mécanique de cette expérience.

Le Tableau 17 récapitule les conditions limites imposées en paroi de la cavité du cylindre en fonction des étapes du calcul.

Conditions limites imposées en paroi		Etat initial	Phase 1	Phase 2	Phase 3
Contraintes totales [MPa]	σ_{r0}	4.5	1	0.1	0.1
Pression d'eau [MPa]	p_{w0}	2.2	0.1	0.1	0.1
Contraintes effectives [MPa]	σ'_{r0}	2.3	0.9	0	0
Température [°C]	T_0	16	16	16	De 16 à 70 puis à 16

Tableau 17: Résumé des conditions limites imposées en paroi interne du cylindre lors des différentes phases de la modélisation

5.2.3 Lois de comportement et paramètres

Les lois de comportement mécaniques sont de différents types. Elles consistent principalement en quatre variations du modèle de Drucker-Prager suivant que l'on considère l'écroissage de l'angle de frottement, l'adoucissement de la cohésion ou les deux (Tableau 18). Un modèle de Mohr-Coulomb est également utilisé. Pour ces deux types de loi à frottement interne, la température est supposée n'induire que des déformations réversibles thermiques, le comportement est donc défini comme thermo-élastique. Finalement, l'expérience est modélisée avec la loi de comportement implémentée TSOIL, afin d'établir des comparaisons entre un comportement thermo-plastique et thermo-élastique. L'étendue de la zone plastique induite par le déchargement mécanique sera fonction du modèle de comportement utilisé.

<i>Drucker-Prager</i>	<i>Cas A</i>	<i>Cas B</i>	<i>Cas C</i>	<i>Cas D</i>
<i>Parfaitement plastique</i>	oui			
<i>Ecrouissage de l'angle de frottement</i>		oui		oui
<i>Adoucissement de la cohésion</i>		oui	oui	oui
<i>Variation de la perméabilité</i>				oui

Tableau 18: Récapitulatif des différents modèles de type Drucker-Prager utilisés dans cette modélisation

En ce qui concerne l'écoulement de fluide et les transferts de chaleur, ceux-ci sont modélisés respectivement par la loi de Darcy et la loi de Fourier comme présenté au chapitre 3.

Un couplage hydro-mécanique permettant de reproduire l'endommagement du matériau est proposé en considérant une variation de la perméabilité intrinsèque (k_{int}) avec des évolutions de la porosité (n) selon une loi de type Kozeny-Carman. La formulation de ce couplage en fonction de la perméabilité relative ($k_{r,n}$) est la suivante (Figure 118) :

$$k_{int} = k_{int}^{sat} . k_{r,n} \tag{5.1}$$

avec

$$\begin{aligned} k_{r,n} &= 1 && \text{si } n - n_0 < 0 \\ k_{r,n} &= 1 + 2.10^9 (n - n_0)^3 && \text{si } 0 < n - n_0 < 10^{-2} \\ k_{r,n} &= 1 + 2.10^3 && \text{si } n - n_0 > 10^{-2} \end{aligned}$$

Ce couplage, permettant de représenter l'endommagement hydraulique du matériau, est considéré en plus du critère de Drucker-Prager avec écrouissage de l'angle de frottement et adoucissement de la cohésion (cas 4 Tableau 18).

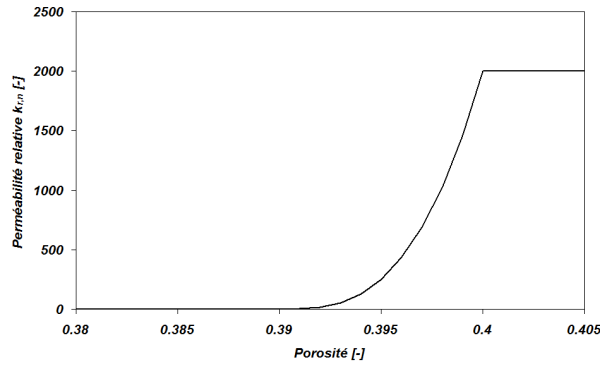


Figure 118 : Evolution de la perméabilité relative en fonction de la porosité.

Les Tableau 19, Tableau 20 et Tableau 21 donnent les différents paramètres géomécaniques choisis, qui sont en accord avec la littérature et les paramètres issus de la validation précédente. Ces propriétés sont données pour des valeurs initiales de température et de pression d'eau.

<i>Paramètres géomécaniques pour PLASOL</i>		<i>Argile de Boom</i>
<i>Module de Young drainé [MPa]</i>	E_0	300
<i>Coefficient de Poisson drainé [-]</i>	ν	0.125
<i>Masse volumique [kg/m³]</i>	ρ	2026
<i>Cohésion initiale drainée [kPa]</i>	c_0	300
<i>Cohésion finale drainée [kPa]</i>	c_f	100
<i>Paramètre d'adoucissement de la cohésion [-]</i>	β_c	0.01
<i>Angle de frottement initial drainé [°]</i>	ϕ_{c0}	5
<i>Angle de frottement final drainé [°]</i>	ϕ_{cf}	18
<i>Paramètre d'écrouissage de l'angle de frottement [-]</i>	β_ϕ	0.01
<i>Angle de dilatance [°]</i>	ψ	0

Tableau 19°: Paramètres géomécaniques

<i>Paramètres hydrauliques</i>		<i>Argile de Boom</i>
<i>Porosité initiale</i>	n_0	0.39
<i>Perméabilité intrinsèque initiale [m²]</i>	k_{int}^{sat}	4.10^{-19}
<i>Masse volumique de l'eau [kg/m³]</i>	ρ_w	1000
<i>Viscosité dynamique du liquide [Pa.s]</i>	μ_w	10^{-3}
<i>Compressibilité du liquide [MPa⁻¹]</i>	$1/\chi_w$	5.10^{-4}

Tableau 20°: Caractéristiques hydrauliques

<i>Paramètres thermiques</i>		<i>Argile de Boom</i>
<i>Conductivité thermique [W/(mK)]</i>	λ	1.35
<i>Capacité calorifique [J/(kg.K)]</i>	C_p	2300
<i>Coefficient linéaire de dilatation thermique du solide [K⁻¹]</i>	β_s	$1.333 \cdot 10^{-5}$
<i>Coefficient volumique d'expansion thermique du liquide [K⁻¹]</i>	β_w	3.10^{-4}
<i>Coefficient de variation thermique de la viscosité du fluide [K⁻¹]</i>	α_w	0.01

Tableau 21 : Caractéristiques thermiques de l'Argile de Boom

Les paramètres de la loi thermo-plastique, issus de la validation de la loi thermo-mécanique décrite au chapitre 4, sont rappelés au Tableau 22 ci-dessous:

<i>Propriétés thermo-mécanique de l'Argile de Boom</i>		
<i>Température critique [°C]</i>	T_c	2000
<i>Température initiale [°C]</i>	T_0	20
<i>Paramètre d'écroûissage de TY [Pa⁻¹]</i>	β	3.8E-6
<i>Paramètre lié au ε_v^{1p}</i>	a	0.937
<i>Paramètre de forme de LY [°C⁻¹]</i>	a_0	3.93E-3
<i>Paramètres de la courbe HC</i>	c_1	0.52245
	c_2	-0.02197
<i>Compressibilité plastique</i>	λ	0.192
<i>Pression de préconsolidation [MPa]</i>	p_c'	6

Tableau 22: Paramètres thermo-plastiques

5.2.4 Résultats de la modélisation suivant un modèle de type Drucker-Prager

La présentation des résultats est faite en deux étapes. Tout d'abord, les résultats sont présentés selon le modèle de comportement élastique parfaitement plastique de Drucker-Prager. Pour plus de clarté dans la présentation des résultats, la partie hydro-mécanique relative au déchargement mécanique est analysée séparément du cycle chauffage/ refroidissement. Après avoir analysé ces résultats, une comparaison avec les autres modèles est effectuée afin de mettre en évidence les spécificités et les apports de chaque modèle de comportement thermo-élastique et thermo-plastique.

Evolution hydro-mécanique

La Figure 119 résume les résultats de la modélisation pour les deux premières phases du calcul concernant le déchargement mécanique. L'évolution des pressions d'eau sur la Figure 119(a) montre un rabattement de celles-ci suite à la diminution des pressions d'eau imposée en paroi dans les conditions limites. Cette réduction en paroi est réalisée en 70 min et est telle que la pression d'eau varie de 2.2 à 0.1 MPa. Les phases successives de stabilisation permettent à la pression d'eau d'atteindre un équilibre stationnaire.

L'évolution de la contrainte radiale effective est illustrée Figure 119(b). Pour reproduire le déconfinement, la contrainte totale radiale varie de 4.5 MPa à 1 MPa lors de la première phase puis diminue jusque 0.1MPa. En conséquence, la contrainte radiale effective diminue en considérant le principe de la contrainte effective de Terzaghi. A la fin du calcul, la contrainte effective radiale est nulle.

L'évolution des contraintes effectives orthoradiales permet d'illustrer l'évolution de la zone plastique lors du déchargement mécanique. En effet, lorsque le comportement est élastique, cette contrainte diminue en fonction de la distance radiale. Quand celui-ci est plastique, la contrainte augmente avec la distance radiale. Cette transition entre un comportement croissant et décroissant (Figure 119(c)) illustre donc le passage entre un comportement plastique et élastique. De ce fait, la position du pic traduit l'évolution de la zone plastique. On remarque

alors l'évolution de cette zone durant les deux phases successives de déchargement mécanique.

La Figure 119(d) montre l'évolution de la déformation plastique déviatorique illustrant l'évolution de la zone plastique induite par les deux déchargements mécaniques. Cette évolution est à mettre en relation avec l'évolution du pic des profils radiaux de la contrainte orthoradiale effective.

Les déplacements radiaux augmentent lors du déconfinement de la cavité intérieure du cylindre (Figure 119(e)). Une convergence finale de ± 2 mm est obtenue avec ce modèle de comportement élasto-plastique parfaitement plastique.

La Figure 119(f) présente finalement l'évolution d'un indicateur de plastification en fonction de la distance radiale. Cet indicateur correspond à un déviateur réduit variant entre 0 et 1, la limite de 1 étant obtenue pour des états de contrainte plastique. En comparant avec la Figure 119(c) et Figure 119(d), on observe l'évolution de la zone plastique durant le déchargement mécanique. Cette zone plastique a un rayon de plus de 35 mm à la fin du déchargement mécanique.

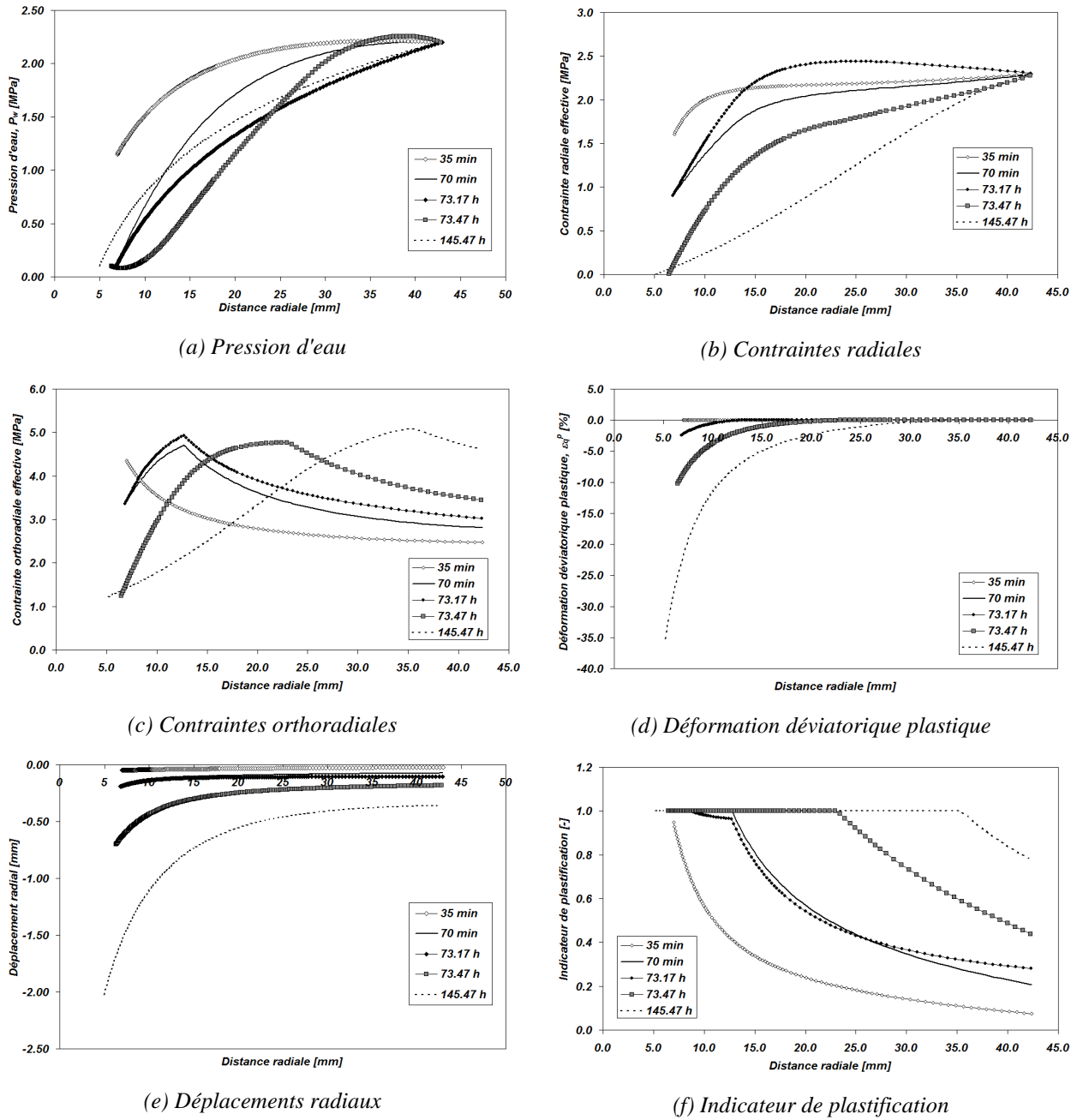
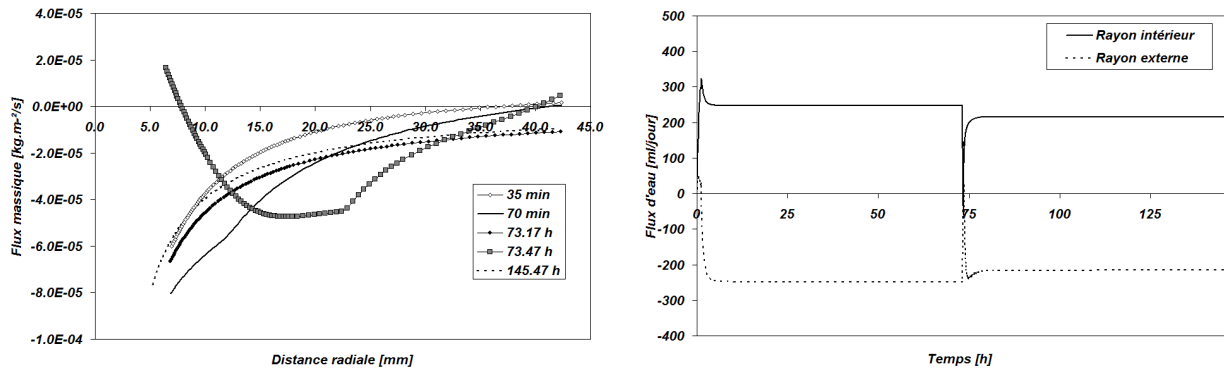


Figure 119: Résultats obtenus lors de la modélisation de la création du cylindre creux en utilisant une loi de comportement élasto-plastique parfaitement plastique

Les évolutions des flux massiques et des flux en paroi sont illustrés à la Figure 120. Une augmentation des flux est due au gradient de pression d'eau généré lors de la diminution de celle-ci en paroi de la cavité. Les différents pics indiquent les zones transitoires précédant les phases de stabilisation où les flux et les débits n'évoluent plus. Il est à noter que la stabilisation arrive très rapidement, de l'ordre de quelques heures, après le déconfinement mécanique comme on le constate à la Figure 120(b).



(a) Flux massique d'eau

(b) Débit aux points externes du modèle

Figure 120: (a) Représentation des flux massiques selon un profil radial. (b) Estimation des débits journaliers à la paroi interne et externe du cylindre

Continuons notre étude par l'analyse des chemins de contrainte en paroi de la cavité du cylindre et en un point situé à 20 mm de la paroi de la cavité. La Figure 122 décrit ces chemins de contrainte dans le plan des invariants (I_σ, II_σ). Lors de l'excavation, un déviateur apparaît et la diminution des pressions d'eau entraîne une augmentation de la pression moyenne effective. L'élément en paroi atteint dès la première phase la plasticité et va donc évoluer le long de celle-ci. Pour l'élément 67 (Figure 121), la dissipation des pressions d'eau résultante de la stabilisation de la première phase, entraîne une augmentation du premier invariant. Lors de la seconde phase de déchargement, l'état de contrainte associé à ce point atteint la surface de plasticité et évolue suivant celle-ci le reste du calcul.

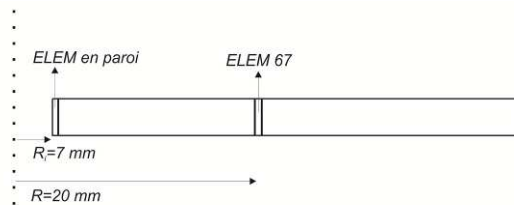


Figure 121: Localisation des points, en paroi et élément 67, pour lesquelles les chemins de contraintes sont analysés

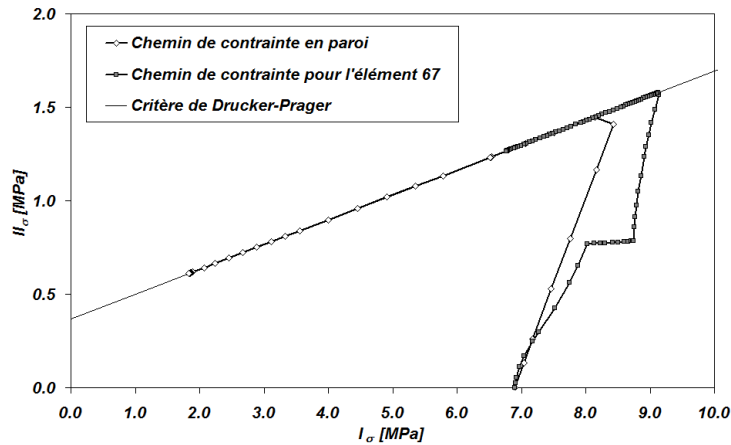


Figure 122: Chemin de contraintes pour un point localisé en paroi du cylindre et à 20 mm de la paroi (élément 67) lors des deux premières phases du calcul

Présentation des résultats lors de l'évolution thermique

La première partie de cette présentation des résultats se focalise sur la partie hydro-mécanique de l'expérience. Dans ce qui suit, la partie thermique est décrite. Rappelons que la température est augmentée en 1 h pour atteindre une valeur de 70°C en paroi. Suite à cela, la température est maintenue constante durant quelques heures pour finalement décroître en deux étapes. L'évolution du champ thermique est présentée à la Figure 123. On constate l'augmentation de la température en paroi ainsi que la progression de la chaleur dans le matériau.

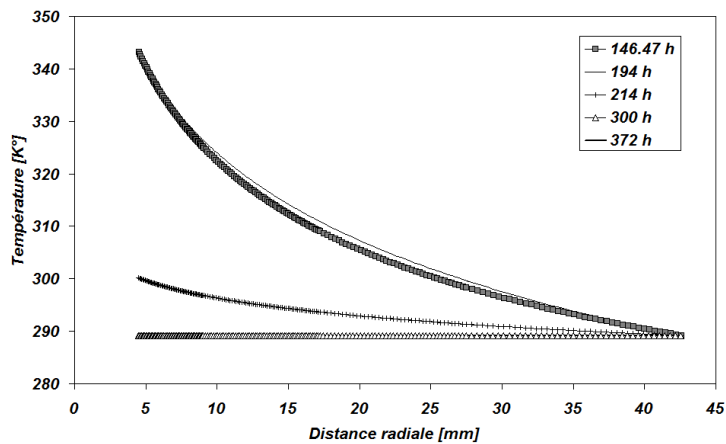
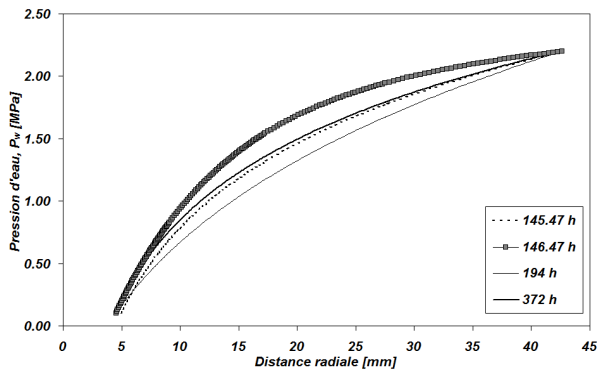


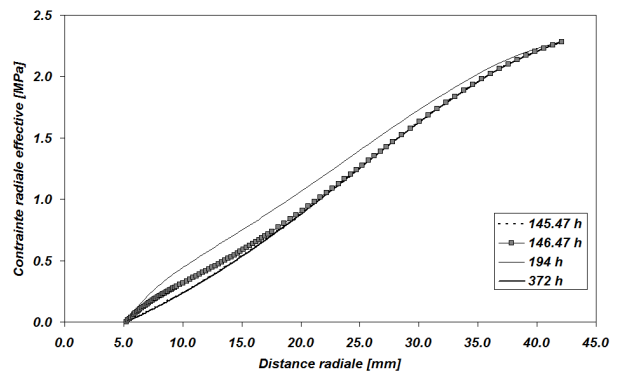
Figure 123: Profils radiaux de la distribution température lors de ce cycle de chauffage/ refroidissement

Les résultats associés à cette augmentation de température montrent (Figure 124) une génération des surpressions d'eau accompagnée par une diminution des contraintes effectives par application du principe de Terzaghi. Cette surpression provient de la différence entre le coefficient de dilatation thermique de la phase solide et celui de la phase liquide. Lorsque la

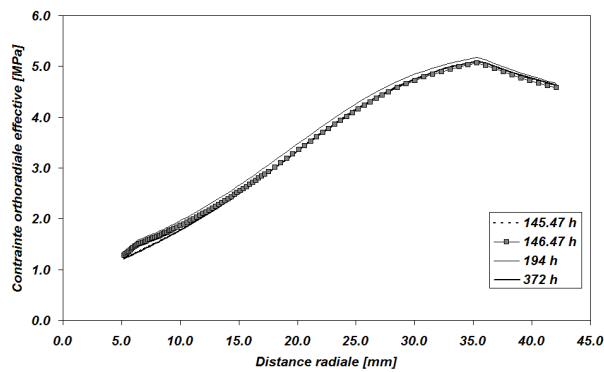
température est maintenue constante, les surpressions d'eau sont dissipées par drainage ce qui entraîne une augmentation des contraintes effectives. Finalement, quand la température atteint sa valeur initiale de 16°C, la situation retourne à la situation d'avant chauffage. Une légère augmentation de la convergence et des déplacements radiaux sont observés durant le cycle de chauffage.



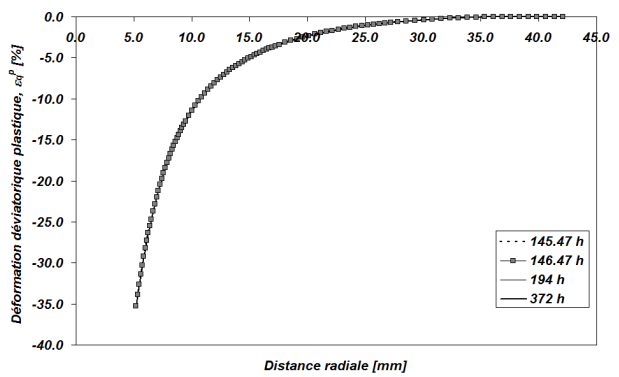
(a) Pression d'eau



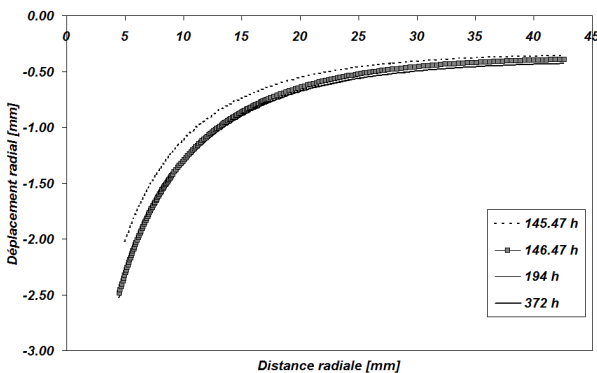
(b) Contraintes radiales



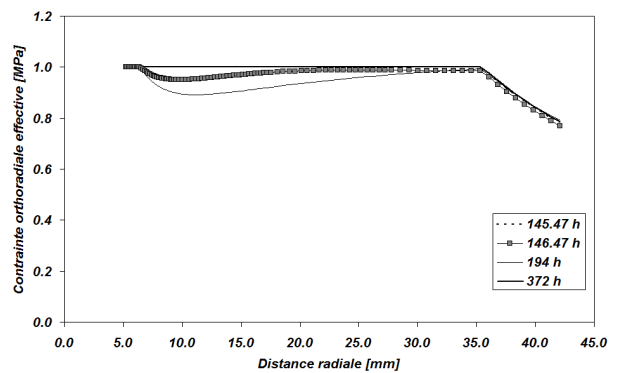
(c) Contraintes orthoradiales



(d) Déformation déviatorique plastique



(e) Déplacements radiaux



(f) Indicateur de plastification

Figure 124: Résultats obtenus lors de la modélisation de la création du cylindre creux en utilisant une loi de comportement élasto-plastique parfaitement plastique pour le cycle thermique

Une augmentation des flux d'eau liée à l'augmentation de température apparaît que ce soit le long d'un profil radial (Figure 125(a)) ou en parois interne et externe du cylindre (Figure 125(b)). Cette augmentation est interprétée comme une conséquence de la diminution de la viscosité de l'eau avec l'augmentation de la température, produisant un accroissement de la conductivité hydraulique.

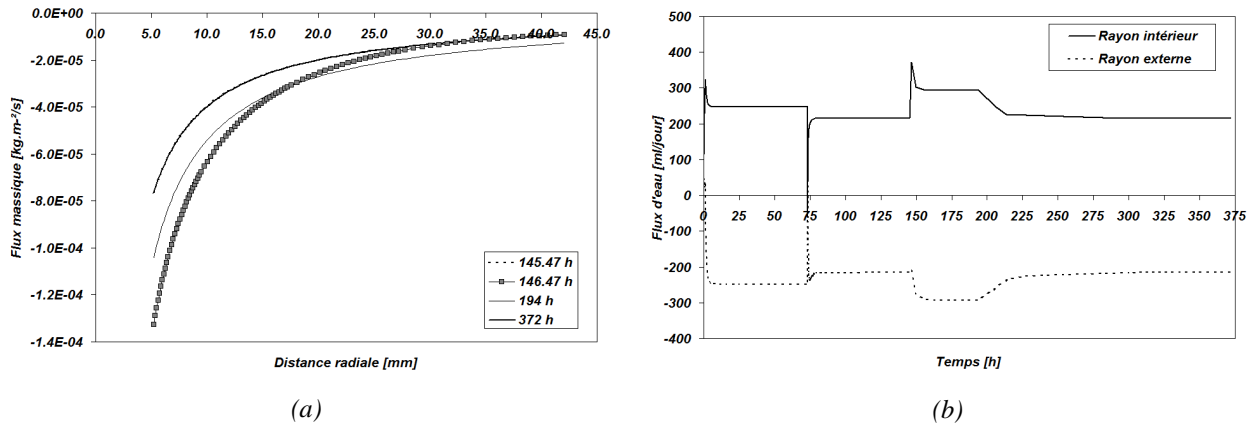
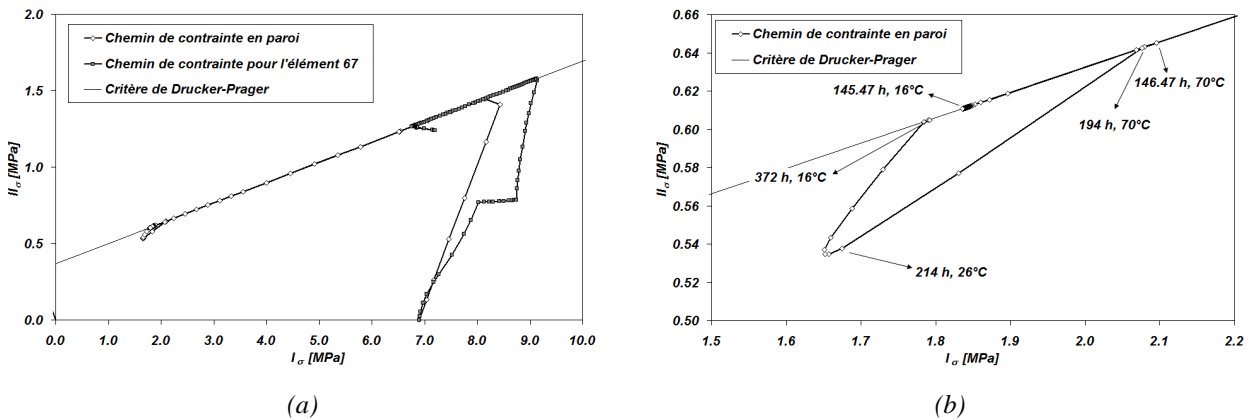
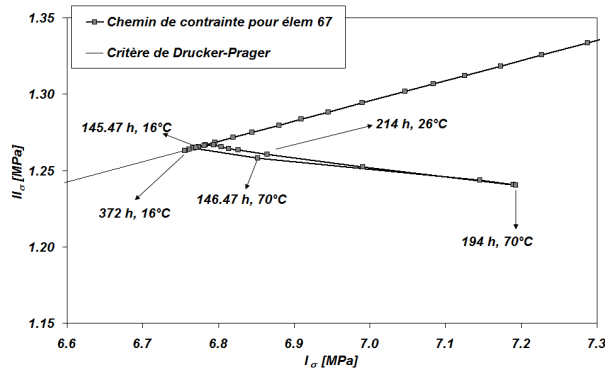


Figure 125: Evolution des flux massiques en fonction de la distance radiale et des flux à l'entrée et à la sortie du cylindre.

Chemin de contraintes en paroi interne du cylindre

Durant ce cycle thermique, les contraintes déviatoriques et moyennes évoluent peu comme remarqué à la Figure 126. Les variations observées sont faibles. Lors de l'augmentation thermique, le chemin de contraintes évolue dans la zone élastique. A la fin du cycle et de la période de refroidissement, l'état de contrainte est de nouveau sur la surface de plasticité comme il est observé aux Figure 126(b) et Figure 126(c).





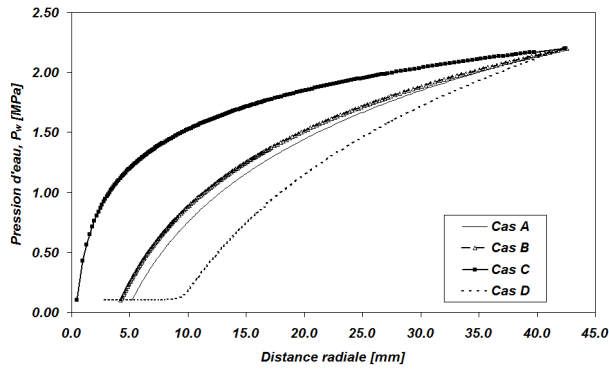
(c)

Figure 126: (a) Evolution du chemin de contraintes en paroi reprenant l'ensemble du calcul. (b) Zoom sur la partie thermique du calcul en paroi et pour l'élément 67 en (c)

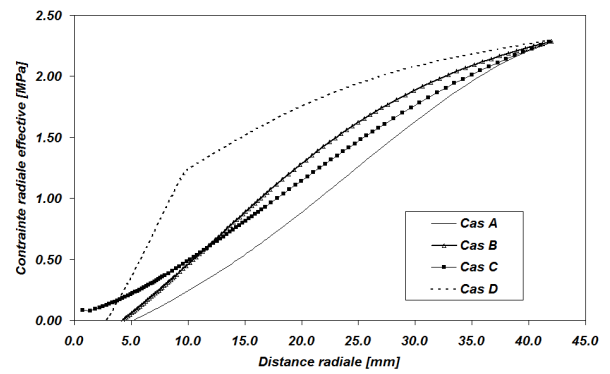
Comparaisons entre les 4 variantes du modèle de Drucker-Prager

Ce paragraphe se concentre sur les comparaisons entre les différentes variations de modèle de Drucker-Prager choisi qui sont présentées à la Figure 127. Pour rappel, les différentes combinaisons d'érouissage et d'adoucissement, ainsi que les paramètres sont illustrés aux Tableau 18 et Tableau 19. Dans les 4 cas, les résultats sont présentés à la fin des deux phases de déchargement mécanique étant donné que l'influence de la température ne produit pas d'effets significatifs dans cette modélisation.

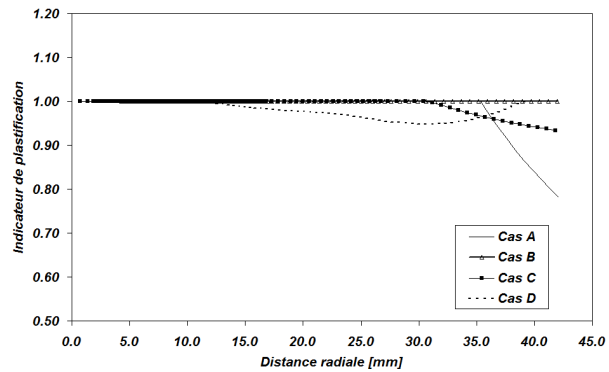
De façon générale, le modèle avec érouissage de l'angle de frottement et adoucissement de la cohésion produit des déformations plastiques plus importantes, ce qui induit une convergence du trou non négligeable (cf Figure 127(d)). La Figure 127(a) présente les profils radiaux de pression d'eau pour les 4 modèles. Un rabattement de la pression d'eau est observé dans tous les cas. Dans le cas D présentant une variation de perméabilité avec la porosité, la pression d'eau, au voisinage de la paroi, est presque totalement dissipée par l'augmentation de la perméabilité. En effet, la porosité augmente suite au déplacement et à la convergence du trou modifiant ainsi la perméabilité suivant l'équation (5.1). Par cette augmentation de la perméabilité, les débits sont plus importants pour le cas D que pour les autres cas (Figure 127(f)). L'indicateur de plastification (Figure 127(c)) montre que cette chute des pressions d'eau entraîne un déchargement élastique. Par ses mécanismes plastiques d'érouissage et d'adoucissement, le cas C produit des déformations déviatoriques plastiques très importantes comme observé à la Figure 127(e).



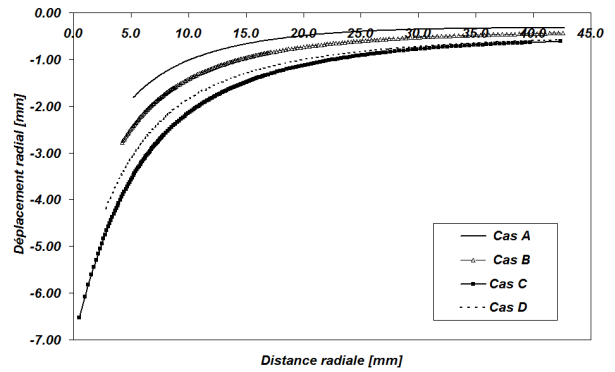
(a) Pression d'eau



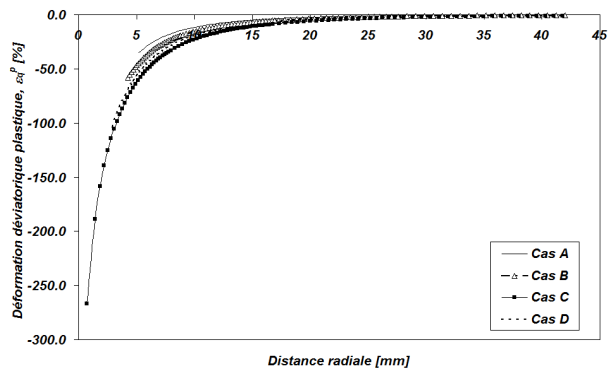
(b) Contraintes radiales



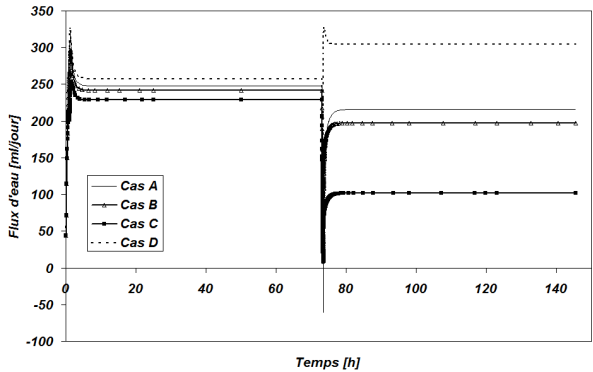
(c) Indicateur de plastification



(d) Déplacements radiaux



(e) Déformation déviatorique plastique



(f) Débit d'eau

Figure 127: Comparaison entre les différents modèles Drucker-Prager à la fin de la partie hydro-mécanique, à la fin des deux phases de déchargement mécanique

La Figure 128 présente les chemins de contraintes en paroi pour les quatre variantes du modèle Drucker-Prager. L'état de contrainte atteint la surface de plasticité pour des valeurs de déviateur plus faible lorsque l'écroissage de l'angle de frottement est considéré ($\phi_0 = 5^\circ$).

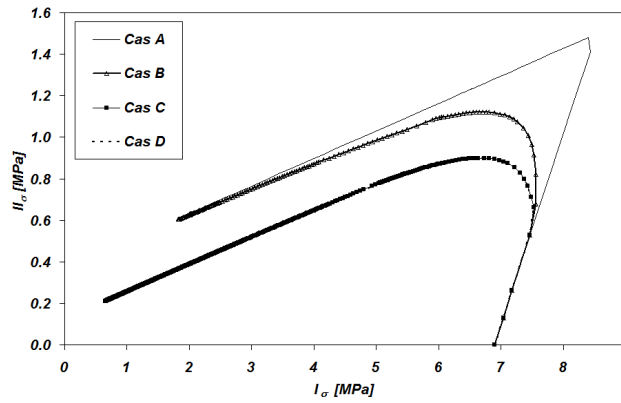


Figure 128: Chemin de contraintes en paroi du cylindre pour les 4 cas de plasticité définis au Tableau 18

Le cas D inclut une modification de la perméabilité intrinsèque avec la déformation via les changements de porosité, les chutes de pression d'eau induites par ce couplage perméabilité/porosité permettent à la contrainte moyenne effective d'augmenter et donc de quitter la surface plastique et d'évoluer dans le domaine élastique (point 2 à 3 et points 4 à 5 Figure 129).

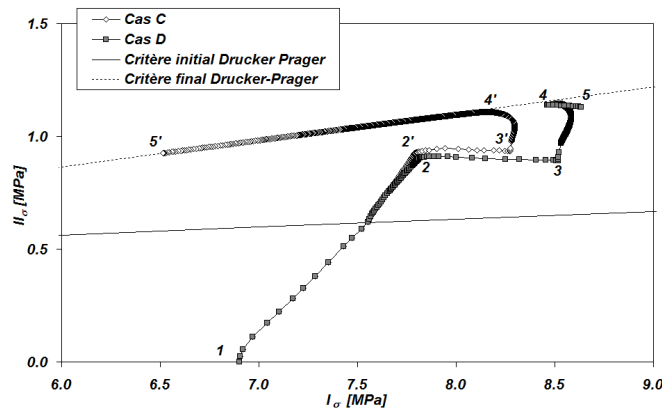


Figure 129: Comparaison entre 2 points situés à 20mm (élément 67) de la paroi interne pour le cas C et D représentant respectivement un modèle combinant adoucissement de la cohésion, écrouissage de l'angle de frottement avec en supplément une variation de la perméabilité pour le cas D

Comparaison entre un modèle de Mohr-Coulomb et un Drucker-Prager parfaitement plastique

Cette section étudie le comportement du matériau lorsqu'il est caractérisé par un modèle de Mohr-Coulomb. Celui-ci se différencie du modèle de Drucker-Prager par l'intégration de l'angle de Lode. Le critère de Mohr-Coulomb dans le plan $(I_σ, II_σ)$ est défini par:

$$f \equiv \frac{I_\sigma}{3} \sin(\phi) + II_{\dot{\sigma}} \cos(\beta) - \frac{II_{\dot{\sigma}}}{\sqrt{3}} \sin(\beta) \sin(\phi) - c \cos(\phi) = 0 \quad (5.2)$$

avec β l'angle de Lode:
$$\beta = -\frac{1}{3} \sin^{-1} \left[\frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{III_{\dot{\sigma}}}{II_{\dot{\sigma}}^3} \right]$$

Ce critère prédit un angle de frottement identique sur des chemins triaxiaux d'extension et de compression. La différence entre les deux modèles constitutifs est liée à une entrée en plasticité pour des valeurs de déviateur moins importantes que pour le modèle de Drucker-Prager. A la fin du calcul, la convergence atteint une valeur de 5 mm pour le Mohr-Coulomb et de plus ou moins 2 mm dans le cas d'un modèle de comportement de Drucker-Prager (Figure 130). Si l'on observe une convergence accrue en utilisant le modèle de Mohr-Coulomb c'est parce qu'il permet une entrée en plasticité pour des déviateurs plus faibles comme observés à la Figure 131.

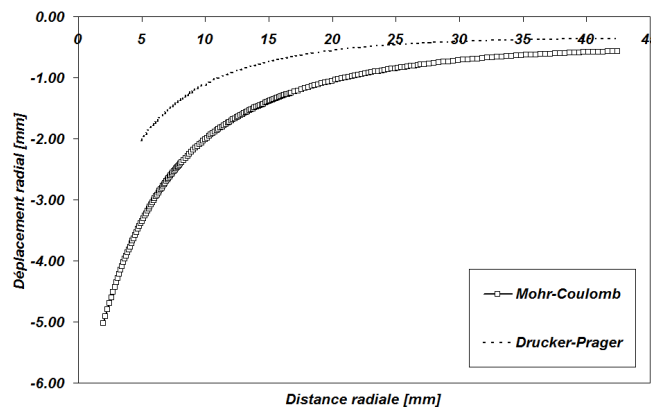


Figure 130: Comparaison entre les déplacements pour le modèle de Drucker-Prager et pour Mohr-Coulomb à la fin des phases de déchargement mécanique

Ceci est dû à l'influence de l'angle de Lode sur le critère de plasticité. Cette influence, illustrée sur les Figure 131(a) et Figure 131(b) montre clairement la différence de forme du critère (hexagone/ cercle) et donc l'évolution des contraintes sur ce critère selon le chemin suivi.

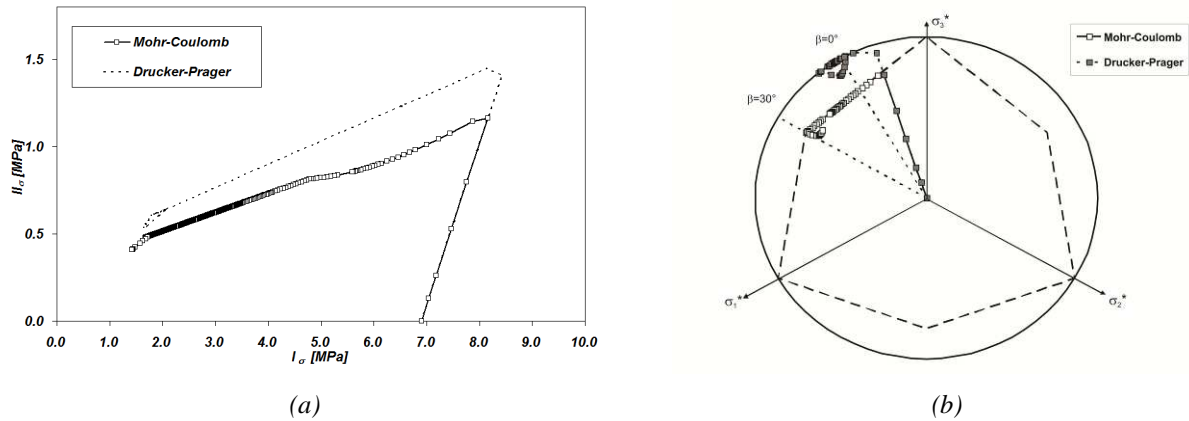
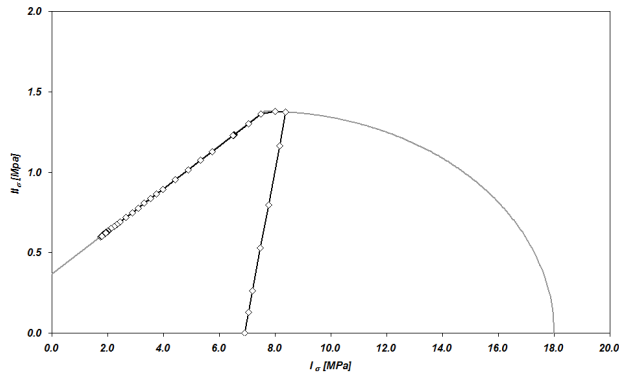


Figure 131: Représentation des chemins de contraintes dans le plan des invariants (a) et des contraintes déviatoriques (b) pour un critère de Mohr-Coulomb et un critère de Drucker-Prager

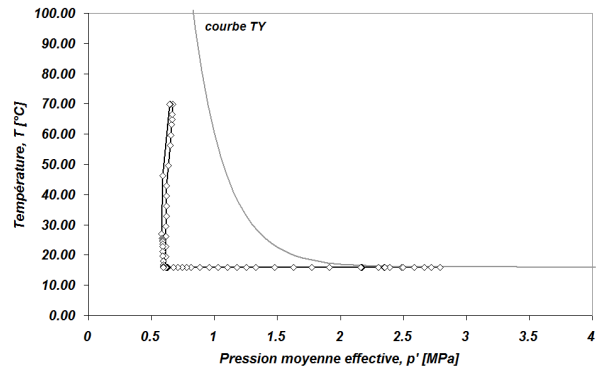
5.2.5 Résultats de la modélisation suivant un modèle thermo-plastique (TSOIL)

L'apport de la thermo-plasticité dans cette modélisation est la production de déformations plastiques thermiques de contraction pouvant générer une zone plastique thermique. L'extension de cette zone est analogue à la zone de développement de la température. Pour des raisons de simplicité dans l'analyse des résultats, la partie à frottement interne du cap-model est supposée être parfaitement plastique.

En fonction du taux de déconfinement du matériau et donc du déchargement mécanique, certaines parties du cylindre vont se trouver dans un état de contrainte qui leur permet de se développer de façon thermo-élastique ou thermo-plastique comme illustré aux Figure 132 et Figure 133 représentant le chemin de contraintes dans le plan des invariants (I_σ, II_σ) et dans le plan (p', T) pour deux points particuliers du cylindre. On observe que le point en paroi évolue de façon thermo-élastique (Figure 132(b)). Ceci est dû à un déchargement mécanique important en paroi amenant l'état de contrainte à se situer uniquement dans la zone thermo-élastique durant la phase de chauffage. Au contraire le point situé à 20 mm de la paroi (Figure 133(b)) atteint le mécanisme TY pendant le chauffage et permet donc, la génération de déformations plastiques de contraction.

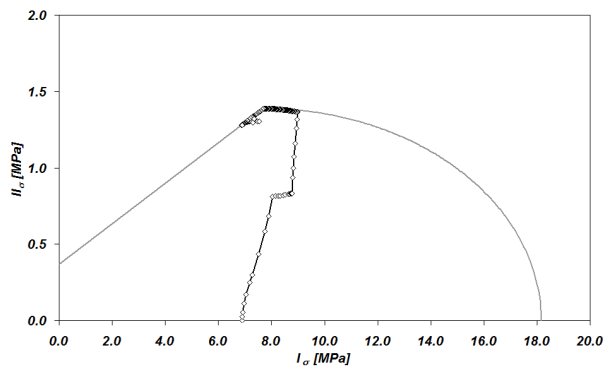


(a) Chemin de contraintes (I_{σ} , II_{σ})

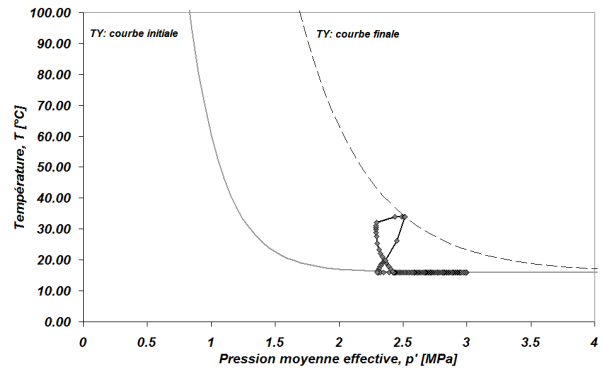


(b) Chemin de contraintes (p' , T)

Figure 132: Chemin de contraintes dans le plan (I_{σ} , II_{σ}) en (a), et dans le plan (p' , T) en (b) pour un point en paroi du cylindre



(a) Chemin de contraintes (I_{σ} , II_{σ})



(b) Chemin de contraintes (p' , T)

Figure 133: (a) Chemin de contraintes dans le plan (I_{σ} , II_{σ}) en (a), et dans le plan (p' , T) en (b) pour l'élément 67 se situant à 20 mm de la paroi interne du cylindre

La Figure 134 résume les chemins de contrainte pour l'élément en paroi et l'élément à 20 mm de la paroi (élément 67). Dans les deux cas, le mécanisme Cam-Clay est atteint en premier, l'état de contrainte évolue ensuite sur cette surface pour finalement dépasser le coin et suivre le critère de Drucker-Prager. Dans ce cas, des déformations plastiques volumiques et déviatoriques mécaniques sont générées par l'excavation.

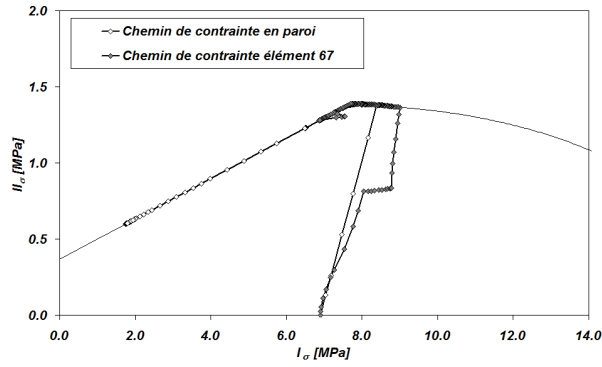


Figure 134: Chemin de contraintes pour un élément se situant en paroi et un élément à 20 mm de celle-ci (élément 67) avec TSOIL

La différence principale observée par rapport aux autres modèles réside dans la thermo-plasticité qui permet de générer des déformations volumiques plastiques de contraction lors d'une élévation de la température. Alors que les courbes de déformations déviatoriques plastiques sont similaires à celles obtenues précédemment avec les autres modèles (Figure 135 et Figure 136), une zone plastique thermique importante apparaît lors du calcul (Figure 137). Ces déformations volumiques proviennent des phases de déchargement mécanique où le chemin de contraintes atteint en premier lieu la surface Cam-Clay (Figure 134) et de la phase thermique.

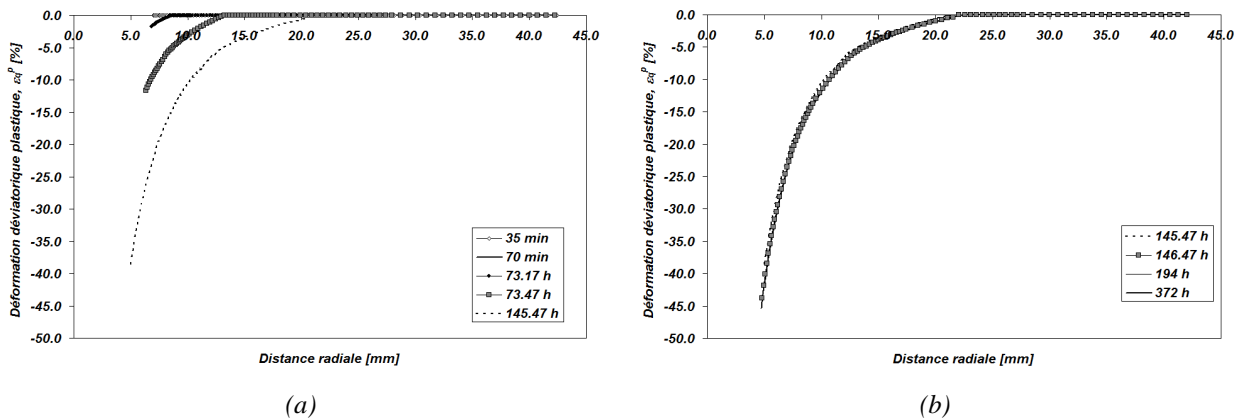


Figure 135: Illustration des déformations plastiques déviatoriques durant les deux phases de déchargement mécanique (a) et durant le cycle chauffage/ refroidissement (b)

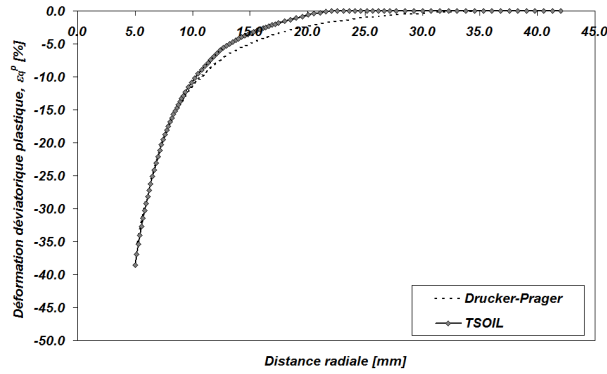


Figure 136: Comparaison entre les profils d'évolution des déformations déviatoriques plastiques pour TSOIL et pour Drucker-Prager

On remarque Figure 137 l'évolution des déformations volumiques plastiques mécaniques (Figure 137(a)) et thermiques (Figure 137(b)). Lors de la phase de chauffage, ces déformations vont tripler par rapport à celles obtenues lors du déconfinement. Il est observé que ces déformations n'évoluent pas en paroi à cause du fort déconfinement qui empêche l'état de contrainte d'atteindre la surface thermo-plastique TY comme vu Figure 132(b). De plus, l'ordre de grandeur de ces déformations est faible, voir négligeable par rapport aux déformations déviatoriques.

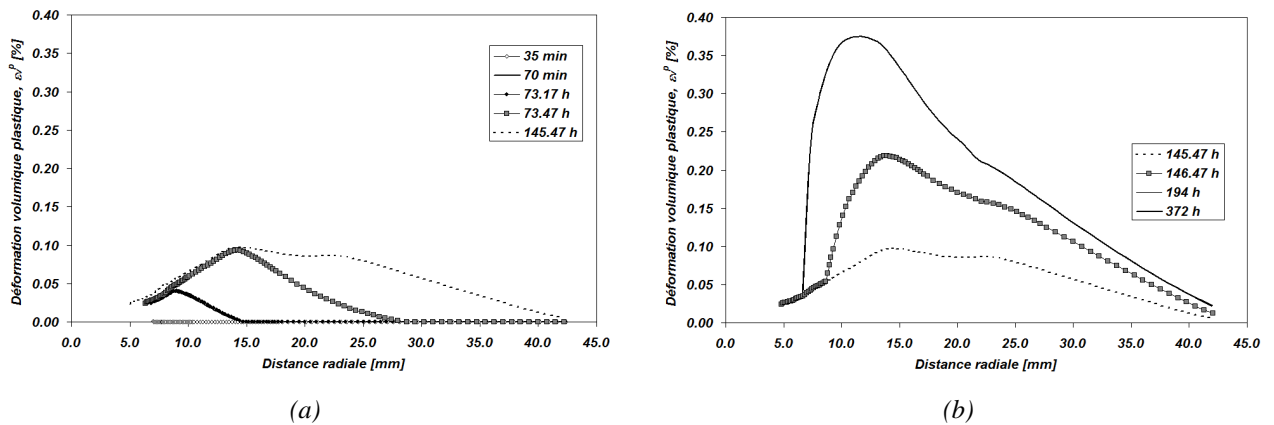


Figure 137: Illustration des déformations plastiques volumiques durant les deux phases de déchargement mécanique (a) et durant le cycle chauffage/ refroidissement (b)

5.2.6 Comparaisons avec l'expérience réellement menée

L'expérience réellement menée se différencie de celle modélisée lors du benchmark par les chemins de contraintes suivis (You *et al.*, 2010; TIMODAZ, 2010c). La diminution de pression est réalisée en deux phases (Figure 138 pour l'échantillon 13B_Bis, Tableau 23). Tout d'abord, la contrainte totale est diminuée de 4.5 MPa à 1 MPa et la pression d'eau de 2.2 MPa à 0.6 MPa. Puis dans un second temps, la pression d'eau est amenée à 0.1 MPa. Ainsi suite au premier déchargement, la contrainte radiale effective est de 0.4 MPa. Au cours du second déchargement, la contrainte totale radiale restant constante, la contrainte radiale effective augmente pour atteindre 0.9 MPa. En ce sens, le second déchargement permet une nouvelle augmentation des contraintes effectives radiales. Donc, l'endommagement se trouve être plus important à la fin de la première phase de déchargement où la contrainte effective est la plus faible.

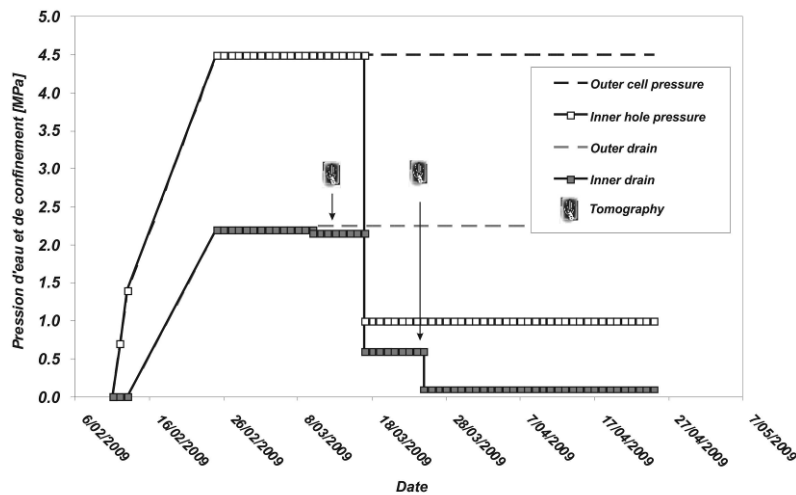


Figure 138: Evolution des pressions internes et externes ainsi que des pressions d'eau lors de l'expérience concernant le cylindre creux pour l'échantillon 13B_Bis (TIMODAZ, 2010c)

Conditions limites imposées en paroi		Etat initial	Phase 1	Phase 2
Contraintes totales [MPa]	σ_{r0}	4.5	1	1
Pression d'eau [MPa]	p_{w0}	2.2	0.6	0.1
Contraintes effectives [MPa]	σ'_{r0}	2.3	0.4	0.9
Température [°C]	T_0	16	16	16

Tableau 23: Chemin de contraintes réellement suivi lors de l'expérience

Suivant ces conditions expérimentales, on s'intéresse aux mesures de déplacements avant le premier déchargement et juste après celui-ci, ainsi qu'aux mesures de perméabilité. Des mesures de perméabilité radiale sont réalisées avant et après déchargement afin d'observer l'endommagement du matériau.

Les résultats expérimentaux en termes de déplacements radiaux pour un l'essai 13B_Bis sont illustrés à la Figure 139. Ces mesures de déplacements sont obtenues par suivi d'objets particuliers (Particule Manual Tracking: PMT) comme les inclusions de pyrite grâce à une tomographie à rayons X réalisée avant et après le déchargement mécanique. Le champ de déplacements est obtenu par la différence de position des particules ou objets remarquables. Les résultats selon différents secteurs angulaires sont repris à Figure 139. Une claire anisotropie de la convergence du trou est observée. En effet, à la fin du déchargement mécanique, il s'ovalise. Les déplacements les plus importants ont lieu suivant la stratification et à 90° de celle-ci. Les déplacements les plus faibles sont à 45° par rapport à cette stratification (Figure 139 et Figure 140).

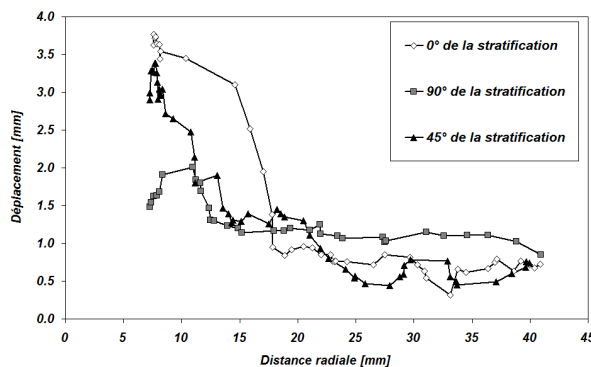


Figure 139: Déplacements radiaux mesurés lors de l'expérience en utilisant des techniques de tomographie à rayons X. Résultats obtenus pour l'échantillon 13B_Bis (TIMODAZ, 2010c)

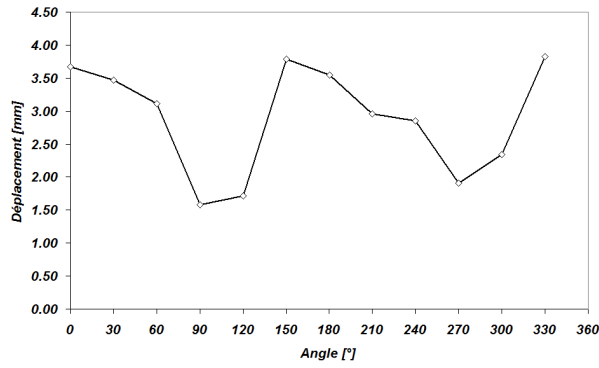


Figure 140: Mesure de l'ovalisation du trou après le premier déchargement mécanique (TIMODAZ, 2010c)

Outre les déplacements mécaniques, des mesures de perméabilité sont réalisées avant et après le déchargement mécanique de façon à pouvoir quantifier une éventuelle modification des propriétés d'écoulement induite dans la zone endommagée. Les mesures sont réalisées sur un écoulement radial. Globalement, ces mesures ne montrent pas de modifications significatives des paramètres hydrauliques.

En modélisant les chemins de contraintes expérimentalement testés (Tableau 23), il est possible de comparer les déplacements entre l'expérience et les résultats numériques comme illustré Figure 141. Sur cette dernière figure, on constate que les déplacements peuvent être modélisés avec le cas C. Par contre, cette comparaison met en évidence l'importance de la prise en compte de l'anisotropie des paramètres du matériau. (François *et al.*, 2011)

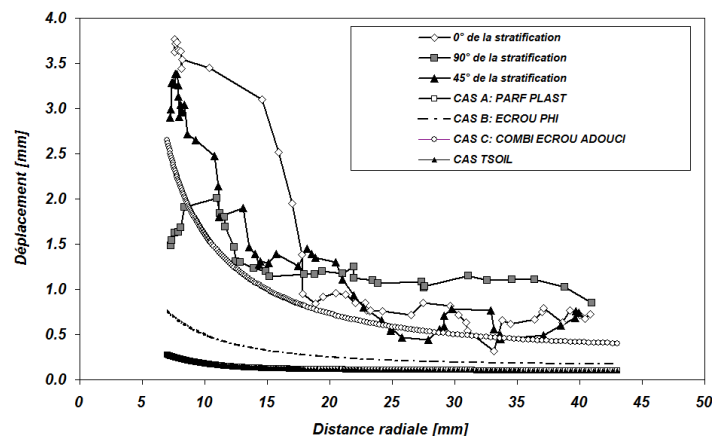


Figure 141: Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques sur les déplacements radiaux de convergence du trou

5.2.7 Conclusions

La modélisation du cylindre creux par différentes lois de comportement a permis d'observer différentes évolutions de la zone plastique lors du déconfinement mécanique. L'extension de cette dernière est plus importante lorsque le modèle Drucker-Prager permet l'adoucissement de la cohésion ainsi que l'écrouissage de l'angle de frottement. Dans ce dernier cas, la convergence de la cavité est telle, qu'elle est presque refermée lorsque le schéma expérimental correspond à celui défini lors du benchmark TIMODAZ.

La zone plastique n'est pas modifiée de façon significative lors du chargement thermique. En effet, les déformations irréversibles supplémentaires engendrées par le cycle chauffage/refroidissement ne sont pas significatives en comparaison des déformations déviatoriques plastiques induites par l'excavation. Cette constatation est vraie pour le modèle thermo-élastique mais également pour le modèle thermo-plastique où les déformations plastiques thermiques de contraction sont faibles voire négligeables vis-à-vis des déformations induites par l'excavation. Cette conclusion est également vérifiée pour d'autres lois de comportement thermo-plastique comme ACMEG-T (Dizier *et al.*, 2009).

Lorsque les chemins de contraintes correspondant à l'expérience réellement menée sont modélisés, la comparaison entre les déplacements mesurés et calculés montre une bonne concordance en considérant le modèle de Drucker-Prager avec adoucissement de la cohésion et écrouissage de l'angle de frottement. Par contre, cette comparaison met en évidence les lacunes de la modélisation. En effet, seul un modèle de comportement anisotrope pourrait permettre de reproduire des variations différentes des déplacements selon différentes directions.

5.3 Expérience ATLAS III

L'expérience ATLAS (Admissible Thermal Loading for Argillaceous Storage) développée par SCK-CEN au début des années 90 dans le cadre d'un exercice de benchmark lors du projet européen INTERCLAYII a pour but de confronter les prédictions numériques aux données expérimentales in situ. En ce sens, elle constitue une expérience très intéressante pour un modélisateur: la géométrie a été choisie afin d'être aisément modélisable avec des outils numériques (De Bruyn et Labat, 2002).

L'expérience est composée de trois phases successivement nommées ATLASI, ATLASII et ATLASIII se déroulant sur deux décennies. Dans la première phase d'ATLAS, une source de chaleur émet une puissance continue de 900 W de juillet 1993 à juin 1996. Dans la deuxième phase d'ATLAS, la puissance est augmentée jusque 1800 W de juin 1996 à mai 1997. Puis à partir de ce juin 1997, une phase de refroidissement est mise en place. Enfin, dans le cadre du projet européen TIMODAZ, les résistances chauffantes ont été réactivées entre avril 2007 et avril 2008 pour atteindre une puissance de 1400 W et donner lieu à la troisième phase d'ATLAS.

Alors que les deux premières phases ont été conçues principalement dans le cadre d'un exercice pour modélisateur, cette troisième phase intègre d'autres objectifs (Chen *et al.*, 2011):

- Obtenir une image plus précise de l'évolution de la température et des pressions d'eau;
- Améliorer la compréhension du comportement thermo-hydro-mécanique de l'Argile de Boom à grande échelle et à différents niveaux de température;
- Faciliter la préparation de l'expérience PRACLAY;
- Fournir des données pour l'exercice benchmark du projet TIMODAZ.

L'expérience se compose d'un tube principal d'une longueur de 19 m et d'un diamètre de 190 mm. Il est équipé de quatre résistances chauffantes, sur une distance de 8 m, qui permettent la dissipation de la chaleur dans le massif argileux. Lors des deux premières phases de l'expérience, deux forages annexes AT85E et AT93E, d'une longueur de 16 m, situés dans le même plan horizontal sont forés. Ceux-ci sont équipés de capteurs de pression d'eau, de

température et de contrainte. Ces deux forages sont à des distances respectives de 1.515 m et 1.184 m du forage principal. Les instruments de mesure sont placés le long du tube et notamment dans un plan passant par le milieu du dispositif de chauffage situé à 15 m.

A l'occasion de la réactivation des résistances chauffantes lors de la troisième phase d'ATLAS, deux nouveaux forages sont réalisés, AT97E et AT98E (Figure 142). Le forage AT98E est horizontal et se situe à une distance de 2.7 m du forage principal et a une longueur de 20 m. Ce forage est équipé de 10 capteurs thermiques et de 3 filtres piézométriques. Le forage AT97E est quant à lui foré avec une inclinaison de 10° par rapport à la stratification en direction du forage principal comme illustré Figure 142 et Figure 143. Celui-ci est capable de mesurer des variations de température à l'aide de 12 capteurs thermiques et a une longueur de 21 m. De par son inclinaison, il permet d'étudier la conduction de la chaleur dans la direction verticale, contrairement aux forages AT98E, AT85E et AT93E, qui sont tous trois situés dans un plan horizontal. Son objectif est ainsi de mettre en évidence l'anisotropie thermique de l'Argile de Boom (Chen *et al.*, 2011).

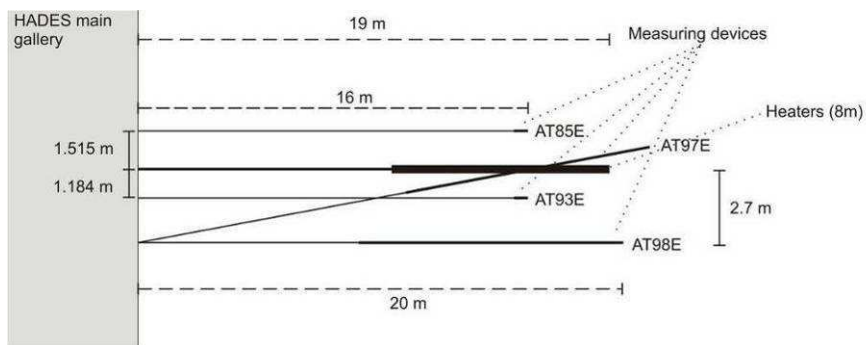


Figure 142: Schéma de la géométrie de l'expérience ATLAS vu d'un plan horizontal

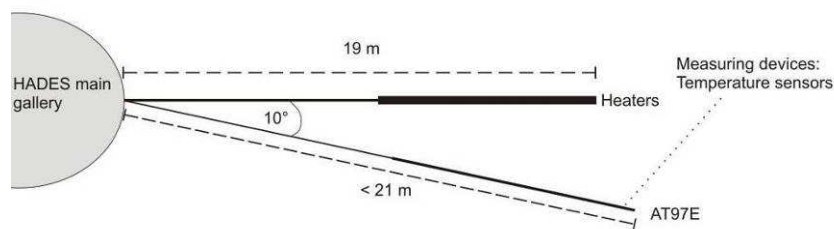


Figure 143: Schéma de l'expérience ATLAS vu d'un plan vertical

Le protocole expérimental consiste à augmenter la puissance des résistances chauffantes en trois étapes, chacune suivie par une période de stabilisation, pour atteindre une puissance finale de 1400 W. La Figure 144(a) représente la puissance dissipée par la résistance

chauffante et la Figure 144(b) résume ces différentes phases. Au cours de la première étape, la puissance est augmentée de 0 à 400 W en 4 jours, suivi d'une période de 45 jours de stabilisation du système. Durant la deuxième phase, la puissance augmente de 400 W à 900 W en cinq jours, puis 66 jours de stabilisation à 900 W sont respectés. Finalement, au cours de la troisième phase, la puissance est amenée à 1400 W en 5 jours et 256 jours sont laissés pour atteindre l'équilibre du système. Une fois cette période de 256 jours écoulée, le système de chauffage est coupé et le refroidissement du massif argileux commence.

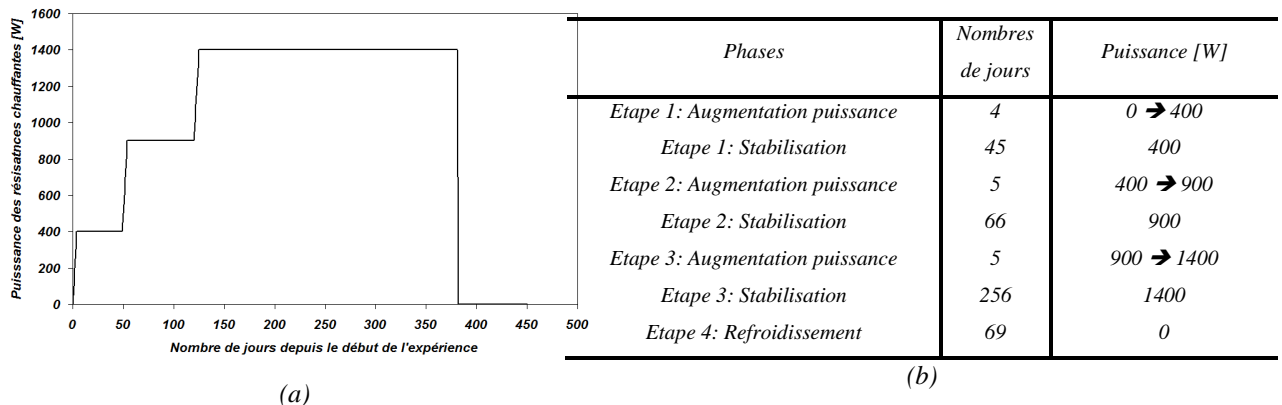


Figure 144: (a) Evolution de la puissance dissipée lors de l'expérience. (b) Description des phases de montée en puissances, de stabilisation et de refroidissement

Résultats expérimentaux

Dans cette section les résultats expérimentaux d'ATLASIII sont décrits brièvement, pour plus d'information, on renvoie à Chen et al. (2011). Concernant ATLASI et ATLASII, les résultats sont analysés par De Bruyn et Labat (2002) et ne sont pas décrits dans ce travail. Une modélisation de ces phases est également proposée par François *et al.* (2009).

LA dissipation de la chaleur dans l'Argile de Boom engendre une augmentation de la température dans le milieu environnant. Cette augmentation est représentée à la Figure 145 pour les capteurs AT93E et AT85E. Pour rappel, ces capteurs sont situés dans le même plan horizontal que la résistance chauffante. Le capteur AT93E est situé à une distance de 1.184 m du forage principal alors qu'AT85E se situe à une distance de 1.515 m de ce forage. En conséquence la température observée est plus importante au niveau du capteur AT93E comme illustré à la Figure 145. De façon évidente, plus les capteurs sont proches de la source de chaleur, plus la température augmente en ces points.

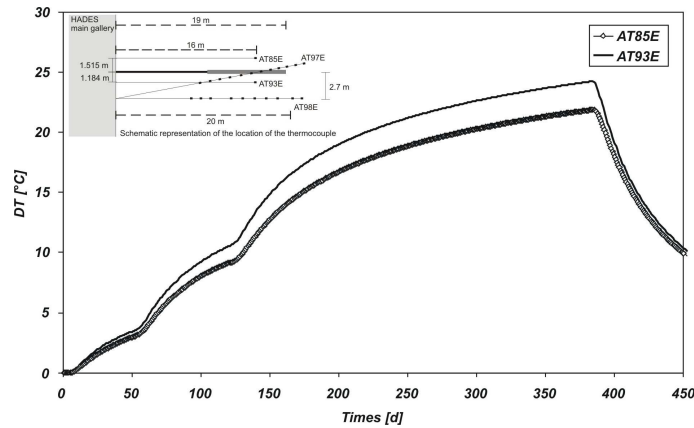


Figure 145: Evolution moyenne de l'incrément de température enregistré aux capteurs situés dans les forages AT85E et AT93E

La Figure 146(a) représente l'évolution moyenne de la température en certains capteurs du forage AT98E. Ce forage se situant plus loin de la résistance chauffante, les températures observées sont plus faibles qu'en AT93E et AT85E. Les évolutions thermiques enregistrées aux capteurs des forages AT98E et AT97E sont respectivement illustrées Figure 146(a) et Figure 146(b). On remarque qu'aux différents points du forage AT97E (Figure 146(b)), les évolutions de température sont les plus faibles en comparaison des trois précédents forages. Cela est dû d'une part à la distance qui existe entre ces capteurs et la sonde chauffante et, d'autre part à l'anisotropie de la conduction thermique de l'Argile de Boom.

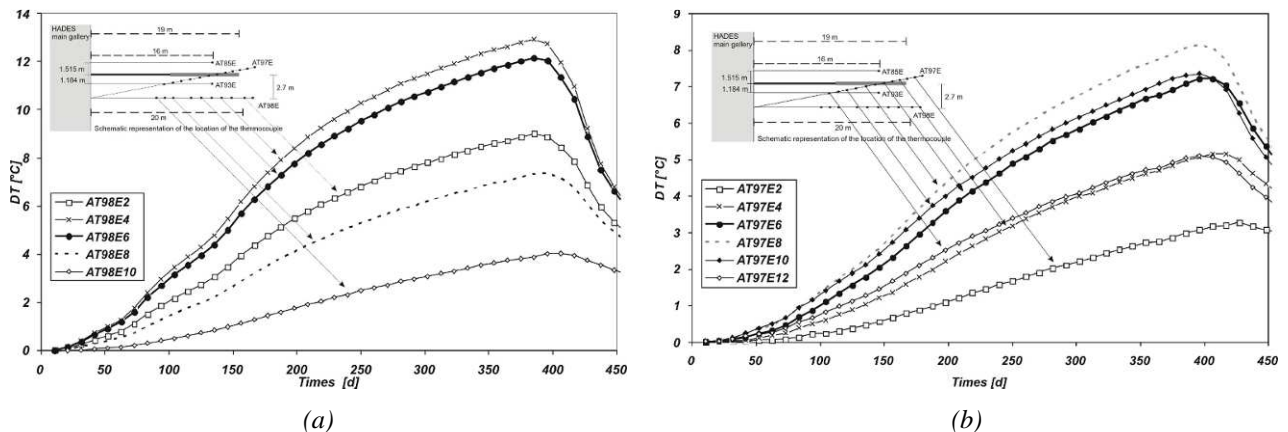


Figure 146: Evolution des incréments de température pour certains capteurs situés dans les forages AT98E, en (a), et AT97E, en (b)

En effet, si l'on observe l'évolution des températures pour le capteur n°6 du forage AT97E, situé à une distance de 2.75 m du chauffage, et le capteur n°5 du forage AT98E, situé à 2.68m (Figure 147), on remarque que malgré une distance quasi similaire de la résistance chauffante, l'évolution du capteur n°5 d'AT98E est presque deux fois supérieure à l'évolution observée au

capteur n°6 d'AT97E. Ceci permet de mettre en évidence l'anisotropie de la conductivité thermique de l'Argile de Boom: la conductivité horizontale est plus importante que la verticale.

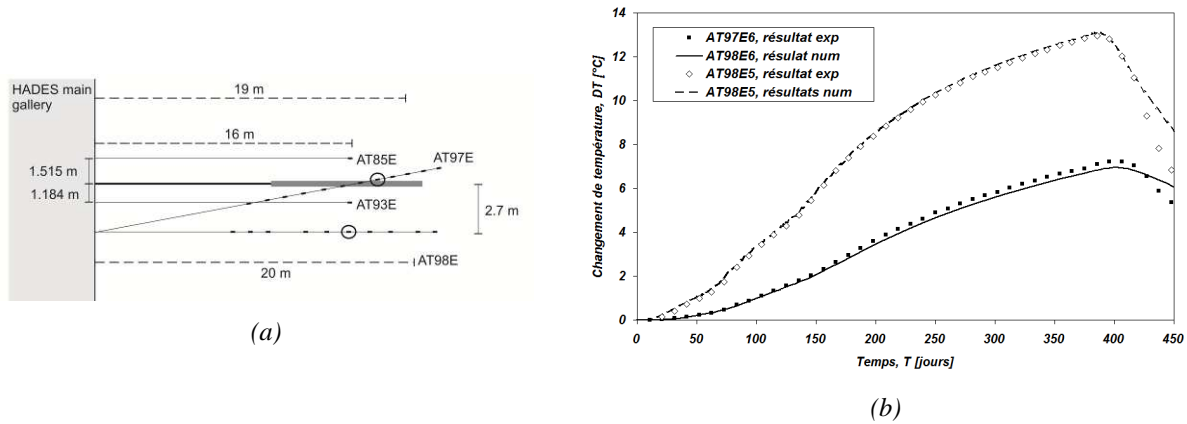


Figure 147: (a) Evidance de l'anisotropie de la conductivité thermique entre deux capteurs situés dans deux plans différents à distance plus ou moins égale du chauffage. (b) Mesures expérimentales comparées aux résultats numériques

La Figure 148 représente l'évolution des surpressions pour des capteurs de pression d'eau. Cette évolution est gouvernée par la génération d'excès de pression d'eau, dus à la différence de coefficient de dilatation thermique existant entre les deux phases. Ces surpressions sont d'autant plus importantes que les capteurs sont proches de la source de chaleur comme observé à la Figure 148(a), pour les forages AT85E et AT93E, et à la Figure 148(b) pour le forage AT98E. A chaque augmentation de puissance, l'accroissement de la température produit des surpressions qui tendent à se dissiper lors des phases de stabilisation. On observe également un comportement atypique au début de chaque augmentation de température marqué par une chute brutale de la pression d'eau avant son augmentation. Le phénomène inverse est observé lors du refroidissement où une augmentation de pression d'eau apparaît à l'arrêt du dispositif de chauffage. Cette légère augmentation est immédiatement suivie par la chute des pressions d'eau.

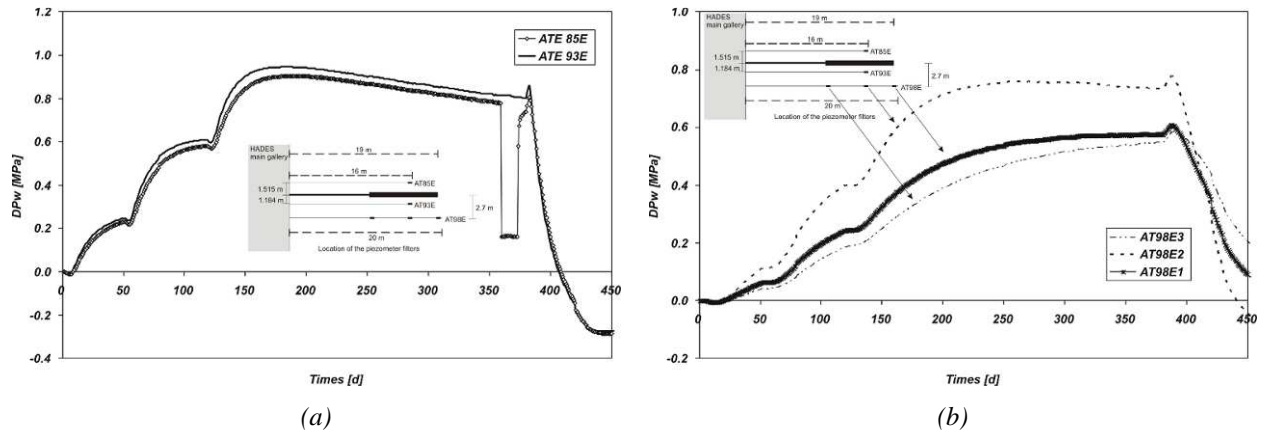


Figure 148: Evolution des pressions d'eau mesurées au capteur AT93E et AT85E

5.3.1 Modélisation de l'expérience in-situ ATLASIII

La modélisation réalisée dans ce travail correspond à la troisième phase de l'expérience ATLAS présentée ci-dessus. Dans ce calcul, on reproduit l'ensemble des phases de chauffage ainsi qu'une partie du refroidissement. Les différentes étapes sont reprises à la Figure 144(b). Les calculs sont effectués avec des éléments finis couplés thermo-hydro-mécaniques MWAT. Plusieurs lois de comportement sont employées: une loi thermo-élastique avec une élasticité linéaire et isotrope, une loi thermo-élastique avec une élasticité linéaire transversalement isotrope, et la loi de comportement thermo-plastique implémentée dans le cadre de ce travail.

Dans cette modélisation, la zone étudiée se trouve suffisamment loin du forage pour ne pas être affectée par la zone plastique induite par la création de ce forage. En effet, le diamètre du forage considéré dans ces calculs étant de 190 mm, la zone plastique induite ne représente tout au plus qu'une ou deux fois le rayon de ce forage. La zone endommagée ne s'étend pas au delà de 85 à 190 mm. Les phénomènes étudiés se situant à une distance de plus de 1 m de la source de chaleur, ils se trouvent dans le champ lointain non-affecté par la zone endommagée mécanique. Ainsi, le choix d'un modèle élastique se justifie. Cependant si l'on veut étudier la génération de déformations thermo-plastiques de contraction lors de l'augmentation de la température, l'emploi d'un modèle thermo-plastique est nécessaire

Deux modèles différents sont étudiés, un modèle 2D et un modèle 3D. Le modèle 2D, plus simple dans sa conception, sert à l'analyse des résultats numériques pour un modèle isotrope. Le modèle 3D permet une prise en considération des caractéristiques anisotropes, à savoir

élastiques, hydrauliques et thermiques, de l'Argile de Boom et ainsi d'étudier les différents modèles et leurs implications dans l'évolution des pressions d'eau. Finalement, des comparaisons avec les mesures expérimentales sont également proposées.

5.3.2 Géométrie, conditions initiales et conditions limites

L'Argile de Boom est supposée être initialement homogène avec un état de contrainte isotrope. Les conditions initiales sont proches de celles rencontrées in-situ dans le laboratoire souterrain à Mol et sont résumées au Tableau 24. Les contraintes totales sont égales à 4.5 MPa, la pression d'eau vaut 2.25 MPa et la température de l'argile est considérée être égale à 16.5°C.

<i>Etat initial</i>		<i>Argile de Boom</i>
<i>Contraintes totales [MPa]</i>	$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$	4.5
<i>Pression d'eau [MPa]</i>	p_{w0}	2.25
<i>Température [°C]</i>	T_0	16.5

Tableau 24:Résumé des conditions initiales de la modélisation

La modélisation 2D correspond à un modèle axisymétrique dont l'axe correspond à l'axe du forage principal. Le rayon est de 100 m et la hauteur est de 119 m (Figure 149(a)). La géométrie du modèle 3D est illustrée à la Figure 149(b). Ce modèle a une hauteur et une largeur de 100m avec une profondeur de 119 m. Le forage principal équipé de sondes chauffantes est également inclus dans cette géométrie.

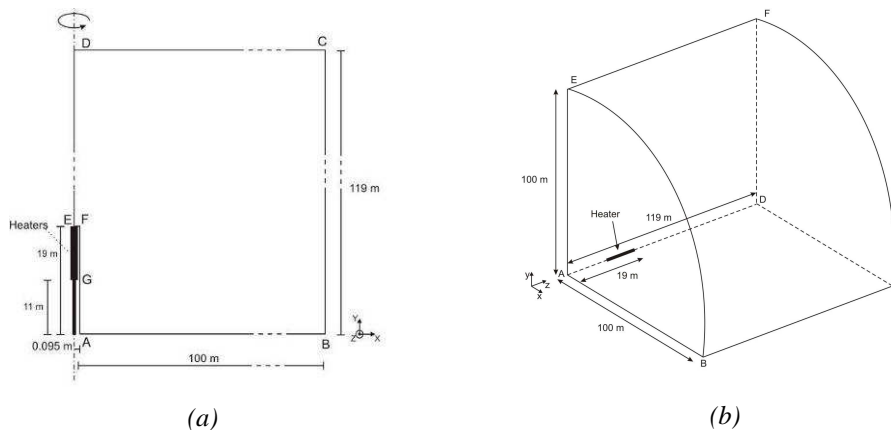


Figure 149: Schémas représentant les modèles 2D et 3D de la modélisation de l'expérience ATLASIII

Les conditions limites thermo-hydro-mécaniques du modèle 2D sont illustrées à la Figure 150 et décrites ci-dessous.

Les conditions limites mécaniques sont telles que:

- Les déplacements axiaux sont bloqués sur les frontières extérieures DC, AB et EF;
- Les déplacements radiaux sont fixés sur ED, BC et AF.

En termes de conditions aux frontières hydrauliques, nous avons:

- La pression d'eau est fixée sur DC, CB;
- La frontière du point A au D est imperméable. La frontière AB est également imperméable.

Pour les conditions frontières thermiques:

- Les frontières AB, BC, CD, DE et GA sont adiabatiques;
- Les flux de chaleur sont imposés selon le protocole expérimental sur FG.

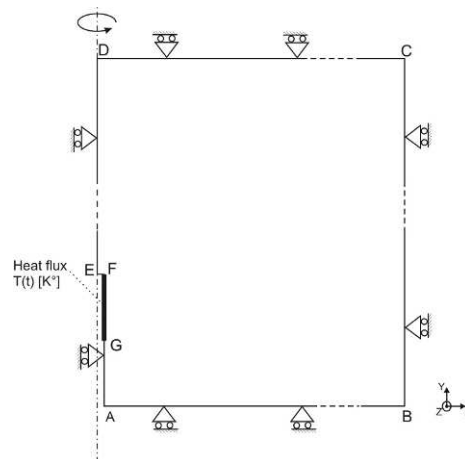


Figure 150: Représentation des conditions limites mécaniques, hydrauliques et thermiques du modèle 2D

Les conditions frontières du modèle 3D ne sont qu'une extension des conditions relatives au modèle 2D vers le 3D. Celles sont décrites ci-dessous.

Les conditions limites mécaniques sont:

- Les déplacements selon l'axe Z sont fixés en ABE et DCF;
- Les déplacements selon l'axe X sont fixés en ADFE et BCFE;
- Les déplacements selon l'axe Y sont fixés en ABCD et BCFE;
- Les déplacements radiaux sont fixés à la paroi interne du forage principal.

Les conditions limites hydrauliques sont:

- La pression d'eau est fixée en BCFE et DCF;

- Les frontières ABE, ABCD, ADFE sont considérées comme imperméables. Il en est de même pour la surface interne du forage principal.

Les conditions limites pour la thermique:

- Toutes les frontières sont adiabatiques et ne permettent donc aucun échange de chaleur excepté à la surface interne du forage où un flux de chaleur est imposé selon les données d'entrée expérimentales.

5.3.3 Lois de comportement et notion d'élasticité transversalement isotrope

Trois modèles de comportement thermo-mécanique sont utilisés dans cette modélisation. Les deux premiers correspondent à un modèle élastique linéaire, isotrope ou anisotrope, où la température n'induit que des déformations réversibles et donc thermo-élastiques. Le dernier modèle n'est autre que le modèle de comportement thermo-mécanique développé au chapitre 3.

La loi de comportement thermo-élastique est écrite comme suit:

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl}^e \dot{\epsilon}_{kl}^{m,e} \quad (5.3)$$

Le taux de déformation totale $\dot{\epsilon}_{ij}$ est la somme d'une partie mécanique élastique $\dot{\epsilon}_{ij}^{m,e}$ et d'une partie thermo-élastique $\dot{\epsilon}_{ij}^{T,e}$, les déformations thermiques dans ce modèle sont uniquement réversibles:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^e = \dot{\epsilon}_{ij}^{m,e} + \dot{\epsilon}_{ij}^{T,e} \text{ avec } \dot{\epsilon}_{ij}^{T,e} = \alpha_2 \dot{T} \delta_{ij} \quad (5.4)$$

où α_2 est le coefficient de dilatation linéaire thermique du solide et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Le comportement élastique linéaire décrit par la matrice de Hooke, C_{ijkl}^e définit un comportement isotrope ou anisotrope suivant le nombre de propriétés élastiques indépendantes. Dans un matériau isotrope, deux constantes élastiques suffisent à décrire le comportement; dans un matériau anisotrope, 21 composantes indépendantes sont essentielles

Par des considérations thermodynamiques, sachant que la densité d'énergie interne est une fonction quadratique semi-positive, il est possible de donner une limite à ces constantes. Ainsi, Pickering (1970) démontre que:

$$\begin{aligned} E_v > 0; E_h > 0; G_{vh} > 0 \\ -1 < \nu_{hh} < 1 \text{ et } \frac{E_v}{E_h}(1 - \nu_{hh}) - 2\nu_{vh}^2 \geq 0 \end{aligned} \quad (5.7)$$

Raymond (1970), dans Lings et al. (2000), écrit que:

$$G_{hv} \leq \frac{E_v}{2\nu_{vh}(1 + \nu_{hh}) + 2\sqrt{\left(\frac{E_v}{E_h}\right)(1 - \nu_{hh}^2)\left[1 - \left(\frac{E_v}{E_h}\right)\nu_{vh}^2\right]}} \quad (5.8)$$

La relation contrainte/déformation dans les conditions triaxiales est plus simple pour décrire les relations liant les contraintes moyennes, déviatoriques et les déformations volumiques. Dans le cas d'un solide isotrope, une telle relation s'écrit:

$$\begin{bmatrix} \dot{p}' \\ \dot{q} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K & \\ & 3G \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\epsilon}_v \\ \dot{\epsilon}_q \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

Dans le cas d'un modèle élastique isotrope, il n'y a pas de couplage entre les composantes déviatoriques et volumiques.

Cette expression, sous forme incrémentale dans le cas d'une élasticité anisotrope et principalement transversalement isotrope, montre au contraire un couplage entre la partie déviatorique et la partie volumique. L'expression écrite par Graham et Houlsby (1983) devient dans ce cas une expression avec des termes non diagonaux exprimant ce couplage entre les différentes déformations et contraintes:

$$\begin{bmatrix} \dot{p}' \\ \dot{q} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K^* & J \\ J & 3G^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\epsilon}_v \\ \dot{\epsilon}_q \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

où K^* , G^* et J rendent compte des propriétés d'anisotropie du matériau. Le paramètre J exprime la dépendance des déformations déviatoriques à la contrainte moyenne, ainsi qu'un couplage entre les déformations volumiques et la contrainte déviatorique. La matrice est symétrique par considérations thermodynamiques.

Il est possible d'écrire ces trois paramètres selon les cinq paramètres indépendants définissant l'anisotropie transverse. Ces relations dérivées par Lings *et al.* (2000) sont:

$$\begin{aligned}
 K^* &= \frac{E_v}{9} \left(\frac{(1-v_{hh})E_v + 2(1+2v_{vh})E_h}{(1-v_{hh})E_v - 2v_{vh}^2E_h} \right) \\
 G^* &= \frac{E_v}{6} \left(\frac{2(1-v_{hh})E_v + (1-4v_{vh})E_h}{(1-v_{hh})E_v - 2v_{vh}^2E_h} \right) \\
 J &= \frac{E_v}{3} \left(\frac{(1-v_{hh})E_v - (1-v_{vh})E_h}{(1-v_{hh})E_v - 2v_{vh}^2E_h} \right)
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

Graham et Hously (1983) proposent une variante de cette élasticité anisotrope grâce à une formulation à trois paramètres en tenant compte d'un coefficient d'anisotropie α , de E_v et de v_{vh} :

$$\begin{aligned}
 E_v &= E^* \\
 E_h &= \alpha^2 E^* \\
 v_{vv} &= v^* / \alpha \\
 v_{vh} &= v^* \\
 2G_{vh} &= \alpha E^* / (1+v^*)
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

où le coefficient α ($\alpha^2 = \frac{E_h}{E_v}$) définit un coefficient d'anisotropie qui lorsqu'il est supérieur à

1 indique un matériau plus rigide horizontalement que verticalement et inversement lorsqu'il est inférieur à 1.

Hormis les couplages existant entre la contrainte moyenne et la déformation déviatorique et celui entre la contrainte déviatorique et la déformation volumique, il existe une autre particularité de l'anisotropie élastique caractérisant le comportement lors d'un essai triaxial non drainé et de consolidation. En effet, lors d'essais triaxiaux non-drainés, le chemin de contraintes n'est plus un chemin à contrainte moyenne effective constante mais suit une droite dont la pente dépend du type d'anisotropie et du coefficient α . Lors de la consolidation, le rapport des déformations volumiques à la déformation axiale n'est plus 3 mais dépend

uniquement du rapport de la rigidité horizontale à la rigidité verticale. Ce rapport est alors fonction du coefficient d'anisotropie α défini par Graham et Houlsby (1983).

5.3.4 Choix des paramètres

On considère les paramètres de base servant à la modélisation de l'élasticité anisotrope identifiés par tâtonnements dans TIMODAZ (2010b). Ceux-ci comprennent également les paramètres anisotropes d'échange de fluide et de chaleur. Le Tableau 25 reprend ces différents paramètres. Un rapport $\frac{E_h}{E_v} = 2$ est adopté, ce qui est en accord avec de nombreuses études sur l'anisotropie transverse des argiles surconsolidées (Garnier, 1973; Gatmiri, 1989). Une comparaison entre les modules élastiques, K et G , et les modules "équivalents" anisotropes, K^* et G^* , (Tableau 25) montre que le choix des paramètres transversalement anisotropes apporte un apport de rigidité par rapport aux valeurs isotropes. Cette augmentation est susceptible d'engendrer des surpressions d'eau supplémentaires lors des phases de chauffage.

<i>Paramètres anisotropes</i>		<i>Argile de Boom</i>
<i>Module de Young horizontal [MPa]</i>	E_h	700
<i>Module de Young vertical [MPa]</i>	E_v	350
<i>Module de cisaillement [MPa]</i>	G_{vh}	140
<i>Coefficient de Poisson v_{hh}</i>	v_{hh}	0.25
<i>Coefficient de Poisson v_{vh}</i>	v_{vh}	0.125
<i>Module de compressibilité K^* [MPa]</i>	K^*	447.2
<i>Module de cisaillement équivalent G^* [MPa]</i>	G^*	291.7
<i>Terme de couplage J [MPa]</i>	J	-233.3
<i>Module de compressibilité isotrope [MPa]</i>	K	133.3
<i>Module de cisaillement isotrope [MPa]</i>	G	133.3
<i>Perméabilité intrinsèque horizontale [m^2]</i>	k_h	4.10^{-19}
<i>Perméabilité intrinsèque verticale [m^2]</i>	k_v	2.10^{-19}
<i>Conductivité thermique verticale [W/(mK)]</i>	λ_v	1.25
<i>Conductivité thermique horizontale [W/(mK)]</i>	λ_h	1.7

Tableau 25: Paramètres anisotropes de l'Argile de Boom utilisés dans le modèle 3D (TIMODAZ, 2010b)

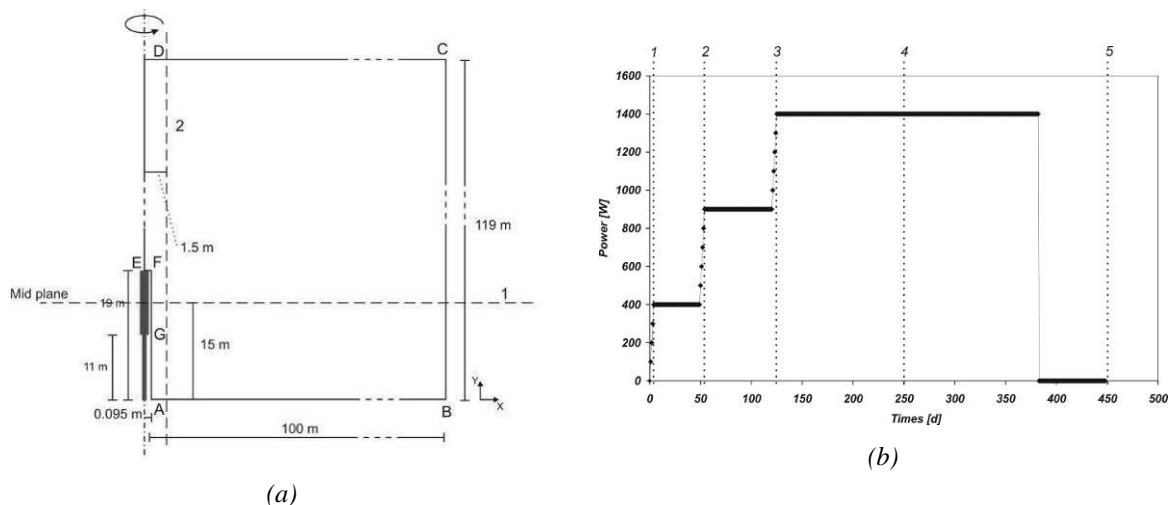
5.3.5 Analyse des résultats des modélisations

Dans cette section les différents résultats sont présentés. Dans un premier temps, des courbes radiales et axiales sont présentées à partir des calculs réalisés sur le modèle 2D. Ceci permet de comprendre la physique du problème de façon globale avec un modèle isotrope. Une comparaison rapide avec un résultat expérimental est présentée. L'apport de la thermo-plasticité pour la prédiction des surpressions est ensuite montré.

Dans une seconde étape, les résultats numériques du modèle 3D sont confrontés aux résultats expérimentaux. La physique du problème étant la même que pour le modèle 2D, celle-ci ne sera pas présentée à nouveau. Par contre, les différences entre comportement isotrope et anisotrope sont analysées. Dans le but de mieux percevoir l'apport de la prise en compte de l'anisotropie, chaque forme d'anisotropie (élastique, hydraulique et thermique) est analysée individuellement. Le choix des paramètres est ensuite discuté à la lumière des petites déformations et des variations de rigidité liées à celles-ci.

5.3.5.1 Résultats 2D

La figure suivante décrit les emplacements des différents profils analysés. Un profil axial situé à une distance de 1.5 m de l'axe du forage principal et un profil radial coupant la résistance chauffante en son milieu, à 15 m de la galerie principale, sont considérés (Figure 151(a)).



**Figure 151: (a) Représentation des profils pour l'étude dans le champ lointain des différentes variables.
(b) Instants du calcul pour lesquels ces variables sont analysées**

Dans cette analyse du comportement THM, des profils de contraintes, de pressions d'eau, de température et de déplacements sont illustrés à différents temps de la modélisation de l'expérience. Ces temps sont: 4, 54, 125, 250 et 450 jours. Pour plus de clarté, la Figure 151 illustre les temps pour lesquels les profils sont analysés.

Résultats le long du profil 1

Lorsque la chaleur est dissipée par la résistance chauffante, une augmentation de la température dans le voisinage de celle-ci est observée. Les prédictions de diffusion de chaleur et donc l'évolution de la température sont illustrées à la Figure 152(a). La chaleur dégagée par la résistance chauffante étant maximale en paroi, les températures sont les plus importantes à cet endroit. Lorsque l'on se déplace le long de ce profil dans la direction radiale, on constate une diminution de température en fonction de la distance radiale lors de la phase de chauffage.

Lors du refroidissement, la température diminue plus rapidement en paroi qu'à l'intérieur du modèle. Lors des périodes de stabilisation, les températures continuent d'évoluer à la recherche de l'équilibre thermique du solide.

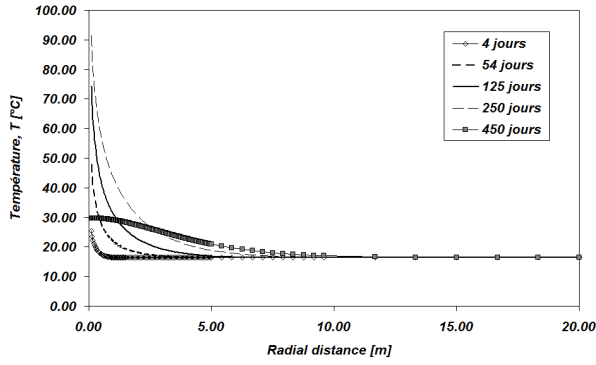
La Figure 152(b) présente les évolutions de pression d'eau à différents temps. Quand la température augmente, des surpressions, causées par des différences de coefficients de dilatation thermiques entre l'eau et la matrice solide, sont engendrées. Lors du refroidissement, les pressions d'eau décroissent pour atteindre des valeurs inférieures à la pression initiale.

Lors de la troisième phase de stabilisation, l'excès de pression d'eau se dissipe diminuant la valeur de celle-ci. Le refroidissement étant un processus élastique, les pressions d'eau diminuent en proportion égale à la variation de température entraînant donc des pressions d'eau inférieures à la pression de pore initiale.

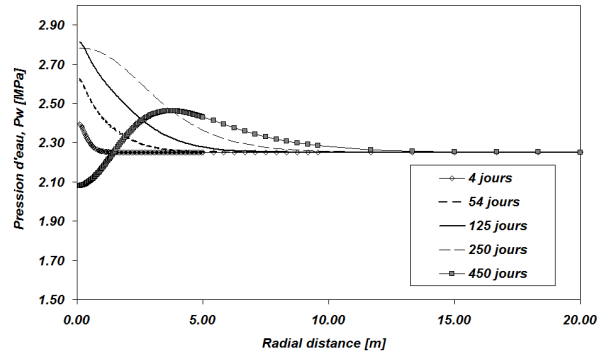
Les déplacements radiaux et axiaux sont présentés respectivement à la Figure 152(c) et Figure 152(d). Lors du chauffage, la dilatation du solide entraîne des déplacements dans la direction opposée à la source de chaleur. Pendant le refroidissement, la température diminue en paroi

mais des sources chaudes continuent de dissiper de la chaleur dans le massif. En conséquence, les déplacements radiaux changent de direction comme il est observé à la Figure 152(c) au temps 450 jours.

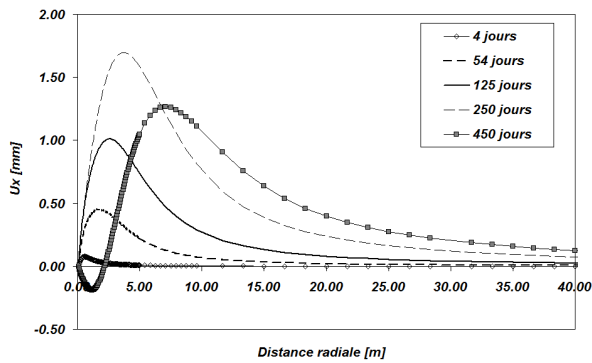
Les Figure 152(e) et Figure 152(f) montrent l'évolution radiale des contraintes effectives radiales et orthoradiales. Suite à l'augmentation de la pression d'eau et en vertu du principe de Terzaghi, pour un milieu totalement saturé, les contraintes effectives diminuent lors des accroissements de température et réaugmentent donc lors des diminutions de l'excès de pression de pore.



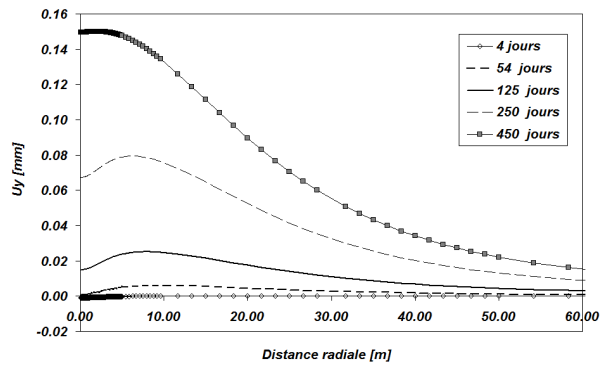
(a) *Température*



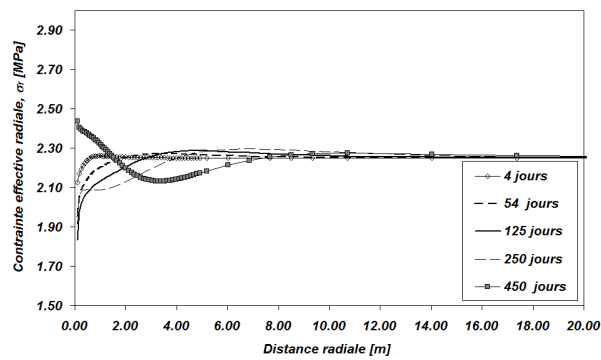
(b) *Pression d'eau*



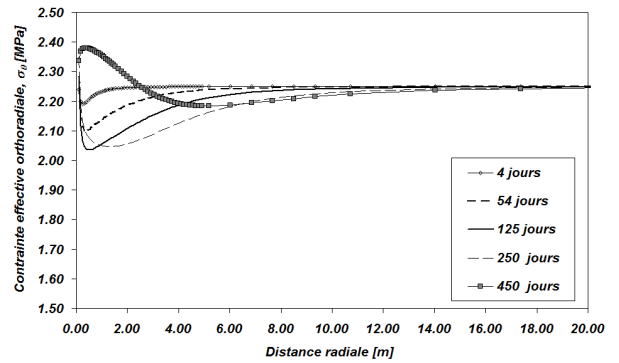
(c) *Déplacement radial*



(d) *Déplacement axial*



(e) *Contrainte effective radiale*

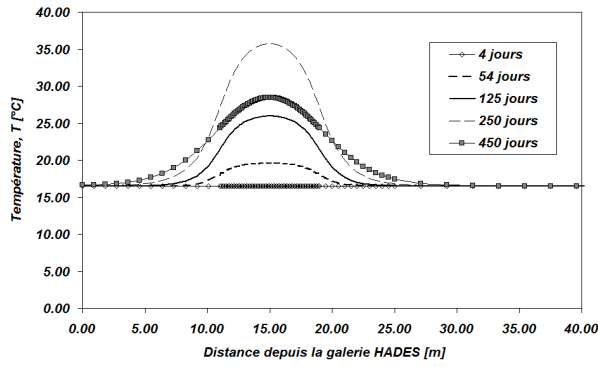


(f) *Contrainte effective orthoradiale*

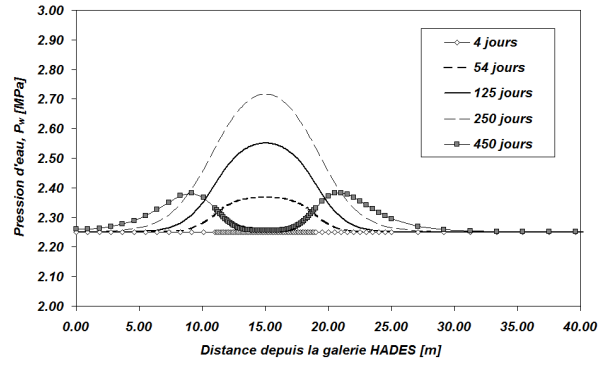
Figure 152: Profils radiaux d'évolution des différentes variables en différents instants de la modélisation. Evolution de la température (a), des pressions d'eau (b), des déplacements radiaux (c) et axiaux (d). En (e) et (f), profils d'évolution des contraintes effectives radiales et orthoradiales

Résultats le long du profil 2

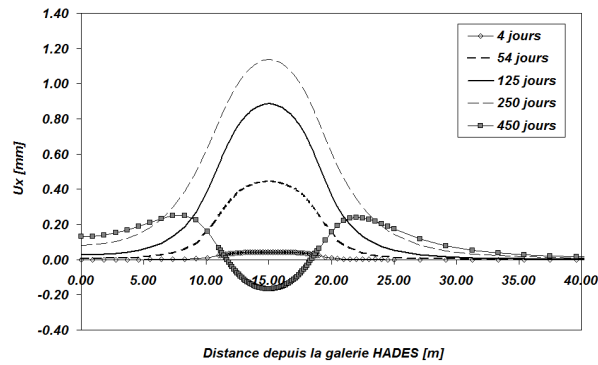
Les résultats selon un profil axial dirigé parallèlement à l'axe du forage contenant la résistance thermique sont présentés à la Figure 153. La Figure 153(a) montre la dissipation de la chaleur dans le massif selon ce profil. On remarque que la température est plus importante au centre de la source de chaleur et que celle-ci diminue dans le massif. Au moment de l'arrêt du chauffage, la température en paroi diminue brusquement mais l'intérieur du massif se comporte de façon analogue à une source thermique diffusant la chaleur dans toutes les directions. Ce phénomène explique l'augmentation de la température aux extrémités de la zone représentant la résistance chauffante en comparant les profils à 250 jours et à 450 jours. De même, on observe une augmentation des pressions lors des phases de chauffage (Figure 153(b)) entraînant une diminution des contraintes effectives (Figure 153(e) et Figure 153(f)). Les déplacements radiaux et axiaux sont respectivement présentés à la Figure 153(c) et Figure 153(d). Pour rappel, un déplacement positif indique un déplacement en direction des frontières extérieures, vers la droite, dans le sens opposé au chauffage. Lors des phases de chauffe, une dilatation du solide se produit donc dans le sens opposé au chauffage. Par contre à 450 jours, des déplacements négatifs apparaissent provoqués par une température faible en paroi alors qu'elle n'est pas dissipée au niveau du profil, provoquant un gradient de température entre ces deux zones. L'évolution du déplacement axial est illustrée à la Figure 153(d). On remarque des déplacements positifs, vers le haut du modèle, et négatifs, en direction de la frontière inférieure du modèle. Ce phénomène s'explique par la géométrie du modèle où la source de chaleur est proche d'une des frontières, ne satisfaisant pas des conditions de symétrie.



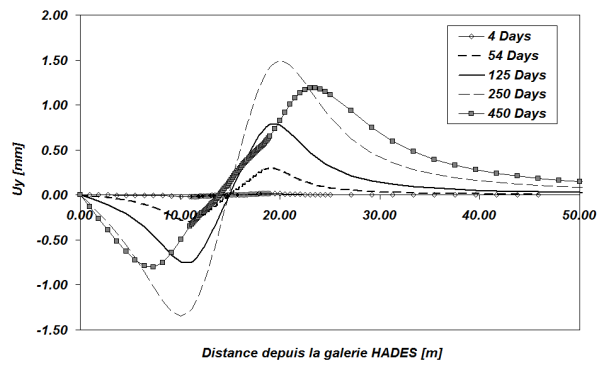
(a) Température



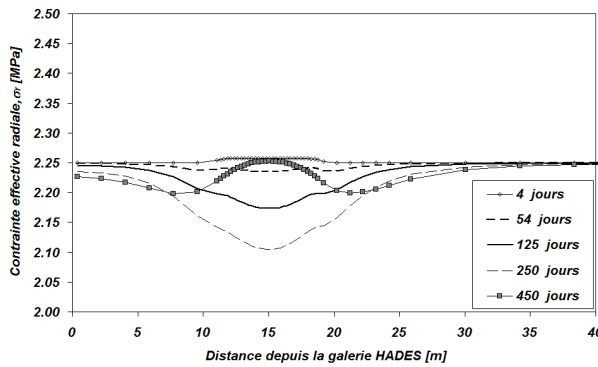
(b) Pression d'eau



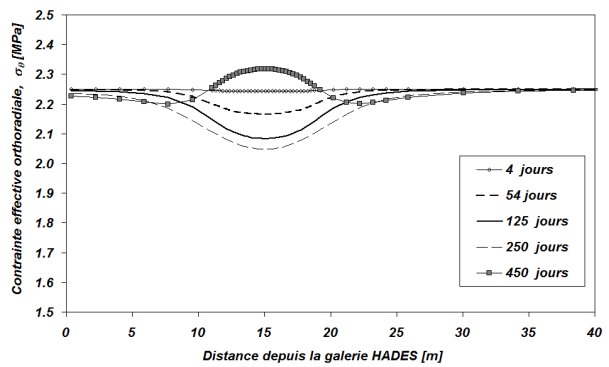
(c) Déplacement radial



(d) Déplacement axial



(e) Contrainte effective radiale



(f) Contrainte effective orthoradiale

Figure 153: Profils axiaux d'évolution des différentes variables en différents instants de la modélisation. Evolution de la température (a), des pressions d'eau (b), des déplacements radiaux (c) et axiaux (d). En (e) et (f), profils d'évolution des contraintes effectives radiales et orthoradiales

Résultats locaux

La Figure 154 présente des résultats ponctuels expérimentaux et numériques relatifs au forage AT93E situé à une distance de 1.184 m et au forage AT85E à une distance de 1.515 m. On constate que la tendance à l'augmentation de température est bien reproduite même si la valeur finale n'est pas atteinte (Figure 154(a)). En termes de pression d'eau, la concordance est moins bonne entre les résultats expérimentaux et numériques (Figure 154(b)). En effet, les prédictions numériques sous-estiment complètement l'évolution observée même si la tendance est similaire. On remarque clairement les trois phases distinctes d'évolution des pressions dues aux différentes phases d'augmentation de la puissance de la résistance chauffante. Il en est de même pour l'ensemble des capteurs de pression.

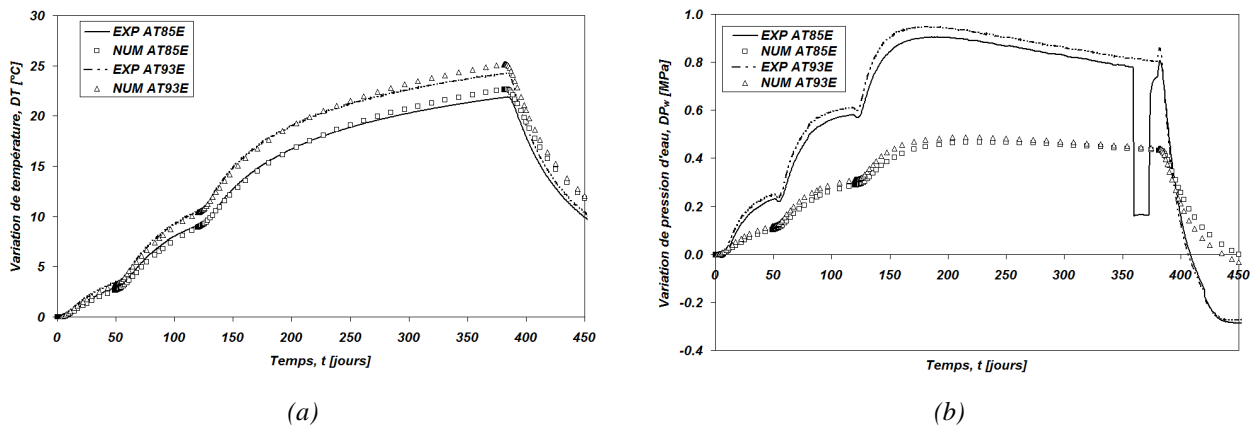


Figure 154: Evolution de la température et de la pression d'eau en un point correspondant au capteur situé dans le forage AT93E

La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour les forages AT98E et AT97E est présentée à la Figure 155 pour l'évolution de la température. On remarque que les tendances d'évolution sont bien captées pour le forage AT98E (Figure 155(a)). Pour rappel, ce forage se situe dans le même plan horizontal que le forage équipé de résistances et qu'AT85E et AT93E. Au contraire, la comparaison entre les évolutions mesurées au niveau d'AT97E, qui est incliné en direction de la source de chaleur, ne montre pas de bonne concordance entre les prédictions numériques et les mesures in situ. Comme expliqué lors de la présentation de l'expérience en début d'application, il s'agit d'un effet de l'anisotropie thermique du matériau qui ne peut être représentée par ce modèle 2D mais il sera plus amplement étudié avec le modèle 3D présenté ci-dessous.

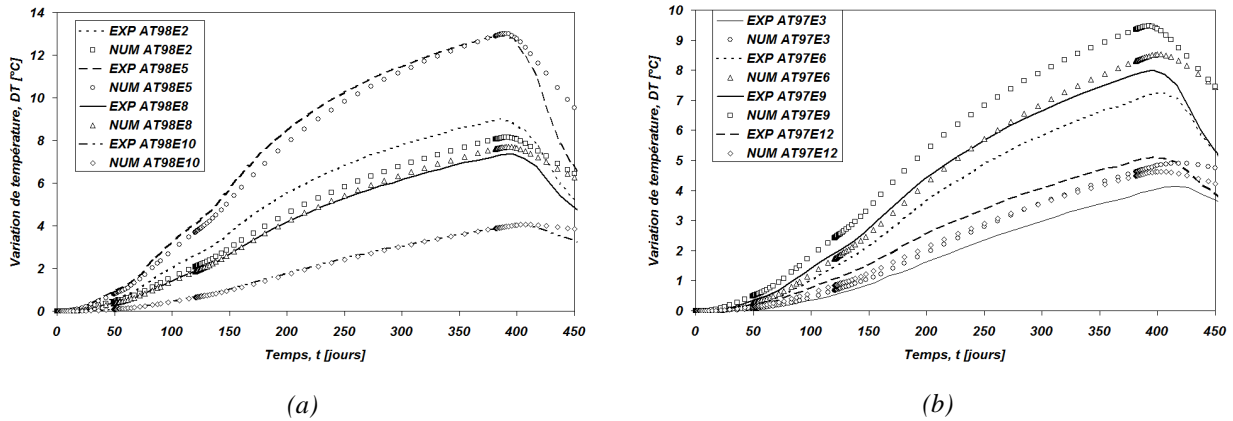


Figure 155: Evolution moyenne des incréments de température pour certains capteurs du forage AT98E et AT97E. Comparaison avec les résultats numériques

Les évolutions de contraintes en ce même point sont synthétisées à l'aide du chemin de contraintes dans le plan du premier invariant et du second invariant du déviateur des contraintes sur la Figure 156. Dès que la température augmente, les surpressions d'eau évoluant dans des conditions quasi équivalentes à des conditions non drainées, le chemin de contraintes évolue à contrainte moyenne effective constante. Au fil du temps, les pressions d'eau se stabilisent (Figure 154(b)) entraînant une augmentation moins importante du déviateur et une diminution de la contrainte moyenne effective. Lors du refroidissement, une augmentation de la contrainte moyenne effective est engendrée par la diminution de la pression hydrostatique.

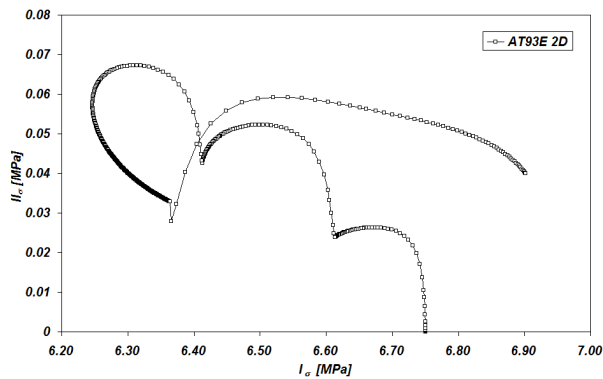


Figure 156: Chemin de contraintes dans le plan du premier invariant et du second invariant du des contraintes déviatoriques effectives

Apport de la thermo-plasticité

Sur l'exemple présenté à la Figure 157, une comparaison de la variation des pressions d'eau entre les résultats expérimentaux et les deux lois de comportement, thermo-plastique (TSOIL) et thermo-élastique (ELAS) permet de mettre en évidence l'apport de la thermo-plasticité dans cette modélisation. On constate, en effet, que le modèle thermo-plastique permet de produire des évolutions plus importantes des pressions d'eau.

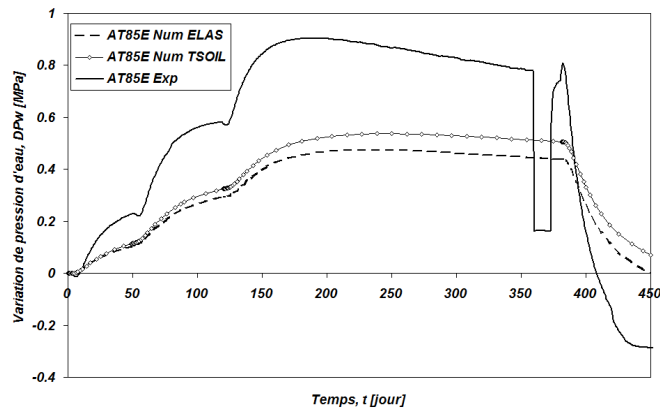


Figure 157: Apport de la thermo-plasticité. Comparaison entre les résultats expérimentaux d'évolution des pressions d'eau (AT85E) et les résultats numériques liés à l'utilisation de la thermo-plasticité et de la thermo-élasticité

Cette augmentation de surpression s'observe également au niveau des autres capteurs. La Figure 158 présente les évolutions des pressions d'eau pour le capteur de pression d'eau situé dans le forage AT93E. On remarque de façon analogue à la Figure 157, que la thermo-plasticité permet de générer des surpressions d'eau supplémentaires par rapport au modèle thermo-élastique.

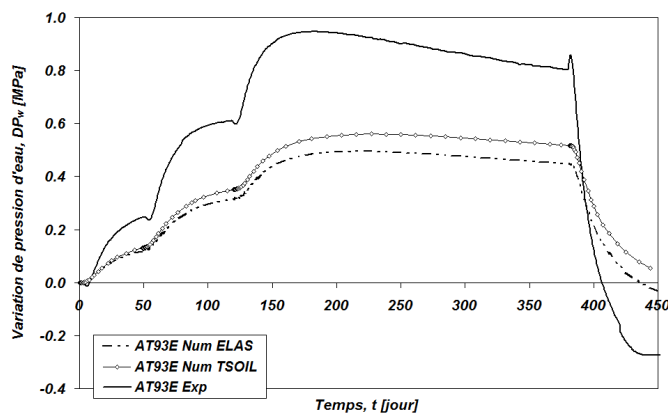


Figure 158: Comparaison entre les résultats expérimentaux d'évolution des pressions d'eau (AT93E) et les résultats numériques liés à l'utilisation de la thermo-plasticité et de la thermo-élasticité

Cette génération de supplément de pression est dû à l'apparition de déformations plastiques thermiques de contraction induites par chauffage comme illustré à la Figure 159 présentant les chemins de contrainte pour les deux capteurs AT85E et AT93E. En effet, dès que la température augmente, le chemin de contraintes vient croiser la courbe *TY* générant ainsi des déformations plastiques de contraction. Ces déformations vont permettre à la courbe de s'écrouir et d'évoluer avec la température. Le chemin de contraintes montre une diminution de la contrainte moyenne effective induite par la production de surpression d'eau. Le refroidissement est observé par la chute de la température et par l'augmentation de la contrainte effective moyenne suite à la chute des pressions d'eau.

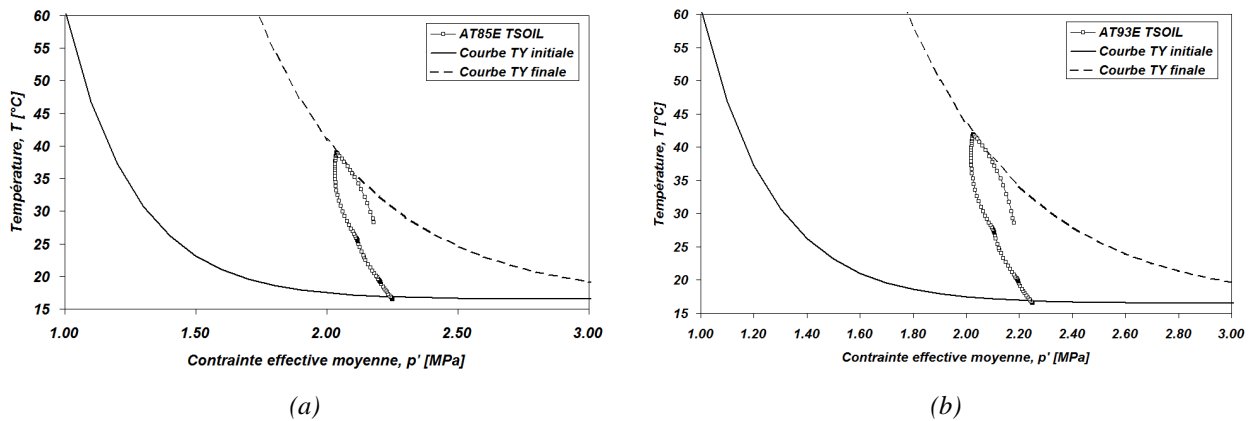


Figure 159:Chemin de contraintes dans le plan (p' , T) pour les capteurs AT85E, en (a), et AT93E, en (b)

La loi de comportement TSOIL engendre donc une zone plastique thermique, caractérisée par des déformations volumiques thermiques de faible amplitude (Figure 160). Cette zone est à corrélérer avec la zone d'extension de la température. Les déformations sont importantes en paroi et décroissent en s'éloignant de la source de chaleur.

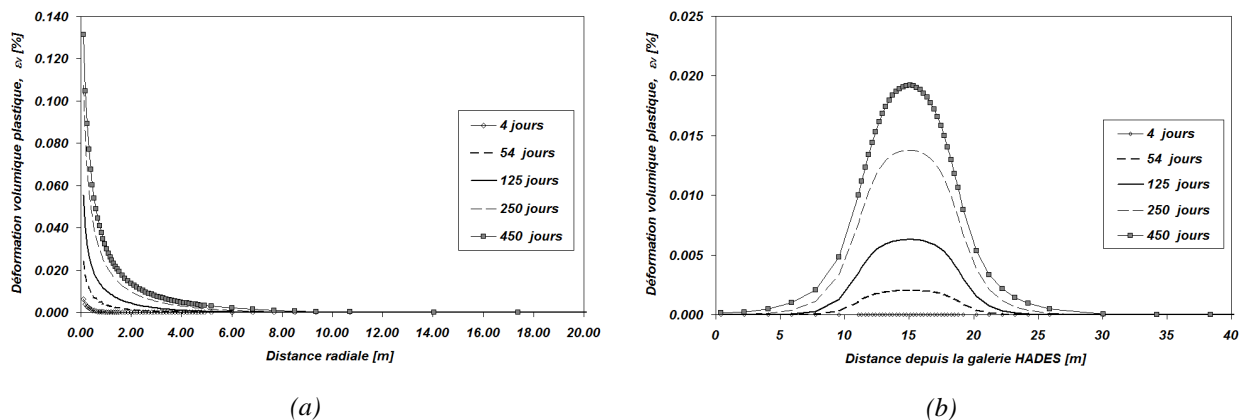


Figure 160: Evolution des déformations thermiques plastiques de contraction lors de l'expérience ATLASII pour un profil radial (a) et un profil axial (b)

5.3.5.2 Résultats 3D avec prise en compte de l'anisotropie de l'Argile de Boom

Les modélisations 2D nous ont permis de comprendre les processus impliqués lors de l'analyse des profils. Ce modèle simple rencontre cependant certaines lacunes. Comme nous avons pu le constater, la prise en compte de l'anisotropie n'est pas possible, l'axe de symétrie du modèle étant dans le plan de la stratification. Pour prendre en compte l'ensemble des formes d'anisotropie proposée pour l'Argile de Boom un modèle 3D est nécessaire. Afin d'explorer les effets d'une loi de comportement anisotrope, différents calculs sont réalisés prenant en compte chaque forme d'anisotropie individuellement puis dans un second temps toutes les formes d'anisotropie simultanément (Tableau 26).

<i>Cas</i>	<i>Anisotropie thermique</i>	<i>Anisotropie hydraulique</i>	<i>Anisotropie mécanique</i>
<i>Isotrope</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>
<i>Anisotropie thermique</i>	<i>Oui</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>
<i>Anisotropie hydraulique</i>	<i>Non</i>	<i>Oui</i>	<i>Non</i>
<i>Anisotropie mécanique</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>	<i>Oui</i>
<i>Anisotropie THM</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>

Tableau 26: Différents cas modélisés lors des calculs 3D de l'expérience

Les modélisations 3D sont analysées pour différents capteurs à la Figure 161. Finalement, une comparaison entre les différents calculs est présentée en Figure 162 et Figure 163.

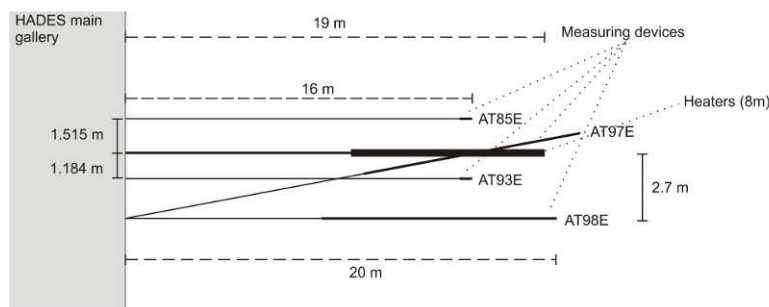


Figure 161: Position des capteurs thermiques et hydrauliques

Au capteur AT85E, les évolutions de température selon les différents modèles sont similaires, seules quelques légères différences sont perceptibles.

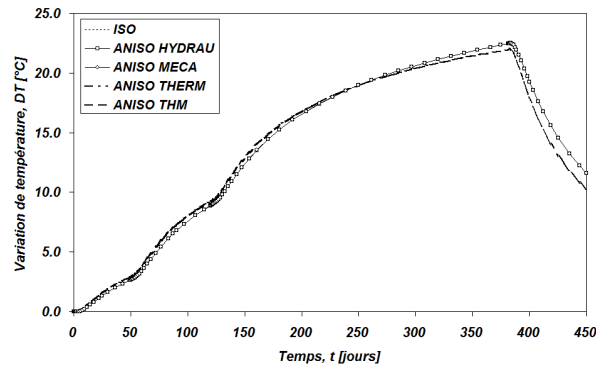


Figure 162: Les différentes évolutions de la température au capteur (AT85E) pour tous les calculs

Les évolutions de surpression d'eau pour les différents modèles sont représentés à la Figure 163. Chaque forme d'anisotropie permet de générer des surpressions d'eau différentes. L'accroissement de la pression d'eau est plus important lors de la prise en compte de l'ensemble des anisotropies. C'est une des conséquences des rigidités plus importantes considérées dans le cas anisotrope. On remarque également que les modèles incluant une élasticité anisotrope (ANISO MECA et ANISO THM) permettent de reproduire les brèves augmentations de pression d'eau observées expérimentalement suite à l'arrêt du chauffage (cf Figure 148). Il en est de même pour les légères dépressions observées lors des augmentations de la puissance du chauffage mais celles-ci ne sont pas suffisamment significatives que pour être observées graphiquement.

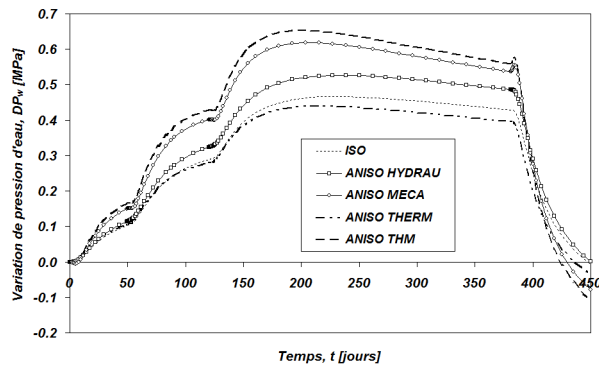


Figure 163: Evolution des pressions d'eau au capteur AT85E

5.3.6 Comparaison avec les données expérimentales

Les comparaisons des modélisations avec les données expérimentales montrent en termes d'évolution de la température une bonne correspondance en considérant les paramètres d'anisotropie. La Figure 164 décrit cette évolution pour les capteurs AT85E et AT93E.

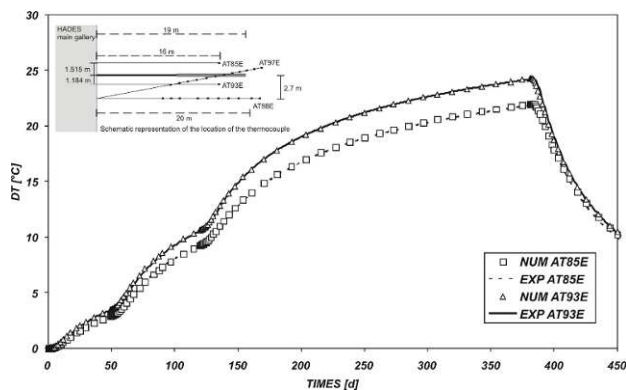


Figure 164: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour les capteurs AT85E et AT93E

Le forage AT97E et les capteurs thermiques présentent un intérêt particulier. En effet, ce forage ne trouve pas dans le même plan horizontal que la résistance chauffante et permet donc d'investiguer d'autres directions, comme la direction verticale. On constate en Figure 165 que les évolutions de la température sont bien reproduites

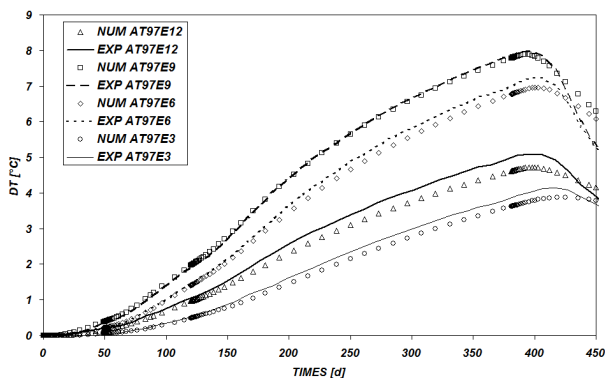


Figure 165: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour les évolutions de température des capteurs de AT97E

Il en va de même à la Figure 166 présentant les évolutions de la température pour certains capteurs du forage AT98E.

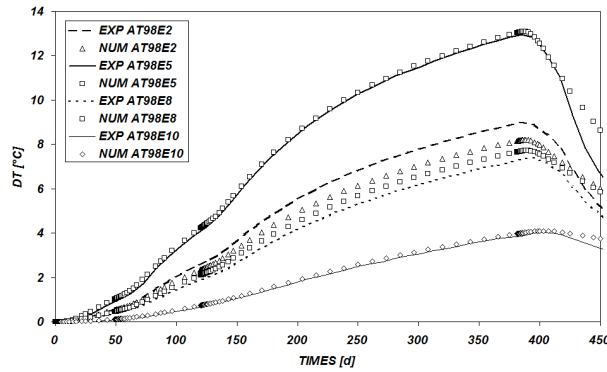


Figure 166: Comparaison entre les mesures expérimentales et numériques pour l'évolution des températures prises au niveau des capteurs

En termes de pressions d'eau la comparaison entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux montre des différences (Figure 167). On constate que les pressions d'eau sont sous-estimées même si la prise en compte de l'anisotropie permet d'augmenter ces pressions d'eau par rapport à un cas isotrope.

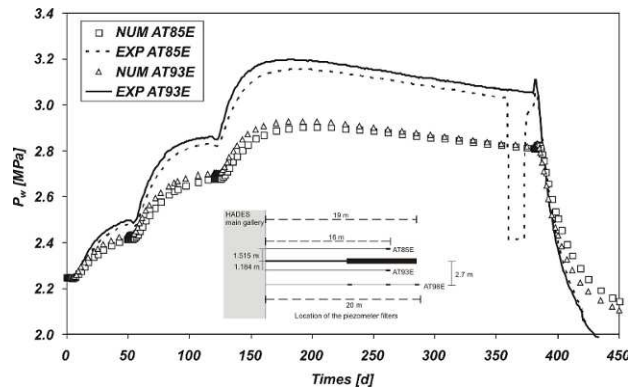


Figure 167: Comparaison entre les données expérimentales et les résultats numériques pour l'évolution des pressions d'eau aux capteurs AT85E et AT93E

5.3.7 Prise en compte des petites déformations

Comme nous venons de le voir dans la description des phénomènes expérimentaux, les mesures de pression d'eau, de température et de contraintes s'effectuent relativement loin par rapport à la source de chaleur et par rapport au diamètre de la galerie. On peut dès lors supposer que les déformations induites par le phénomène thermique sont très faibles au vu de la distance entre la source et les points de mesure.

Il est reconnu depuis de nombreuses années que le comportement contrainte/déformation, en plus d'être fortement non-linéaire, montre une variation de la rigidité du matériau en fonction de l'accroissement des déformations (Viggiani et Atkinson, 1995; Atkinson, 2000; Clayton, 2011). La Figure 168 montre la diminution du module de cisaillement en fonction des déformations déviatoriques et met en évidence la gamme des déformations mesurables expérimentalement et les modules qui en résultent. Pour de très faibles déformations, la rigidité est très importante, proche de la rupture, celle-ci est diminuée. Cette diminution peut atteindre plusieurs ordres de grandeur.

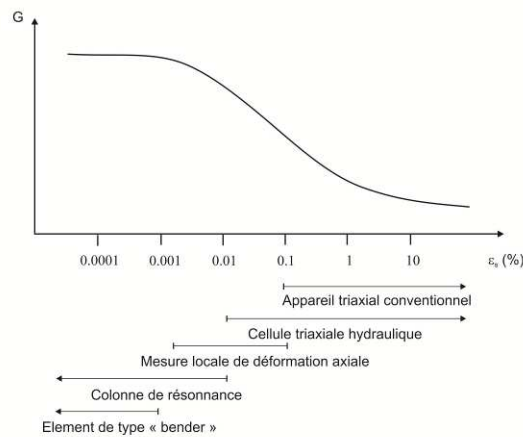


Figure 168: Illustration de la diminution du module de cisaillement en fonction de la déformation déviatorique (d'après Mair, 1993)

Plusieurs modèles théoriques permettent de représenter ce comportement. A titre d'exemple, on cite les travaux de Hardin (1978) dans Atkinson (2000) qui propose une relation générique permettant de reproduire les évolutions de module de cisaillement:

$$G_0 = Af(v) p^n R_0^m \quad (5.13)$$

où $f(v)$ est une fonction du volume spécifique v . A , n et m sont des paramètres du matériau et R_0 est le coefficient de surconsolidation.

Lors de la construction de la galerie de connexion du laboratoire souterrain à Mol, des mesures sismiques ont été réalisées entre deux forages afin d'étudier l'extension de la zone endommagée. Ces mesures révèlent que la zone endommagée s'étend à plus de 5 m de la paroi où les vitesses de propagation des ondes primaires atteignent une valeur constante de 1900 m/s (Mertens *et al.*, 2004). Sachant que ces mesures géophysiques sont réalisées au niveau de la chambre de départ ("starting chamber"), à la base du second puits, ayant un rayon de

approximatif de 2.5 m, on remarque que l'endommagement ne s'étend pas plus loin que deux rayons. Transposé au cas d'ATLAS, ce résultat conforte l'hypothèse que les analyses sont réalisées dans un domaine non perturbé par l'excavation où les modules de rigidité en petites déformations peuvent être considérés.

Il est facile de passer des vitesses de propagation sismiques aux modules de rigidité en petites déformations par les relations proposées ci dessous:

$$V_s = \sqrt{\frac{E}{2(1+\nu)\rho}} \quad (5.14)$$

$$V_p = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)\rho}} \quad (5.15)$$

La mesure des ondes P fait intervenir la compressibilité du squelette solide du matériau ainsi que la compressibilité du fluide. En d'autres termes, le module de Young tiré de ces résultats est caractéristique d'un comportement non-drainé. Il est possible de retrouver un module de Young drainé en supposant le coefficient de Poisson connu et égal à 0.125 et grâce à la formule suivante (Clayton, 2011):

$$E^u = \frac{1.5E'}{1+\nu'} \quad (5.16)$$

Le résultat donne alors un module de Young de ± 1400 MPa. Partant de ces nouvelles valeurs des différents paramètres d'élasticité anisotropes résumés dans le Tableau 27, une nouvelle analyse de l'expérience ATLAS peut être menée.

<i>Paramètres anisotropes drainés</i>		<i>Argile de Boom</i>
<i>Module de Young horizontal [MPa]</i>	E_h	1400
<i>Module de Young vertical [MPa]</i>	E_v	700
<i>Module de cisaillement [MPa]</i>	G_{vh}	280
<i>Coefficient de Poisson ν_{hh}</i>	ν_{hh}	0.25
<i>Coefficient de Poisson ν_{vh}</i>	ν_{vh}	0.125

Tableau 27: Paramètres anisotropes drainés d'élasticité tenant compte des modules de rigidité en petites déformations (Chen *et al.*, 2011, TIMODAZ, 2010b)

La Figure 169 compare les résultats de ces nouveaux calculs aux données expérimentales mesurées in situ. On constate que l'évolution des pressions est mieux représentée que précédemment. Ce qui confirme l'importance de la prise en compte des petites déformations dans l'analyse des résultats ATLAS, et en particulier dans la zone thermo-élastique de l'Argile de Boom.

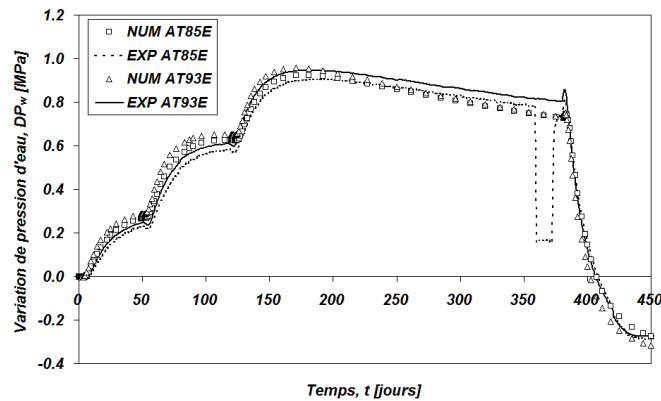


Figure 169: Comparaisons entre les données expérimentales et les résultats numériques pour l'évolution des pressions d'eau aux capteurs AT85E et AT93E en considérant la rigidité en petites déformations

5.3.8 Conclusions

La modélisation de cette expérience et la comparaison avec les résultats expérimentaux ont permis de montrer à quel point la prise en compte des caractéristiques anisotropes du matériau est importante afin de reproduire correctement les phénomènes observés. Plus particulièrement, les évolutions thermiques observées sont correctement reproduites en tenant compte de l'anisotropie de la conductivité thermique. Par contre, il en va tout autrement pour les évolutions des pressions où la prise en compte des petites déformations et des modules de rigidité associés permet de reproduire les variations observées.

Dans ce cas, on remarque également que la thermo-plasticité n'apporte pas d'effet significatif sur l'évolution des pressions d'eau. Par contre, une zone endommagée thermiquement est générée lors de l'utilisation du modèle, mais les déformations plastiques volumiques thermiques restent faibles.

5.4 PRACLAY

5.4.1 Description de l'expérience

Le projet PRACLAY, acronyme de "Preliminary demonstration test for disposal of high level radioactive waste in Clay", est la mission principale du groupement d'intérêt économique EURIDICE dont le but est de montrer qu'il est techniquement et économiquement possible de stocker des déchets nucléaires vitrifiés dans l'Argile de Boom (ONDRAF, 2001). Ce projet PRACLAY comprend différentes parties dont:

- L'extension de l'URF HADES (Figure 170) qui comprend la construction d'un second puits, et d'une galerie de liaison, permettant de montrer que des moyens d'excavation industriels peuvent être utilisés pour la construction des infrastructures de stockage des déchets nucléaires;
- L'expérience in-situ PRACLAY consistant à montrer les performances de l'Argile de Boom sous l'effet d'augmentations de température induites par les déchets vitrifiés;
- L'expérience en surface PRACLAY relative aux techniques de construction et au positionnement des barrières ouvragées ainsi qu'aux interactions entre ces barrières et la roche hôte.

Cette expérience in-situ à grande échelle PRACLAY a donc pour objectif d'étudier les différents aspects du stockage des déchets nucléaires et également montrer la capacité de l'argile de Boom à servir de roche hôte.

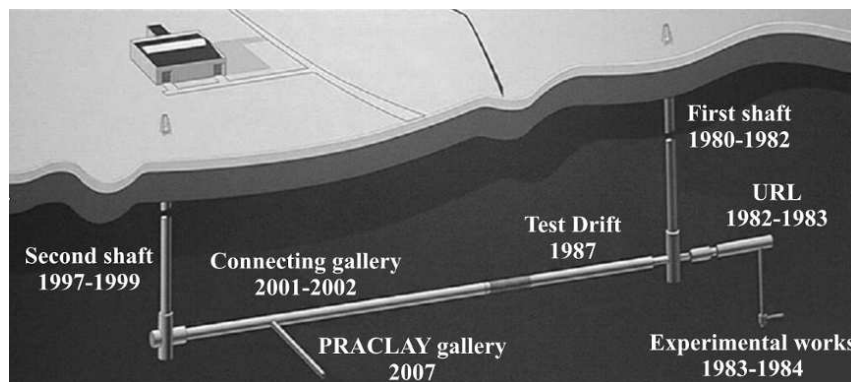


Figure 170 : Illustration des différentes galeries servant à l'étude du stockage des déchets nucléaires de haute activité et de longue durée de vie dans le laboratoire souterrain à Mol (Bastiaens *et al.*, 2007)

La galerie PRACLAY proprement dite est une galerie d'une longueur de plus de 30 m, d'un diamètre hors soutènement de 2.5 m et d'un diamètre de 1.9 m en considérant le soutènement. L'expérience se compose d'un système chauffant disposé dans la galerie remblayée par du sable. Cette galerie est fermée par un bouchon composé entre autres de bentonite et d'un bouchon isolant (isothermal plug).

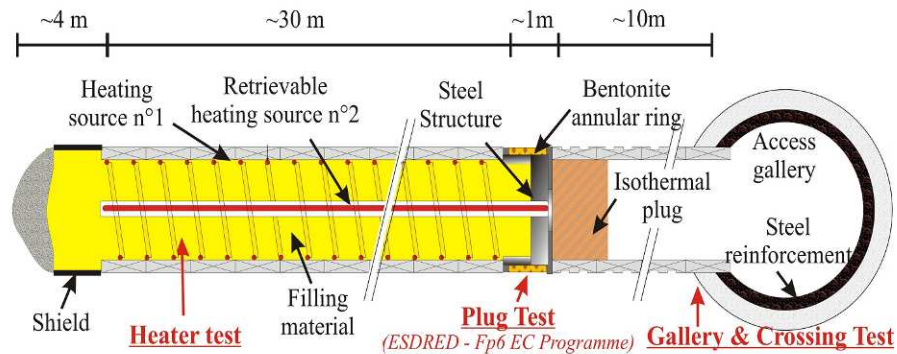


Figure 171 : Schéma de l'expérience de PRACLAY (Bernier *et al.*, 2006)

La modélisation comprend la réalisation de l'excavation suivie d'une phase d'attente, puis l'augmentation de la température au niveau du soutènement suivie par une nouvelle phase de stabilisation. L'objectif recherché en réalisant cette modélisation est de pouvoir comparer différents modèles de comportement lors d'un calcul prédictif. Pour atteindre ce but, trois lois de comportement thermo-mécanique sont comparées dans l'analyse de l'extension de la zone endommagée, ou zone plastique induite par l'excavation de la galerie.

5.4.2 Géométrie, conditions initiales et conditions limites

La Figure 172 ci-dessous représente la géométrie du modèle utilisé. Celui-ci a une taille de 100 m sur 100 m. La galerie a un rayon de 1.25 m et le soutènement une épaisseur de 0.3 m. Lors de l'excavation un contact entre le soutènement et l'argile aura lieu. Une convergence de 6 cm est attendue avant qu'il n'y ait contact entre le soutènement et le massif rocheux.

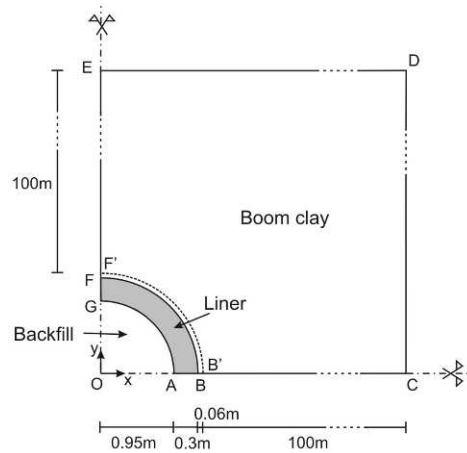


Figure 172 : Schéma du modèle utilisé pour la réalisation des calculs

L'état de contrainte initial est considéré anisotrope avec $\sigma_y > \sigma_x$, et tel que K_0 soit inférieur à 1 (≈ 0.85). Les pressions d'eau et la température sont uniformes et valent respectivement 2.25 MPa et 16°C (Tableau 28).

<i>Conditions initiales</i>	
$\sigma_x = \sigma_z$ [MPa]	3.825
σ_y [MPa]	4.5
K_0	0.85
P_w [MPa]	2.25
T_0 [°C]	16

Tableau 28 : Conditions initiales utilisées pour cette modélisation

Les conditions limites mécaniques, hydrauliques et thermiques varient au cours du processus expérimental. On distingue 4 phases: une première phase d'excavation idéalisée en 24h, une seconde correspondant à une période de stabilisation, une troisième phase reproduisant la montée en température et finalement une dernière phase associée à la stabilisation qui suit.

Ces phases peuvent être résumées comme suit:

Phase 1 : Excavation (24 h)

Conditions mécaniques:

- Les déplacements horizontaux sont bloqués sur les frontières GF, FE et DC ;
- Les déplacements verticaux sont bloqués sur les frontières AB, BC et ED ;

- Les contraintes radiales sont diminuées jusque 0MPa sur FB pour modéliser le déconfinement.

Conditions hydrauliques:

- Toutes les frontières sont considérées comme imperméables excepté pour FB où la pression d'eau décroît jusque 0.1 MPa lors de la phase de déconfinement.

Conditions thermiques:

- Lors de l'excavation toutes les frontières sont considérées comme adiabatiques

Phase 2 : Stabilisation (3.5 ans)

Conditions mécaniques:

- Les conditions aux limites sont les mêmes que précédemment.

Conditions hydrauliques:

- Dans ce cas, la pression d'eau est fixée à l'intrados du tunnel, toutes les autres frontières sont imperméables.

Conditions thermiques:

- Lors de la phase de stabilisation toutes les frontières sont considérées comme adiabatiques

Phase 3 et phase 4 : Chauffage et stabilisation (11.5 ans)

Conditions mécaniques:

- Les conditions aux limites sont les mêmes que précédemment.

Conditions hydrauliques:

- De la même façon que pour la phase de stabilisation, la pression d'eau est fixée à l'intrados du tunnel et toutes les autres frontières sont considérées imperméables.

Conditions thermiques:

- Toutes les frontières sont considérées comme adiabatiques sauf pour la frontière GA où la température est fixée ($T : 16 \rightarrow 85^{\circ}\text{C}$ durant 6 mois puis maintenue constante jusqu'à la fin du calcul)

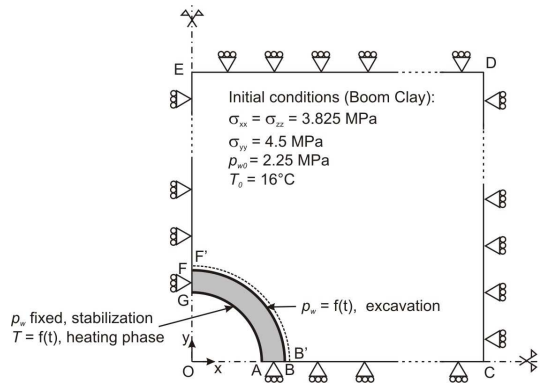


Figure 173 : Schéma de la modélisation réalisée et des conditions initiales et limites

5.4.3 Lois de comportement et paramètres

Deux lois de comportement thermo-mécanique sont d'abord employées pour réaliser un calcul prédictif de PRACLAY. Il s'agit de la loi TSOIL, implémenté dans le code calcul LAGAMINE et décrite précédemment, et de la loi ACMEG-T, développée et implémentée dans le code LAGAMINE par l'EPFL (François, 2008). L'objectif est d'observer et de comparer les différences obtenues avec ces deux lois thermoplastiques. Finalement, cette analyse comparative est étendue à une loi de comportement similaire à celle utilisée lors de la modélisation du cylindre creux, à savoir une loi de comportement thermo-élastique combinée à un critère de type Drucker-Prager. Les paramètres de l'argile de Boom utilisés dans ces calculs sont décrits ci-dessous. Ceux-ci sont tirés de Bernier *et al.* (2007) et ont été validés durant le chapitre 4.

Caractéristiques géomecaniques		Argile de Boom
Module de Young [MPa]	E'	300
Coefficient de Poisson [-]	ν'	0.125
Masse volumique [kg/m^3]	ρ	2682
Cohésion [kPa]	c'	300
Angle de frottement [$^\circ$]	ϕ_c'	18
Angle de dilatance [$^\circ$]	ψ	0
Coefficient de Biot [-]	b	1
Pression de pré-consolidation [MPa]	p_0	6

Tableau 29 : Caractéristiques géomecaniques de l'Argile de Boom pour la modélisation de l'expérience PRACLAY

Dans l'utilisation de TSOIL, aucun écrouissage de l'angle de frottement n'est considéré afin de toucher le mécanisme à frottement interne en paroi lors de l'excavation. Le comportement hydraulique et thermique est représenté par la loi de Darcy et par la loi de Fourier. Il est à noter que le milieu est considéré comme totalement saturé.

5.4.4 Résultats

Cette section présente les principaux résultats obtenus lors des différentes phases de la modélisation avec la loi de comportement *TSOIL*. Ceux-ci sont présentés suivant différentes orientations. La Figure 174, ci-dessous, illustre la position des profils détaillés aux Figure 175 et Figure 176

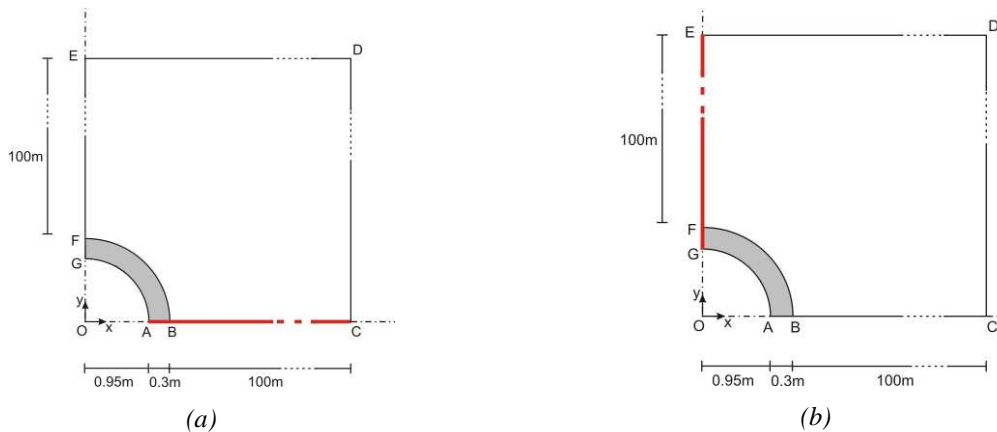


Figure 174 : Illustration de la localisation des différents profils étudiés lors cette modélisation. (a) Profil 1 est défini selon la frontière AC. (b) Profil 2 est défini selon la limite GE

Pour rappel, afin de modéliser le creusement de la galerie, les pressions d'eau et les contraintes sont respectivement réduites jusqu'à 100 kPa et 0 kPa. A la fin de la stabilisation, avant le chauffage, les profils de pressions d'eau montrent un rabattement suite à cette diminution induite par l'excavation et le drainage qui a eu lieu durant la période de stabilisation.

La Figure 175 illustre l'évolution de la température selon ces deux profils où l'on constate l'accroissement de la température dans l'Argile de Boom jusqu'à des distances de plus ou moins 30 m.

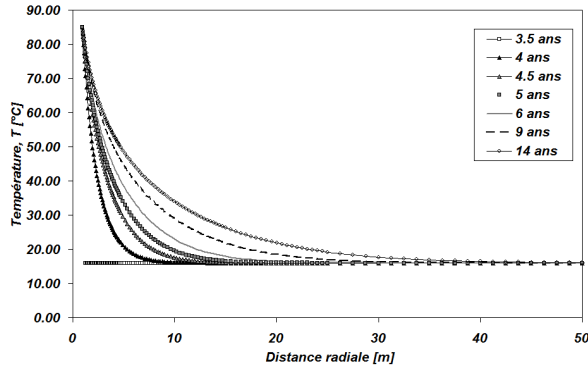
Durant la phase de chauffage, une différence de comportement de dilatation des constituants induit des surpressions d'eau (Figure 176(a) et Figure 176(b)). En effet, le coefficient de dilatation thermique de l'eau est supérieur à celui de la matrice. En conséquence, lors du chauffage, l'eau se dilate plus que cette matrice solide provoquant des surpressions d'eau. Celles-ci sont d'autant plus importantes que les conditions limites hydrauliques choisies sont des conditions d'imperméabilité qui empêchent toute dissipation des surpressions d'eau. Cette hypothèse est valable pour des calculs sur le court terme mais, celle-ci mérite réflexion concernant des évolutions à long terme ou un drainage des surpressions est susceptible d'apparaître.

En ce qui concerne l'évolution des contraintes, la Figure 176 (c) et la Figure 176 (f) présentent la distribution des contraintes radiales selon les deux profils (σ_x pour le profil 1 et σ_y pour le profil 2). La Figure 176 (d) et la Figure 176 (e) présentent l'évolution des contraintes orthoradiales pour les deux profils (σ_y pour le profil 1 et σ_x pour le profil 2). Les profils des contraintes radiales (Figure 176 (c) et Figure 176 (f)) montrent une chute des contraintes en paroi liée à l'excavation. Lors de la phase de chauffage, ces contraintes diminuent suite à l'augmentation des pressions d'eau par application du principe de Terzaghi.

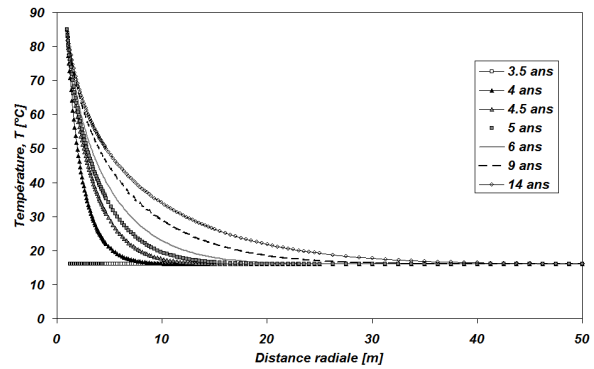
Les contraintes orthoradiales (Figure 176 (d) et Figure 176 (e)) montrent un pic dans leur distribution. Celles-ci augmentent en fonction de la distance à partir de la paroi puis diminuent après avoir passé un pic. Ce comportement décrit l'extension de l'anneau plastique induit par le creusement. Le comportement élasto-plastique est illustré par une augmentation des contraintes orthoradiales de la paroi jusqu'à la limite de la zone endommagée (anneau plastique). Une fois le pic passé, l'état de contrainte est en élasticité et les contraintes diminuent. Ce comportement marquant la transition entre un comportement élasto-plastique et élastique est analogue à celui que l'on retrouve par la méthode convergence confinement.

Les déplacements radiaux sont illustrés aux Figure 176 (g) et Figure 176 (h). Lors de l'excavation, une convergence de la cavité est observée induite par le relâchement des contraintes. Cette convergence est ensuite arrêtée par le soutènement suite au contact qui s'établit entre le massif et celui-ci. Lors du chauffage, une expansion de la cavité est observée. Cette dilatation provoque des déplacements dirigés dans le sens de l'expansion. Or les conditions aux limites mécaniques sont régies par des déplacements fixés. Cette expansion

vient donc pousser le matériau, d'où une mise en compression dans le champ lointain comme observé sur les profils des déplacements radiaux. En ce qui concerne l'expansion de la cavité lors de la phase de chauffage, on remarque une diminution de la convergence et donc une augmentation de la cavité.

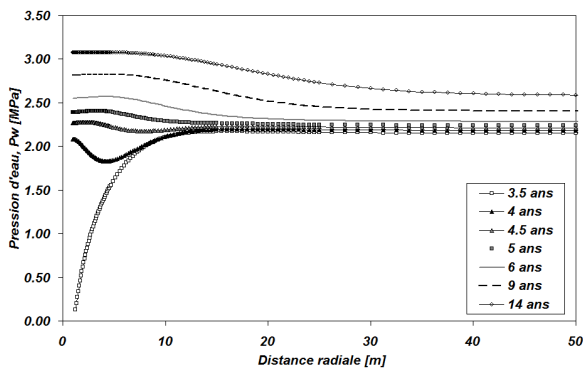


(a) Distribution de la température (profil ABC)

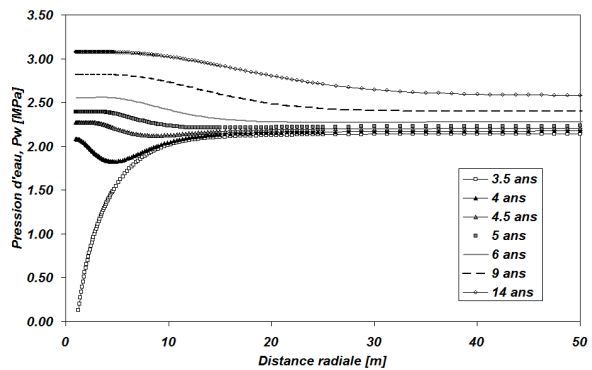


(b) Distribution de la température (profil GFE)

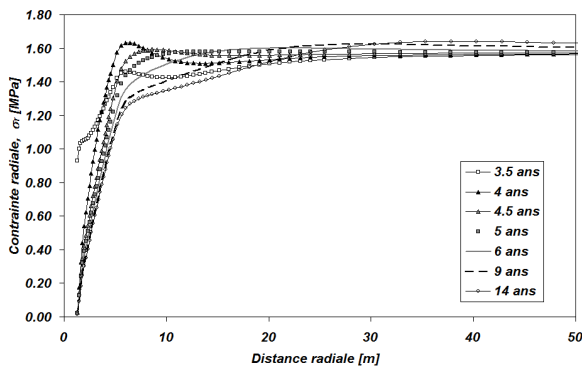
Figure 175: Profil de la distribution de la température dans l'Argile de Boom durant l'application d'une source de chaleur au niveau du soutènement



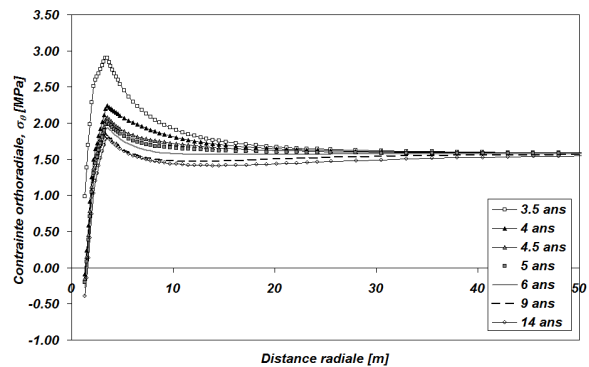
(a) Pression d'eau (profil ABC)



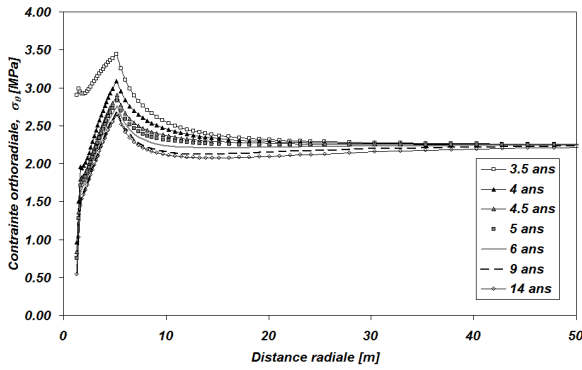
(b) Pression d'eau (profil GFE)



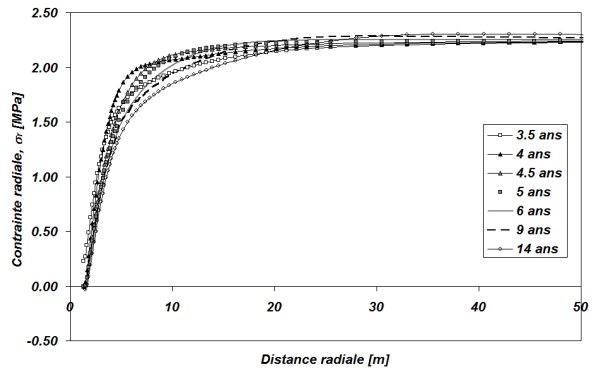
(c) Contrainte radiale (profil ABC)



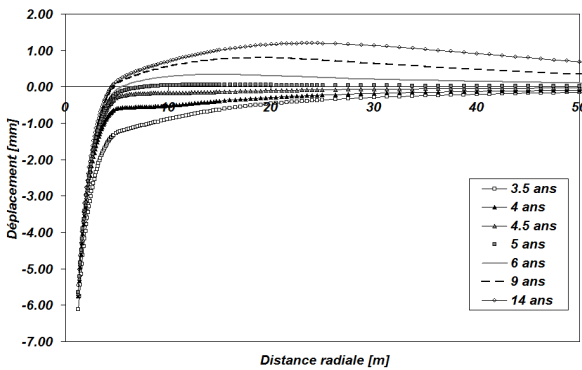
(d) Contrainte orthoradiale (profil GFE)



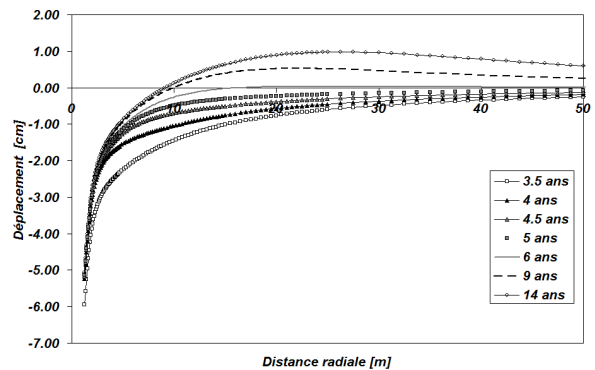
(e) Contrainte orthoradiale (profil ABC)



(f) Contrainte radiale (profil GFE)



(g) Déplacement radial (profil ABC)



(h) Déplacement radial (profil GFE)

Figure 176 : Synthèse des résultats de la modélisation.

Chemin de contraintes

Le chemin de contraintes en paroi est analysé sur la Figure 177. Durant l'excavation, une diminution de la contrainte radiale et une augmentation de la contrainte orthoradiale génèrent une augmentation du déviateur dans la phase élastique. Une fois la surface de plasticité atteinte, le chemin de contraintes va se déplacer le long de celle-ci suite à la diminution des contraintes orthoradiales et radiales pendant le déconfinement. Une fois le contact établi, la pression moyenne augmente et repart dans la zone élastique. Le drainage durant la phase de stabilisation induit une augmentation de la contrainte effective moyenne et le déplacement du chemin dans la zone élastique.

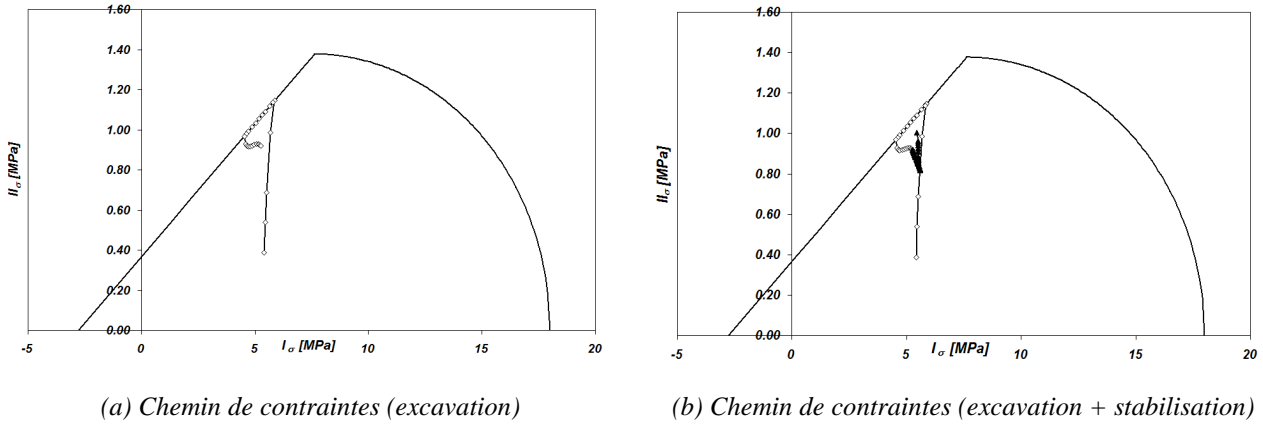


Figure 177 : Chemin de contraintes lors de l'excavation (a) et lors de la phase de stabilisation (b)

Le chauffage est caractérisé par l'apparition de surpressions d'eau qui causent une diminution des contraintes effectives en respect du principe de Terzaghi. Le chemin se dirige donc vers une diminution du premier invariant et vient toucher la surface de plasticité (Figure 178(a)). Le chemin va ensuite suivre cette surface durant le reste de la phase de chauffage. Dans le plan (p', T) , on observe une diminution de la pression effective moyenne avec l'augmentation de la température, le chemin se dirige alors vers la gauche (Figure 178(b)). Le chemin vient toucher la surface TY, générant des déformations plastiques thermiques puis quitte rapidement cette surface pour rester dans le domaine thermo-élastique. Ce phénomène est dû aux évolutions des pressions d'eau et à la diminution de la contrainte effective moyenne comme expliqué précédemment.

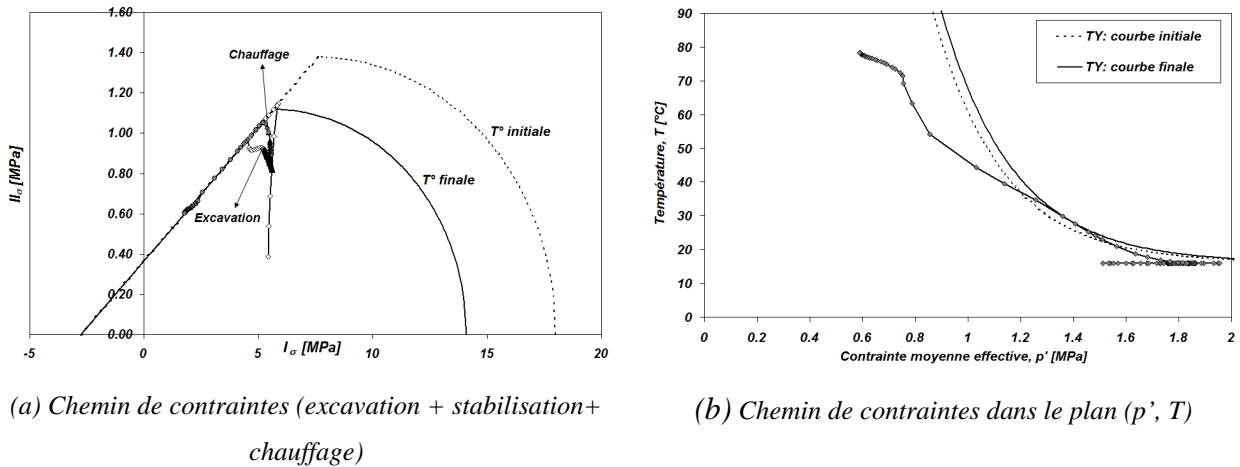


Figure 178 : Chemin de contraintes lors de la modélisation pour un point situé en bordure de l'excavation. (b) chemin de contraintes dans le plan (p', T)

D'autres chemins de contraintes sont analysés dans ce qui suit aux points P35E et P38E indiqués Figure 179.

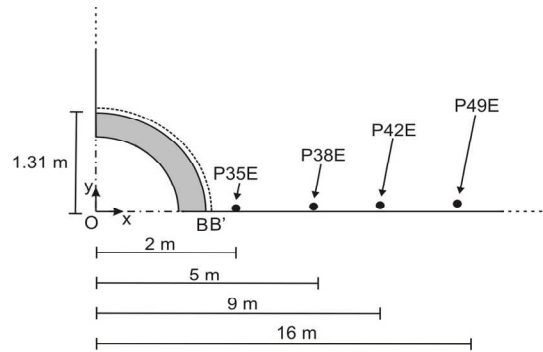
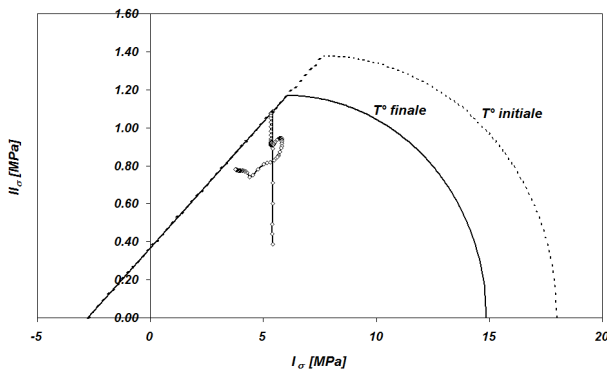
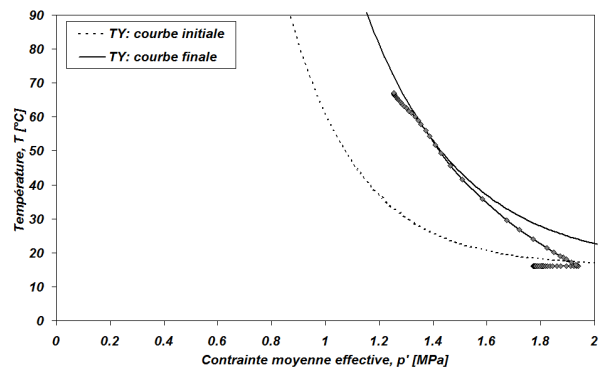


Figure 179: Position des points où les chemins de contraintes sont discutés

La Figure 180 illustre le chemin de contraintes dans le plan des invariants et dans le plan (p', T) . L'excavation provoque le croisement entre la surface de plasticité et le chemin de contraintes. Dès que le soutènement et le massif entrent en contact, l'état de contrainte redevient élastique et le restera tout au long de la modélisation. Dans le plan (p', T) , l'augmentation de la température entraîne l'apparition de thermo-plasticité et un écrouissage de la courbe TY. La diminution de la pression moyenne effective suite aux surpressions d'eau dirige le chemin hors de la zone thermo-plastique comme il est observé sur la Figure 180(b).



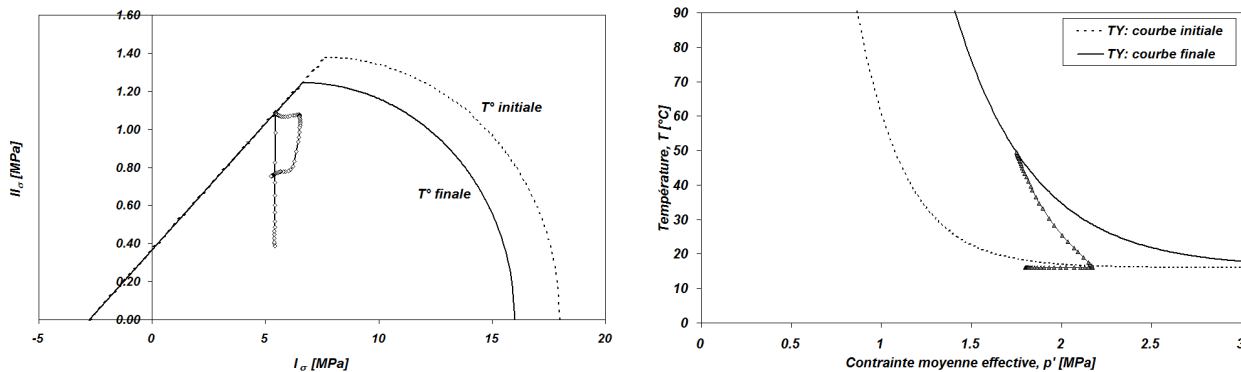
(a) Chemin de contraintes (excavation + stabilisation + chauffage)



(b) Chemin de contraintes dans le plan (p', T)

Figure 180: Chemin de contraintes pour le point P35E à 2 m du centre du tunnel

De la même manière, la Figure 181 présente le chemin de contraintes relatif au point P38E. Les mêmes conclusions que précédemment sont faites hormis que, dans ce cas, les surpressions d'eau ne sont pas suffisamment importante pour amener le chemin de contraintes hors de la zone thermo-plastique comme observé Figure 181(b).

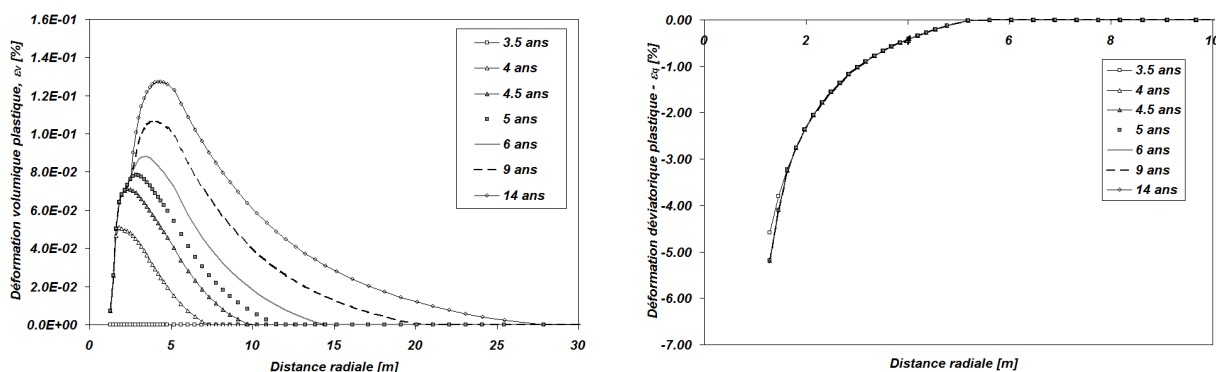


(a) Chemin de contraintes (excavation + stabilisation + chauffage)

(b) Chemin de contraintes dans le plan (p' , T)

Figure 181: Chemin de contraintes pour le point P38E situé à 5 m du centre du tunnel

La Figure 182 montre l'évolution de la distribution des déformations plastiques volumiques et déviatoriques lors de la phase de chauffage. L'augmentation de température induit des déformations volumiques thermiques par l'activation du mécanisme TY. On remarque également une augmentation des déformations déviatoriques induites par l'activation du mécanisme plastique Drucker-Prager lors de cette phase de chauffage. On constate au voisinage de la cavité qu'il existe un moment où les déformations plastiques volumiques n'évoluent plus. Ce phénomène est causé par une sorte d'effet de surconsolidation du matériau qui ne manifeste plus que de la thermo-élasticité. En effet, les augmentations de pression d'eau, induites par le chauffage, diminuent la pression effective moyenne et envoient le chemin de contraintes dans la partie thermo-élastique (Figure 178(b) et Figure 180(b)), de façon analogue à ce que l'on observe expérimentalement pour les sols surconsolidés où les effets thermiques dominants sont d'origine thermo-élastique.



(a) Déformation volumique plastique (profil ABC)

(b) Déformation déviatorique plastique (profil ABC)

Figure 182 : Evolution des déformations déviatoriques et volumiques lors du chauffage

5.4.5 Comparaison entre différents modèles de comportement thermo-mécanique

Le calcul précédent tient compte d'un modèle de comportement thermo-plastique basé sur la loi de Sultan. Dans ce contexte, les déformations plastiques thermiques sont reproduites par l'introduction d'une surface de plasticité appelée TY . La réponse de la roche est-elle différente si d'autres lois de comportement thermo-plastiques sont analysées? Qu'en est-il de la thermo-élasticité? Qu'en est-il si la cohésion varie avec la température? La section qui suit tente de répondre à ces questions en présentant des résultats obtenus en faisant varier la cohésion avec la température, ensuite avec le modèle ACMEG-T et finalement avec un modèle Drucker-Prager thermo-élastique.

5.4.5.1 Résultats tenant compte de la prise en compte de l'influence de la température sur la cohésion

Les calculs thermo-plastiques réalisés précédemment ne tiennent pas compte de l'influence de la température sur le comportement déviatorique et en particulier sur la cohésion. Cette section étudie l'hypothèse d'une diminution de cohésion avec la température et donc de la diminution de la résistance au cisaillement avec celle-ci. Cette relation est déjà présentée au chapitre 3, on la rappelle ci dessous:

$$c = c_0 - Act(T - T_0) \quad (5.17)$$

Cette formule est analogue à celle de Li *et al.* (2005). N'ayant pas de données quant au choix du paramètre Act , deux cas sont considérés. Le premier où $Act = 1$ kPa/K, c'est-à-dire que la cohésion qui est initialement égale à 300 kPa atteint une valeur de 237 kPa en paroi du tunnel. Un second cas où $Act = 2.5$ kPa/K considère une diminution de moitié de la cohésion.

Cas 1: $Act = 1$ kPa/K

Comme indiqué à la Figure 183, le modèle à chapeau est entièrement affecté par l'augmentation de la température. Lorsque la surface est atteinte pendant le chauffage la

cohésion est diminuée de façon linéaire. La cohésion finale est approximativement égale à 237 kPa.

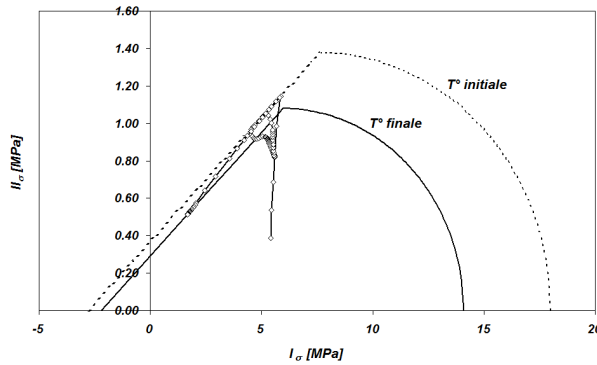
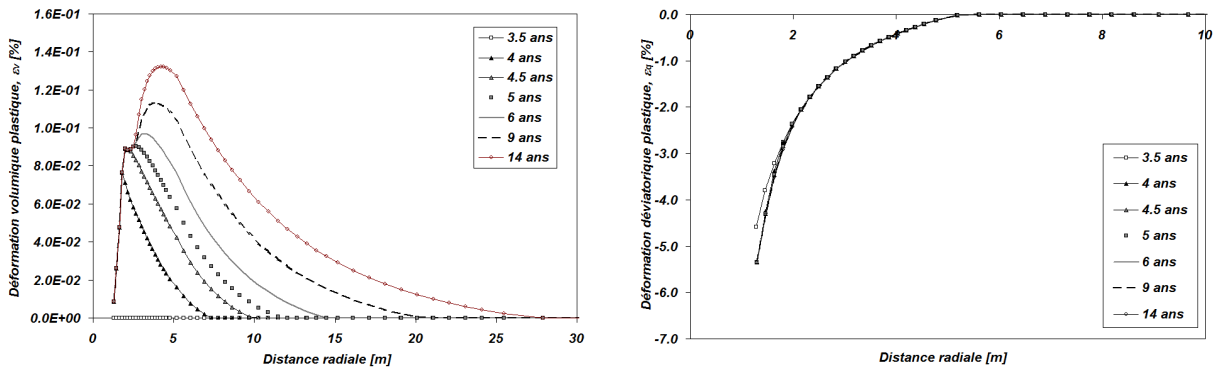


Figure 183 : Chemin de contraintes avec Act=1kPa/K

La Figure 184 présente l'évolution de la distribution des déformations plastiques volumiques et déviatoriques selon le profil ABC. On constate que l'augmentation des déformations déviatoriques lors du chauffage est du même ordre de grandeur que le cas précédent Figure 182(b).



(a) Déformation volumique plastique (profil ABC)

(b) Déformation déviatorique plastique (profil ABC)

Figure 184: Profil d'évolution des déformations plastiques volumiques et déviatoriques pour le cas Act=1kPa/K

Cas 2: Act = 2.5 kPa/K

Afin d'observer si une diminution plus importante de la cohésion avec l'augmentation de la température peut avoir un effet plus significatif, le paramètre Act a été fixé à 2.5 kPa/K. Dans ce cas, la cohésion finale vaut ± 144 kPa. La Figure 185 montre que dans ce cas, la contrainte moyenne décroît plus sensiblement.

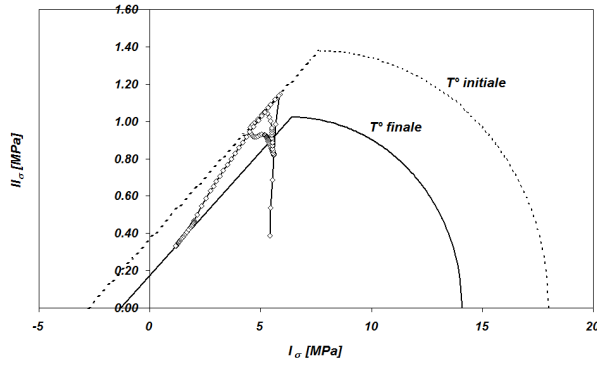
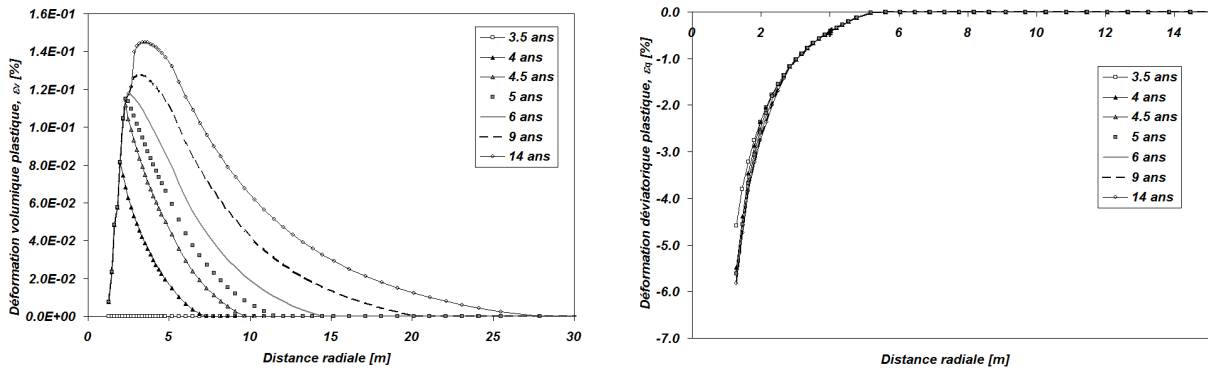


Figure 185 : Chemin de contraintes lors que $Act = 2.5kPa/K$

En ce qui concerne les déformations plastiques, qu'elles soient déviatoriques ou volumiques, celles-ci évoluent toutes les deux lorsque la température augmente. En effet, le critère à frottement interne étant activé lors de cette phase, une évolution des déformations déviatoriques est observée ainsi que l'évolution des déformations plastiques thermiques.



(a) Déformation volumique plastique (profil ABC)

(b) Déformation déviatorique plastique (profil ABC)

Figure 186 : Evolution des déformations volumiques et déviatoriques plastiques selon le profil radial ABC

La Figure 187 présente les chemins de contrainte pour les différentes évolutions tenant compte ou non de l'influence de la température sur la cohésion pour le point situé en paroi. On constate que si la cohésion est fonction de la température, la diminution de la pression effective moyenne est plus importante et la génération des déformations déviatoriques plastiques est plus grande.

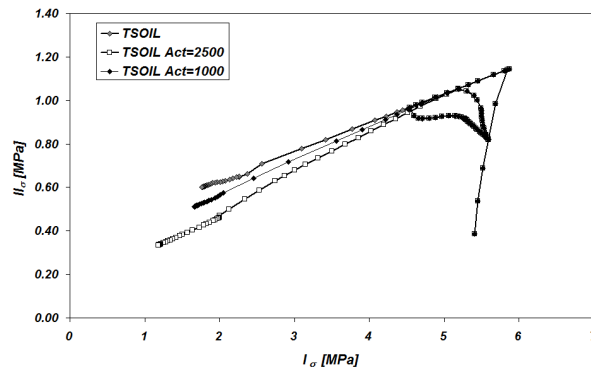


Figure 187 : Comparaison entre différents chemins de contraintes. (1) Sans prise en compte de la température sur la cohésion. (2) $Act = 1\text{kPa/K}$ (3) $Act = 2.5\text{kPa/K}$

D'une façon générale, aucune extension de l'EDZ n'est observée lors de la phase de chauffage. Seule une augmentation des déformations déviatoriques en paroi de la cavité est observée et ce dans tous les cas rencontrés. Quant aux déformations volumiques plastiques engendrées par la phase de chauffage, elles ne sont pas d'une importance significative en comparaison des déformations déviatoriques plastiques.

5.4.6 Comparaison entre différents modèles thermo-élasto-plastiques

Les différents modèles de comportement comparés sont :

- un modèle Drucker-Prager avec thermo-élasticité
- le modèle à chapeau thermo-plastique TSOIL
- le modèle ACMEG-T développé par EPFL (Ecole Polytechnique Fédérale de

Lausanne)

La comparaison des déformations plastiques est réalisée pour le modèle ACMEG-T et TSOIL aux Figure 188 et Figure 189 qui respectivement illustrent les déformations volumiques plastiques et les déformations déviatoriques plastiques pour les profils ABC. On constate que les déformations volumiques plastiques sont du même ordre de grandeur pour les deux modèles (Figure 188). Cependant, des déformations volumiques irréversibles sont générées au cours de l'excavation avec le modèle ACMEG-T (Figure 188(a)) alors qu'elles sont inexistantes avec le modèle TSOIL au cours des phases d'excavation et de stabilisation. De même si l'on compare les déformations plastiques déviatoriques entre les deux modèles (Figure 189), on constate que les ordres de grandeur sont comparables. De plus, aucune

extension de la zone plastique n'est observée lors des phases de chauffage. Seul un accroissement des déformations directement en paroi est noté.

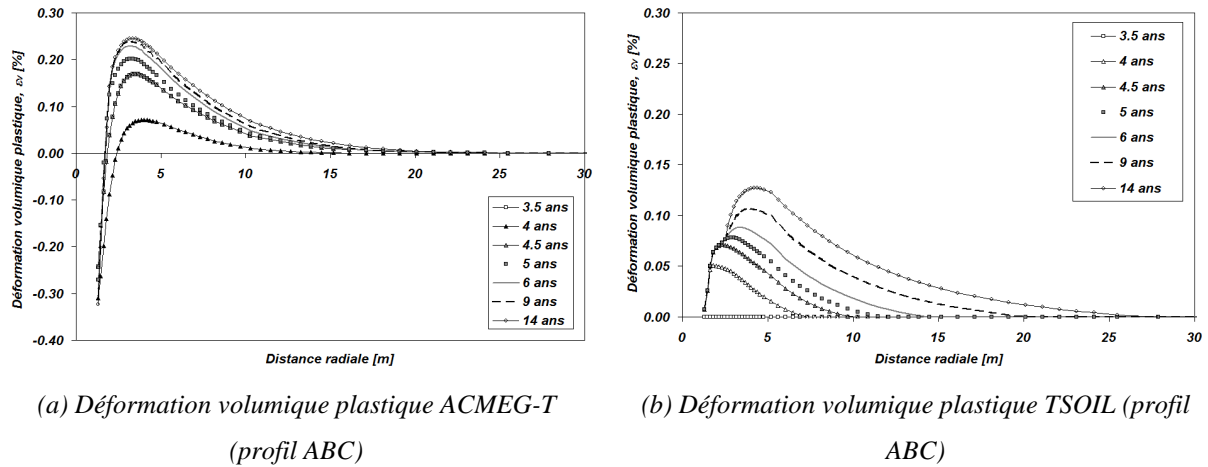


Figure 188: Comparaison des déformations plastiques volumiques obtenues avec ACMEG-T (a) et TSOIL

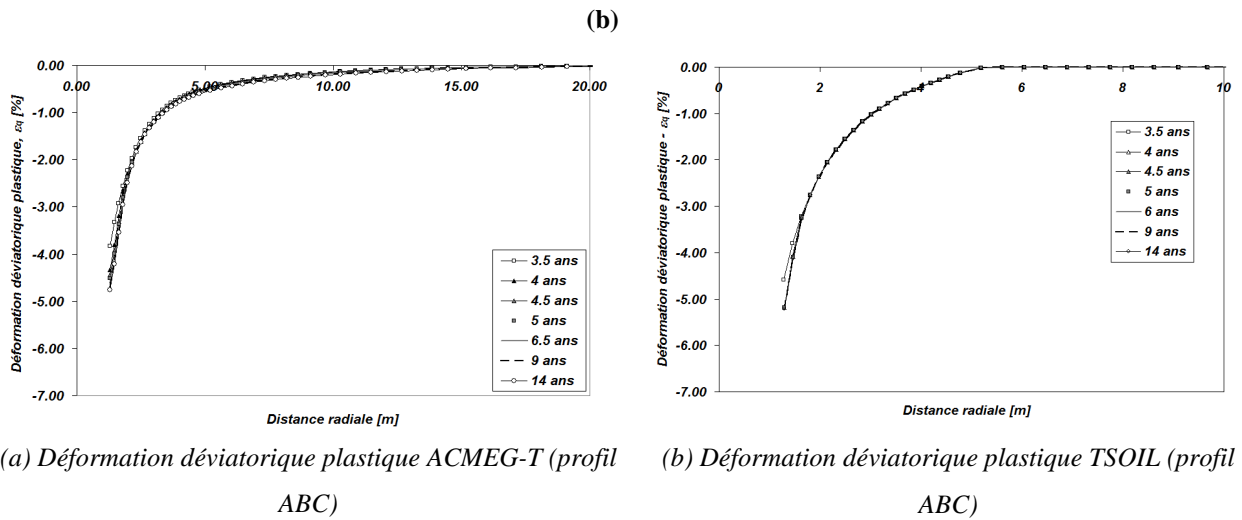
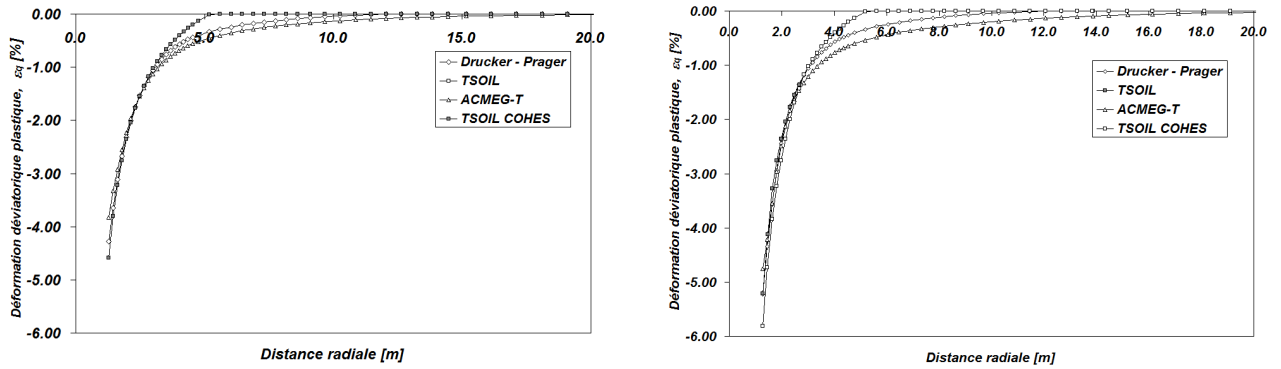


Figure 189: Comparaison des déformations plastiques déviatoriques obtenues avec ACMEG-T (a) et TSOIL (b)

Cette comparaison peut être étendue au modèle thermo-élastique du type de Drucker-Prager et au modèle TSOIL avec prise en compte d'une influence de la température sur la cohésion. A la fin de la phase de stabilisation après excavation (Figure 190(a)) et en fin de calcul (Figure 190(b)), on constate que les différents modèles proposent des évolutions différentes de la zone plastique. Le modèle ACMEG-T produit une zone plastique plus importante à la fin de la phase excavation/ stabilisation. Lors de la phase de chauffage, les déformations déviatoriques en paroi sont plus importantes pour le modèle proposant une diminution de la cohésion avec la température.



(a) Déformation déviatorique plastique avant chauffage (profil ABC) (b) Déformation déviatorique plastique après le chauffage (profil ABC)

Figure 190 Comparaison des déformations plastiques déviatoriques pour les différents modèles considérés à la fin de la phase de stabilisation (a) et après la phase de chauffage (b)

Pour conclure cette analyse de l'extension et de l'évolution de la zone plastique, la Figure 191 présente les chemins de contrainte pour trois points, en paroi (Figure 191(a)), P35E (Figure 191(b)) et P38E (Figure 191(c)). A la fin du calcul, le point en paroi et P35E se trouvent dans le domaine plastique quel que soit le modèle de comportement. Cependant, le modèle TSOIL avec évolution de la cohésion avec la température plastifie plus le matériau. Pour P38E (Figure 191(c)), la situation est différente et l'état de contrainte en ce point à la fin du calcul se trouve être dans le domaine élastique au vu des déviateurs obtenus. Ce point est plastifié lors de l'excavation mais lorsque le soutènement entre en contact avec le massif, son évolution est élastique grâce à une recompression du matériau associée à une augmentation de la contrainte moyenne effective.

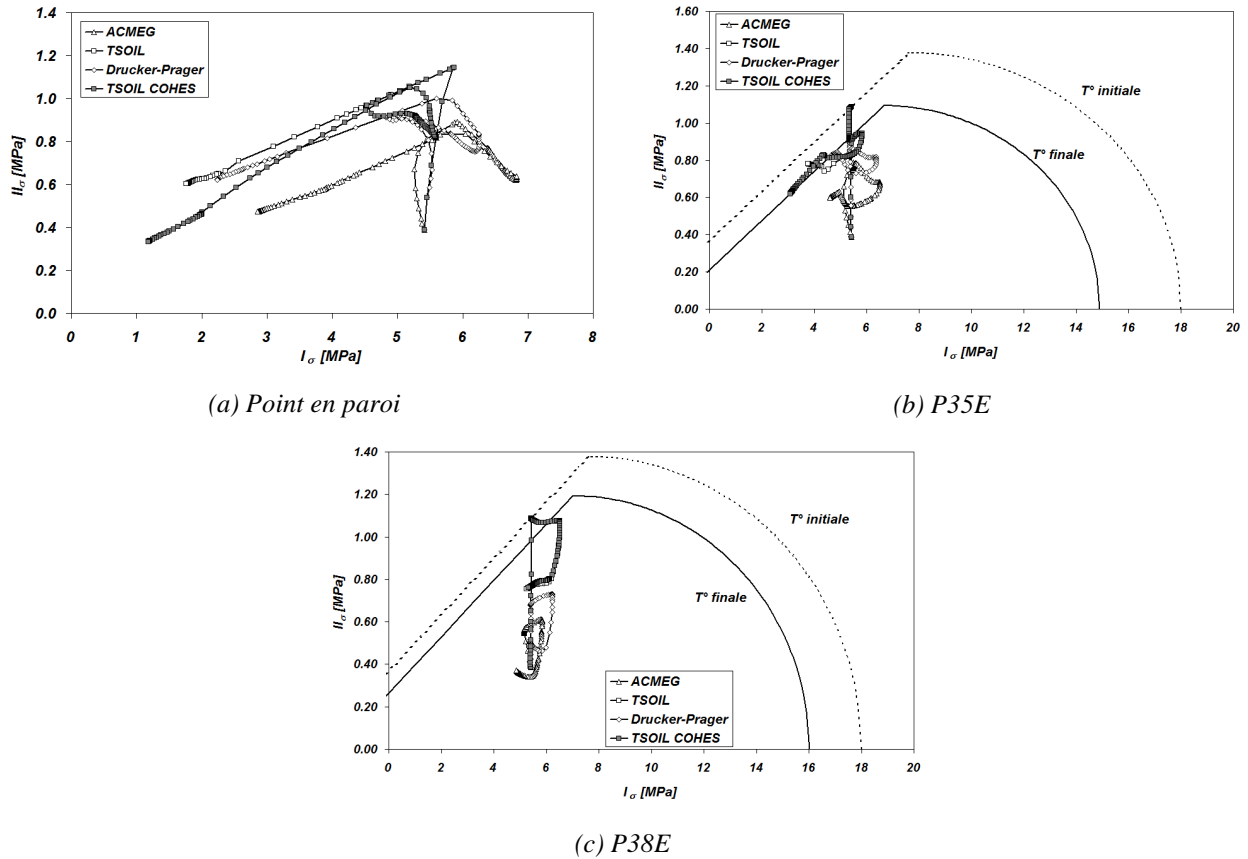


Figure 191: Comparaison des chemins de contraintes dans le plan des invariants pour le point en paroi, P35E et P38E

5.4.7 Conclusions de la modélisation de l'expérience PRACLAY

La modélisation de l'expérience PRACLAY a consisté en un calcul prédictif. Différentes lois de comportement sont utilisées afin d'observer les possibles évolutions de la zone plastique durant l'excavation et la phase de chauffage. Deux modèles thermo-plastiques (TSOIL, ACMEG-T) sont comparés en plus de l'utilisation d'un modèle thermo-élastique (Drucker-Prager). Les résultats montrent que les déformations thermiques de contraction sont très faibles par rapport aux déformations induites par l'excavation. En conséquence, les trois modèles évoluent de façon similaire. Aucune extension de la zone plastique, définie par les déformations déviatoriques plastiques, n'est remarquée même si une augmentation de la plasticité est observée en paroi.

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre, trois expériences concernant le stockage des déchets nucléaires sont modélisées avec différentes lois de comportement. Tout d'abord, l'expérience du cylindre creux est modélisée suivant un modèle 1D radial axisymétrique en considérant une loi thermo-élastique combinée à un Drucker-Prager et une loi thermo-plastique (TSOIL). Les résultats montrent qu'en termes d'évolution de la zone plastique, aucune différence significative n'est observée entre les deux lois de comportement lors des différentes phases et en particulier, lors de la phase thermique. En effet, les déformations plastiques volumiques induites par la température sont faibles vis-à-vis des déformations déviatoriques plastiques. De plus, le déchargement mécanique est tel qu'il crée un effet de surconsolidation, dans le sens où les points proches de la paroi n'évoluent que dans le domaine thermo-élastique lorsque le modèle thermo-plastique est considéré. La comparaison avec les résultats expérimentaux montre une bonne concordance des déplacements lorsque le modèle de comportement correspond à un Drucker-Prager avec écrouissage de l'angle de frottement et adoucissement de la cohésion.

La modélisation de l'expérience ATLAS est réalisée avec un modèle 2D et 3D. Le modèle 2D a permis de comprendre les phénomènes physiques se produisant lors des phases de chauffage. Mais les comparaisons avec l'expérience montrent que ce modèle n'est pas suffisant pour reproduire l'ensemble des phénomènes et qu'un modèle 3D est préférable. En effet, celui-ci permet de considérer les caractéristiques anisotropes du matériau. Dans ce cas, les évolutions thermiques expérimentales sont reproduites par le modèle. Par contre, les évolutions des pressions d'eau sont largement sous-estimées. Dans ce cas, la prise en compte des petites déformations et des modules de rigidité associés permet de mieux reproduire ces variations de pression d'eau.

L'expérience PRACLAY est modélisée suivant un modèle 2D en état plan de déformations en considérant trois lois de comportement: deux lois thermo-plastiques et une loi thermo-élastique. Les observations menées sur l'évolution de la zone endommagée montrent que les trois modèles réagissent de façon similaire. En effet, aucune extension supplémentaire de la zone plastique n'est observée. Par contre, l'intensité des déformations déviatoriques en paroi évolue pour chaque modèle. Cette évolution est d'autant plus importante que le modèle

considère une variation de la cohésion avec la température. De façon analogue au cas du cylindre creux, ces similitudes entre les comportements thermo-élastique et thermo-plastique proviennent de l'évolution des chemins de contrainte qui se fait principalement dans le domaine thermo-élastique. En effet, les évolutions de pression d'eau, lors du chauffage, conduisent à diminuer la contrainte moyenne effective de sorte qu'elle évolue principalement en dehors du domaine thermo-plastique, dans le domaine thermo-élastique.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Le stockage des déchets nucléaires de haute activité et de moyenne à longue durée de vie fait l'objet de nombreuses recherches. Une des solutions proposées par les agences compétentes dans le domaine est l'enfouissement de ces déchets dans des couches géologiques profondes caractérisées par de très faibles perméabilités et par une importante capacité de rétention des radionucléides. En Belgique, une des solutions envisagées consiste à stocker ces déchets dans des galeries creusées dans l'Argile de Boom qui se trouve dans le sous-sol de la Campine. Lors de la création de ces galeries, une redistribution des contraintes induit une zone perturbée ou endommagée où les propriétés d'écoulement et de transport peuvent être altérées. Les déchets mis en place dans les galeries continuent de dissiper de la chaleur et la température en paroi peut atteindre 90°C. Dans ces conditions, la connaissance des phénomènes thermo-hydro-mécaniques se produisant dans l'argile et dans la zone endommagée est essentielle pour garantir la fiabilité du confinement.

Le chapitre 1 propose une revue bibliographique générale de l'Argile de Boom. Cette argile est abordée sous différentes facettes, en commençant par son histoire géologique, sa composition minéralogique, ses caractéristiques thermo-hydro-mécaniques et les structures observées dans les argilières le long de l'Escaut. Une attention particulière est donnée aux discontinuités observables dans l'argile que ce soit en surface ou en profondeur. L'origine des discontinuités en profondeur est artificielle, induite par les processus d'excavation. Les discontinuités en surface ont une origine plus controversée et de nombreuses hypothèses sont formulées quant à leur formation. La modélisation de l'histoire géologique a permis de faire un premier pas dans la modélisation du matériau et des paramètres hydro-mécaniques à considérer. Le but est de reproduire l'histoire géologique de l'argile et d'analyser l'origine des différentes discontinuités naturelles observées en surface. En supposant des caractéristiques de cohésion plus faibles qu'observées expérimentalement, à Mol le chemin de contraintes représentatif de l'histoire géologique des argilières peut atteindre un mécanisme à frottement interne. En conséquence, une fracturation de l'argile est possible.

Le chapitre 2 propose une revue bibliographique du comportement thermo-mécanique des sols argileux. Nous avons pu voir dans ce chapitre les différents résultats expérimentaux thermo-mécaniques concernant ces matériaux. L'analyse du comportement volumique drainé montre une influence du coefficient de surconsolidation sur le comportement thermique. Un sol normalement consolidé montre un caractère contractant alors qu'un sol fortement surconsolidé affiche un comportement dilatant sous l'effet d'une élévation de la température pour un confinement isotrope constant. Une diminution de la pression de préconsolidation est également observée lors des élévations de température. La résistance au cisaillement est sujette à plus de discussion, l'angle de frottement pouvant augmenter ou diminuer suivant le type d'argile. L'effet de la température sur le comportement non-drainé est également présenté. Celui-ci est caractérisé par l'apparition de surpressions d'eau pouvant conduire à la rupture de l'échantillon. Ces surpressions ont pour origine la différence de coefficient de dilatation thermique entre la phase solide et la phase liquide. Les différents modèles de comportement thermo-mécanique sont ensuite présentés. Ceux-ci correspondent au modèle de Hueckel et Borsetto, d'ACMEG-T et de Sultan. Ces trois modèles permettent chacun à leur manière de reproduire les principaux phénomènes observables expérimentalement en considérant des formulations élasto-plastiques différentes. Celui retenu dans ce travail est le modèle de Sultan qui est adapté et implémenté par la suite.

Le chapitre 3 présente les équations d'équilibre, d'écoulement, de transfert de chaleur et leur influence vis-à-vis de la température. La formulation du modèle thermo-mécanique implémenté est ensuite présentée. Celui-ci correspond à un modèle à chapeau composé d'un critère de type Drucker-Prager, d'un modèle Cam-Clay et d'un critère de résistance à la traction. La température induit un adoucissement de ces différentes surfaces de plasticité en diminuant la pression de préconsolidation et la cohésion. Les déformations thermiques irréversibles de contraction sont modélisées par le mécanisme *TY*. L'implémentation de cette loi fait l'objet d'une attention particulière en raison de la présence de points anguleux, singularités où l'intégration numérique doit être traitée de manières particulières afin de vérifier que le mécanisme actif lors de la correction plastique est bien correct. Finalement, la formulation de l'élément fini couplé thermo-hydro-mécanique est présenté.

Le chapitre 4 se concentre sur la validation du modèle thermo-mécanique et l'identification des paramètres hydro-mécaniques et thermo-hydro-mécaniques. Dans ce chapitre, des essais triaxiaux drainés et non-drainés à température ambiante sont analysés et modélisés. Le but est

d'identifier de façon plus précise les paramètres hydro-mécaniques de l'Argile de Boom et les relations d'écrouissage et d'adoucissement des différentes variables internes. Des essais thermo-mécaniques sont également modélisés et les paramètres thermo-mécaniques en sont déduits. Pour finir, un essai de pressurisation est modélisé. Celui-ci montre l'importance du coefficient de dilatation thermique de l'eau dans l'évaluation des surpressions.

Finalement, le dernier chapitre applique tous les éléments et les différents concepts mis en place aux chapitres précédents en réalisant trois modélisations en liées au stockage des déchets nucléaires et à l'Argile de Boom. Ces expériences vont des essais en laboratoire, à petite échelle, à des essais in situ (ATLASIII et PRACLAY) et donc à plus grande échelle. Les essais en laboratoire permettent d'investiguer le comportement de l'argile sur un échantillon homogène de matériau. Les expériences in situ étudient le comportement du massif et la réponse de celui-ci à des sollicitations thermo-hydro-mécaniques. Toutes ces modélisations sont réalisées avec différentes lois de comportement: la loi de comportement thermo-mécanique implémentée et d'autres lois de comportement thermo-mécanique dont ACMEG-T. L'utilisation de différentes lois permet d'analyser l'apport de la thermo-plasticité et l'importance de celle-ci dans le comportement du massif. Ces modélisations montrent que les effets thermo-mécaniques, et en particulier thermo-plastiques, sont faibles vis-à-vis des déformations déviatoriques engendrées lors de l'excavation de la galerie. Ce résultat se retrouve dans la modélisation de l'expérience PRACLAY ainsi que pour le cylindre creux. La modélisation de l'expérience ATLASIII montre l'importance de l'anisotropie du matériau dans la reproduction des surpressions d'eau. L'effet des propriétés correspondants aux petites déformations se montre également non négligeable.

Perspectives

Les perspectives de ce travail sont multiples. Les modélisations de l'histoire géologique de l'Argile de Boom montrent qu'une valeur faible de la cohésion est nécessaire pour reproduire l'apparition de discontinuités. Ces modélisations sont réalisées avec la connaissance de la valeur de la cohésion actuellement mesurée à Mol. L'étude de l'évolution du matériau en termes des caractéristiques mécaniques permettrait d'analyser cette évolution de cohésion. Ainsi, il serait possible de réaliser une modélisation de l'histoire géologique de l'Argile de Boom en considérant une évolution de sa structure et donc de sa cohésion. Une autre possibilité serait d'investiguer plus en détail le comportement chemo-mécanique de l'argile en

tenant compte des éventuelles variations de la chimie des eaux interstitielles. En effet, la chimie va influencer les relations entre l'eau et la double couche diffuse provoquant des modifications des caractéristiques mécaniques.

Certaines perspectives sont liées au modèle implémenté. Nous avons vu au chapitre 4 que les comportements déviatoriques ne sont pas toujours bien représentés lorsqu'un écrouissage de l'angle de frottement est présent. En effet, l'aplatissement de la demi-ellipse de la partie Cam-Clay du modèle est fonction de l'angle de frottement de sorte que cette ellipse se trouve très aplatie quand l'angle de frottement est faible. En conséquence, les chemins de contraintes ont tendance à atteindre le modèle Cam-Clay plutôt que la partie à frottement interne ce qui ne permet pas toujours de représenter les comportements déviatoriques observés. Une solution serait de définir le critère contractant avec l'angle de frottement final et non initial.

Les perspectives concernant la thermo-plasticité et sa caractérisation sont diverses. La prise en compte de la non-saturation de l'argile et des évolutions de la capacité de rétention en fonction de la température pourrait apporter des informations complémentaires pour la caractérisation de la zone endommagée. En effet, lors de l'excavation, la ventilation de la galerie se traduit par un séchage de l'argile et donc par une désaturation de celle-ci. De plus, les éventuels échanges de gaz liés à la radiolyse de l'argile ou à la corrosion des canisters pourraient eux aussi conduire à des phénomènes de désaturation du massif. L'importance de ce phénomène n'est pas à négliger et une loi de prise en compte de ce comportement réalisé de façon analogue à ACMEG-TS (François *et al.*, 2008) permettrait de caractériser les effets liés à la désaturation.

La modélisation de la zone endommagée par des éléments finis classiques souffre de problèmes de dépendance au maillage causée pour la localisation des déformations. Une possibilité est d'étudier cette zone endommagée à l'aide d'éléments finis de second gradient s'inspirant des travaux de Bésuelle *et al.* (2006). L'utilisation de ces éléments finis couplés à la loi de comportement thermo-mécanique permettrait d'affiner la caractérisation de la zone endommagée.

A l'image des travaux de Frey (2010) ou de Levasseur *et al.*, (2010), il serait intéressant d'étendre les méthodes d'homogénéisation au couplage thermo-hydro-mécanique. Ceci

permettrait d'analyser plus finement ce qui se passe à l'échelle de la microstructure et en particulier des phénomènes se passant dans la zone endommagée.

Références bibliographiques

Abels H.A., Van Simaey S., Hilgen F.J., De Man E., Vandenberghe N., 2007. *Obliquity-dominated glacio-eustatic sea level change in the early Oligocene: evidence from the shallow marine siliclastic Rupelian stratotype (Boom Formation, Belgium)*. Terra Nova, v19, 65-73.

Abuel-Naga H.M., Bergado D.T., Chaiprakaikeow S., 2006. *Innovative thermal technique for enhancing the performance of prefabricated vertical drain during the preloading process*. Geotextiles and Geomembranes, 24, 359-370.

Abuel-Naga H.M., Bergado D.T., Bouazza A., 2007. *Thermally induced volume change and excess pore pressure of soft Bangkok Clay*. Engineering Geology, 89(1-2), 144-154.

Aertsens M., Wemaere I., Wouters L., 2004. *Spatial variability of transport parameters in the Boom Clay*. Applied Clay Science, 26, 37-45.

Agar J.G, Morgenstern N.R., Scott J.D., 1986. *Thermal expansion and pore pressure generation in oil sands*. Canadian Geotechnical Journal, 23, 327-333.

Al-Mukhtar M.A., Belanteur N., Tessier D., Vanapalli S.K., 1996. *The fabric of a clay under controlled mechanical and hydraulic stress states*. Applied Clay Science, 11, 99-115.

Alonso E.E., Gens, A., Josa, A., 1990. *A constitutive model for partially saturated soils*. Géotechnique, 40(3), 405-430.

Atkinson J.H., 2000. *Non-linear soil stiffness in routine design*. Géotechnique, 50(5), 487-508

Attewell P.B., Farmer I.W., 1976. *Principles of engineering geology*. Chapman et Hall, Londres, 1045p.

Baldi G., Hueckel T., Pellegrini R., 1988. *Thermal volume changes of the mineral-water system in low-porosity clay soils*. Canadian Geotechnical Journal, 25(4), 807-825.

Baldi G., Hueckel T, Peano A., Pellegrini R., 1991. *Developments in modelling of thermo-hydro-mechanical behaviour of Boom Clay and clay-based buffer (vol.2)*. Commission of the European Communities. Nuclear science and Technology EUR 13365/2.

Barnichon J.D., 1998. *Finite Element Modelling in Structural and Petroleum Geology*. Thèse de doctorat, Faculté des Sciences Appliquées, Université de Liège.

Bastiaens W., Bernier F., Li X.L., 2007. *SEIFRAC: Experiments and conclusions on fracturing, self-sealing processes in clays*. Physics and Chemistry of the earth, 32, 600-6015.

Bastians W., Demarche M., 2003. *The extension of the URF HADES: realization and observation*. Proceedings of the WN'03 Conference, Tucson, USA.

Bear J., Cheng A.H.-D., 2010. *Modeling Groundwater Flow and Contaminant Transport*. Springer, 834p.

Bergerat F., Vandycke S., 1994. *Paleostress analysis and geodynamical implications of Cretaceous - Tertiary faulting in Kent and the Boulonnais*. Journal of the geological society, London, 151, 439-448.

Bernier F., Neerdael B., 1996. *Overview of in-situ thermomechanical experiments in clay: Concept, results and interpretation*. Engineering Geology, 41, 51-64.

Bernier F., Demarche M., Bel J., 2006. *The Belgian Demonstration Programme for the Disposal of High-Level and Long-Lived Radioactive Waste*. In: Symposium Proceedings. Scientific Basis for Nuclear Waste Management XXIX, Gent, Belgium, 12-16 September 2005 /SCK•CEN, Warrendale, United States, Materials Research Society, p. 103-1101.

Bernier F., Li X.L., Bastiaens W., 2007. *Twenty-five years' geotechnical observation and testing in the Tertiary Boom clay formation*. Géotechnique, 57(2), 229-237.

Bésuelle P., Chambon R., Collin F., 2006. *Switching deformation modes in post-localization solutions with a quasibrittle material*. Journal of Mechanics of Materials and Structures, 1(7), 1115-1134.

Blümling P., Bernier F., Lebon P., Martin C.D., 2007. *The excavation damaged zone in clay formations - time-dependent behaviour and influence on performance assessment*. Physics and Chemistry of the earth, 32, 588-599.

Bossart P., Meier P.M., Moeri A., Trick T., Mayor J.C., 2002. *Geological and hydraulic characterisation of the excavation disturbed zone in the opalinus clay of the Mont Terri Rock Laboratory*. Engineering Geology; 66:19–38.

Brandl H., 2006. *Energy Foundations and other Thermo-Active Ground Structures*. Géotechnique, 56(2), 81-122.

Burghignoli A., Desideri A., Miliziano S., 2000. *A laboratory study on the thermomechanical behaviour of clayey soils*. Canadian Geotechnical Journal, 37(4), 764–780.

Campanella R.G., Mitchell J.K., 1968. *Influence of temperature variations on soil behavior*. Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE, 94, 709-734.

Cekerevac, C., Laloui, L., Vulliet, L., 2002. *Dependency law for thermal evolution of preconsolidation pressure*. Proceedings of the 8th International Symposium on Numerical Models in Geomechanics, Rome, Italy, Edited by G.N. Pande and S. Pietruszczak. A.A. Balkema, pp. 687-692.

Cekerevac C., Laloui L., 2004. *Experimental study of thermal effects on the mechanical behaviour of a clay*. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 28(3), 209-228.

Charlier R., 1987. *Approche unifiée de quelques problèmes non linéaires de mécanique des milieux continus par la méthode des éléments finis (grandes déformations des métaux et des sols, contact unilatéral de solides, conduction thermique et écoulements en milieu poreux)*. Thèse de doctorat, Faculté des Sciences Appliquées, Université de Liège.

Chen G.J., Sillen X., Verstricht J., Li X.L., 2011. *ATLAS III in situ heating test in Boom Clay: Field data, observation and interpretation*. Computers and geotechnics, 38(5), 683-696.

Clayton C.R.I., 2011. *Stiffness at small strain: research and practice*. Geotechnique, 61(1), 5-37.

Coll C., 2005. *Endommagement des roches argileuses et perméabilité induite au voisinage d'ouvrages souterrains*. Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier- Grenoble 1.

Collin F., Li X.L., Radu J.P., Charlier R., 2002. *Thermo-hydro-mechanical coupling in clay barriers*. Engineering Geology, 64, 179-193.

Collin F., 2003. *Couplages thermo-hydro-mécaniques dans les sols et les roches tendres partiellement saturés*. Thèse de doctorat, Faculté des Sciences Appliquées, Université de Liège.

Coussy O., 1991. *Mécanique des milieux poreux*. Paris, Edition Technip, 438p.

Craeye B., De Schutter G., Van Humbeeck H., Van Cotthem, 2009. *Early age behaviour of concrete supercontainers for radioactive waste disposal*. Nuclear Engineering and Design, 239, 23-35.

Cui Y.J., Sultan N., Delage P., 2000. A thermomechanical model for saturated clays. Canadian Geotechnical Journal, 37, 607-620.

De Craen M., Swennen R., Keppens E., 1999. *Petrography and geochemistry of septarian carbonate concretions from the Boom Clay Formation (Oligocene, Belgium)*. Netherlands Journal of Geosciences/ Geologie en Mijnbouw, 77, 63-76.

De Borst R., Groen A.E., 2000. *Computational strategies for standard soil plasticity models*. In Modeling in Geomechanics, M. Zaman, J. Booker, G. Gioda (eds). Wiley: New York.

De Bruyn D., Labat S., 2002. *The second phase of ATLAS: the continuation of a running THM test in the HADES underground research facility at Mol*. Engineering Geology, 64(2), 309-316.

De Man E., Van Simaey S., Vandenberghe N., Harris W.B., Wampler M.J., 2010. *On the nature and chronostratigraphic position of the Rupelian and Chattian stratotypes in the southern North Sea basin*. Episodes: Journal of international Geoscience, 33(1), 3-13.

Del Olmo C., Fioravante V., Gera F., Hueckel T., Mayor J.C., Pellegrini R., 1996. *Thermomechanical properties of deep argillaceous formations*. Engineering Geology, 41, 87-102.

Decleer J., Viaene W., Vandenberghe N., 1983. *Relationship between chemical, physical and mineralogical characteristics of the Rupelian Boom Clay, Belgium*. Clay Mineral, 18, 1-10.

Decleer J., Viaene W., 1993. *Rupelian Boom Clay as raw material for expanded clay manufacturing*. Applied Clay Minerals, 8, 111-128.

Dehandschutter B., Vandycke S., Sintubin M., Vandenberghe N., Wouters L., 2005. *Brittle fractures and ductile shear bands in argillaceous sediments: inferences from Oligocene Boom Clay (Belgium)*. Journal of Structural Geology, 27, 1095-1112.

Dejarguin B.V., Kasasev V.V., Khromova E.N., 1986. *Thermal expansion of water in fine pores*. Journal of Colloid and Interface Science, 109(2), 586-587.

Dejonghe L., 2007. *Guide de lecture des cartes géologiques de Wallonie à 1/25 000*. Ministère de la Région Wallonne, 47 pp.

Delage P., Sultan N., Cui Y.J., 2000. *On the thermal consolidation of Boom Clay*. Canadian Geotechnical Journal, 37, 343-354.

Delage P., Cui Y.J., 2000. *L'eau dans les sols non-saturés*. Technique de l'ingénieur, traité construction: structure et gros œuvre, 1-20.

Delage P., 2005. *Coupled multiphysics problems in geomechanics*. Revue européenne de génie civil, 9 (5-6), 561-595.

Demars K.R., Charles R.D., 1982. *Soil volume changes induced by temperature cycling*. Canadian Geotechnical Journal, 19, 188-194.

Dizier A., Collin F., Garitte B., François B., Chen G., Sieffert Y., Labiouse V., Charlier R., Chambon R., 2009. *Thermo-hydro-mechanical modelling of hollow cylinder laboratory experiments on Boom Clay*. Proceedings: EC-TIMODAZ-THERESA THMC conference, 29 Sep. – 01 Oct. 2009.

Drucker D.C., Prager W., 1952. *Soil mechanics and plasticity analysis for limit design*. Quarterly Applied Mathematics, 10(2), 157-165.

François B., 2008. *Thermo-plasticity of soils at various saturation state: application to nuclear waste disposal*. Thèse de doctorat de l' Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

François B., Laloui L., 2008. *ACMEG-TS: A constitutive model for unsaturated soils under non-isothermal conditions*. International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 32(16), 1955-1988.

François B., Laloui L., Laurent C., 2009. *Thermo-hydro-mechanical simulation of ATLAS in-situ large scale in Boom Clay*. Computer and geotechnics, 36, 626-640.

François B., Dizier A., Marinelli F., Sieffert Y., Chambon R., Laloui L., Labiouse V. Collin F., 2011. *Modelling of hollow cylinder tests on Boom Clay: softening, anisotropy and strain localization*. En préparation.

Frey J., 2010. *Modélisation multi-échelle de l'endommagement hydro-mecanique des roches argileuses*. Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier- Grenoble 1.

Gatmiri B., 1989. *Réponse d'un massif sous-marin à l'action de la houle*. Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

Garnier J., 1973. *Tassements et contraintes: influence de la rigidité de la fondation et de l'anisotropie du massif*. Thèse de l'Université de Grenoble

Gedeon M., Wemaere I., Marivoet J., 2007. *Regional groundwater model of north-east Belgium*. Journal of Hydrology, 335, 133-139.

Gérard P., 2011. *Impact des transferts de gaz sur le comportement poro-mécanique des matériaux argileux*. Thèse de doctorat de l'Université de Liège.

Ghabezloo S., Sulem J., 2009. *Stress dependent thermal pressurization of a fluid-saturated rock*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 42(1), 1-24.

Graham J., Houslby G.T., 1983. *Anisotropic elasticity of a natural clay*. Géotechnique, 33, 2, 165-180.

Graham J., Tanaka N., Crilly T., Alfaro M., 2001. *Modified Cam-Clay modelling of temperature effects in clays*. Canadian Geotechnical Journal, 38(3), 608-621.

Habraken A.M., 1989. *Contribution à la modélisation du formage des métaux par la méthodes des éléments finis*. Thèse de doctorat, Faculté des Sciences Appliquées, Université de Liège.

Hardin B.O., 1978. *The nature of stress-strain behaviour for soils*. Proceedings of Specialty Conference on Earthquake Engineering and Soil Dynamics, ASCE, Pasadena, California, 3-90.

Henriet J.P., Verschuren M., Versteeg W., 1992. *Very high resolution 3D seismic reflection imaging a small scale structural deformation*. First break, 4(5), 29-37.

Heuze F.E., 1983. *High-temperature Mechanical, Physical and Thermal Properties of Granitic Rocks - A Review*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 20(1), 3-10.

Houlsby G.T., 1985. *The use of a variable shear modulus in elastic-plastic models for clays*. Computers and Geotechnics, 1, 3-13.

Horseman S. T., Winter M. G., Entwistle D.C., 1987. *Geotechnical characterisation of Boom clay in relation to disposal of radioactive waste*. Publications of the European Communities, EUR 1087 EN, Luxembourg.

Horseman S.T., Winter M.G., Entwistle D.C., 1993. *Triaxial experiments on Boom Clay*. in *The Engineering Geology of Weak Rock*, Balkema, Rotterdam, 36-43.

Horseman S.T., McEwen T.J., 1996. *Thermal constraints on disposal of heat-emitting waste in argillaceous rocks*. *Engineering Geology*, 41, 5-16.

Hueckel T., Borsetto M., Peano A., 1987. *Modelling of Coupled Thermo-elasto-plastic-hydraulic Response of Clays Subjected to Nuclear Waste Heat*. Chapter 11, in *Numerical Methods in Transient and Coupled Problems*, edited by R. W. Lewis et al., 213-235, J. Wiley, Chichester

Hueckel T., Baldi G., 1990. *Thermoplastic Behavior of Saturated Clays: an Experimental Constitutive Study*. *Journal of Geotechnical Engineering, ASCE*, 116(12), 1778-1796.

Hueckel T., Borsetto M., 1990. *Thermoplasticity of saturated clays: Experimental constitutive study*. *Journal of Geotechnical Engineering, ASCE*, 116(12), 1765-1777.

Hueckel T., Pellegrini R., 1991. *Thermoplastic modeling of undrained failure of saturated clay due to heating*, *Soils and Foundations*, 31(3), 1-16.

Hueckel T., 1992. *Water-mineral interaction in hygromechanics of clays exposed to environmental loads: a mixture theory approach*. *Canadian Geotechnical Journal*, 29, 1071-1086.

Hueckel T., Peano A., Pelligrini R., 1994a. *A constitutive law for thermo-plastic behaviour of rocks: an analogy with clays*. *Surveys in Geophysics*, 15, 643-671.

Hueckel T., Peano A., Pelligrini R., 1994b. *A thermo-plastic constitutive law for brittle-plastic behavior of rocks at high temperatures*. *Pure and Applied Geophysics*, 143, 483-511

Hueckel T, François B., Laloui L, 2009a. *Implications of thermal sensitivity of the static internal friction angle*. Proceedings of the 1st International Symposium on Computational Geomechanics (ComGeo I), Juan-Les-Pins, France, 104-115.

Hueckel T, François B., Laloui L, 2009b. *Explaining thermal failure in saturated clays*. *Géotechnique*, 53(3), 197-212.

Jaeger J. C., Cook N. G. W., 1979. *Fundamentals of rock mechanics (third edition)*. London, Chapman and Hall, 593p.

Koiter W.T., 1960. *General theorems for elastic-plastic solids*. In *Progress in Solid Mechanics Vol. 1* (ed. I.N. Sneddon, R. Hills), North Holland, Amsterdam.

Kuntiwattanakul P., Towhata I., Ohishi K., Seko I., 1995. *Temperature effects on undrained shear characteristics of clay*. *Soils and Foundation*, 35(1), 147-162.

Laloui L., Cekerevac C., Vuillet L., 2002. *Thermo-plasticity of clays: a simple constitutive approach*. *International Workshop on Environmental Geomechanics - Monte Verita*, 45 - 58.

Laloui L., 1993. *Modélisation du comportement thermo-hydro-mécanique des milieux poreux anélastiques*. Thèse de doctorat de l'Ecole Centrale de Paris.

Laloui L., Cekerevak C., 2003. *Thermo-plasticity of clays: An isotropic yield mechanism*. *Computers and Geotechnics*, 30(8), 649-660.

Laloui L., Cekerevac C., François B., 2005. *Constitutive modelling of the thermo-plastic behaviour of soils*. *Revue Européenne de Génie Civil*, 9(5-6), 635-650.

Lebon P., Landais P., 2009. *Laboratoires souterrains pour l'étude du stockage géologique des déchets à vie longue*. *Technique de l'ingénieur, Génie nucléaire*, 1-16.

Letsch W.J., Sissingh W., 1983. *Tertiary stratigraphy of the Netherlands*. *Netherlands Journal of Geosciences/ Geologie en Mijnbouw*, 62, 305-318.

Levasseur S., Collin F., Charlier R., Zhu Q., Kondo D., 2010. *Damage modelling in geotechnics: Micromechanical approach*. Proceedings of the European Rock Mechanics Symposium (Eurock 2010), Rock Mechanics in Civil and Environmental Engineering, Lausanne 15-18 juin 2010.

Li X-L., 1999. Comportement hydromécanique des sols fins : de l'état saturé à l'état non saturé. Thèse de doctorat de l'Université de Liège.

Li X., Liu Z., Lewis R.W., 2005. *Mixed finite element method for coupled thermo-hydro-mechanical process in poro-elasto-plastic media at large strains*. International Journal For Numerical Methods In Engineering, 64, 667 - 708.

Lingnau B.E., Graham J., Tanaka N., 1995. *Isothermal modelling of sand-bentonite mixtures at elevated temperatures*. Canadian Geotechnical Journal, 32, 78–88.

Lings M.L., Pennington D.S., Nash D.F.T., 2000. *Anisotropic stiffness parameters and their measurement in a stiff natural clay*. Géotechnique, 50, 2, 109-125.

Love A.E.H., 1944. *A treatise on the mathematical theory of elasticity*. Dover Publications edition, in English - 4th ed.

Mair R.J., 1993. *Unwin Memorial Lecture 1992 Develop-ments in geotechnical engineering research: application to tunnels and deep excavation*. Proc. Instn Civ. Engng, 93, 27–41.

Mandel J., 1965. *Généralisation de la théorie de plasticité de W.T. Koiter*. International Journal of Solids and Structures, 1, 273–295.

Mertens J., Vandenberghe N, Wouters L., Sintubin M., 2003. *The origin and development of joints in the Boom Clay Formation (Rupelian) in Belgium*. In: Van Rensbergen P., Hillis R.R., Maltman A.J., Morley C.K. (eds) Subsurface Sediment Mobilization, Geological Society, London, Special publications, 217, 311-323.

Mertens J., Bastiaens W., Dehandschutter B., 2004. *Characterisation of induced discontinuities in the Boom Clay around the underground excavations (URF, Mol, Belgium)*. Applied Clay Science, 26, 413-428.

Mitchell J.K., 1976. Fundamentals of soil behavior. John Wiley and Sons, New York, 422p.

Mitchell J.K., Abdel-Hadi O.N., 1979. *Temperature distributions around buried cables*. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, PAS-98(4), 1158–1166.

Monfared M., Delage P., Sulem J., Mohajerania M., Tang A.M., De Laure E., 2010. *A new hollow cylinder triaxial cell to study the behavior of geo-materials with low permeability*. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 48(4), 637-649.

Monfared M., 2011. *Couplages température-endommagement-perméabilité dans les sols et les roches argileuses*. Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

Morin, R., Silva, A. J., 1984. *The effect of high pressure and high temperature on some physical properties of ocean sediments*. Journal of Geophysical Research. 89(B1), 511-526.

Moritz L., 1995. *Geotechnical Properties of Clay at Elevated Temperatures*. Swedish Geotechnical Institute, Report 47, p. 69.

ONDRAF/NIRAS, 2001. *SAFIR 2. Safety Assessment and Feasibility Interim Report 2*. Brussels, Belgium, Report NIROND 2001-06 E.

Paswell R.E., 1967. *Temperature effects on clay soil consolidation*. Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE, 93(SM3), 9-22.

Picard J., 1994. *Ecrouissage thermique des argiles saturées: application au stockage des déchets radioactifs*. Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

Pickering D.J., 1970. *Anisotropic elastic parameters for soil*. Géotechnique, 20, 3, 271-276.

Plum R.L., Esrig M.I., 1969. *Some temperature effects on soil compressibility and pore water pressure*. Highway Research Board Special Report, 103, 231-242.

Prager W., 1958. *Non-isothermal plastic deformation*. Proceedings of the Section of Sciences—B, vol. 61. Koninklijk-Nederlandse Akademie Van Wetenschappen Te Amsterdam: Amsterdam, 176–182.

Raymond G.P., 1970. *Discussion: Stresses and displacements in a cross-anisotropic soil*. Géotechnique, 20, 4, 456-458.

Rice J.R., 2006. *Heating and weakening of faults during earthquake slip*. Journal of Geophysical Research. 111, B05311.

Richards B.G., 1969. *Pavement temperatures and their significance in Australia*. Highway Research Board Special Report, 103, 254-266.

Roscoe K.H., Burland J.B., 1968. *On the generalized stress-strain behaviour of wet clay*. In Engineering Plasticity, eds. J. Heyman and F.A. Leckie, 535-609. Cambridge, England: Cambridge University Press.

Schittekat J., Henriët J.P., Vandenberghe N., 1983. *Geology of the Scheldt Surge Barrier. Characteristics of an overconsolidated Clay*. In: 8th International Harbour Congress 2, Antwerp, 121-135.

Schofield A.N., Wroth C.P., 1968. *Critical State Soil Mechanics*. McGraw Hill, London.

Simo J.C., Hughes T.J.R., 1998. *Computational Inelasticity*. Springer. 412p.

Sultan N., 1997. *Etude du comportement thermo-mécanique de l'Argile de Boom: Expériences et modélisation*. Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

Sultan N., Delage P., Cui Y.J., 2002. *Temperature effects on the volume change behaviour of Boom Clay*. Engineering Geology, 64(2), 135-145.

Tidfors M., Sällfors S., 1989. *Temperature effect on preconsolidation pressure*. Geotechnical Testing Journal, ASTM, 12(1), 93-97.

TIMODAZ, 2010a. *Deliverable D5 - THM characterisation and input for simulation (WP 3.1, D5)*. European commission.

TIMODAZ, 2010b. *Deliverable D13 – Simulation of lab and in situ tests*. European commission.

TIMODAZ, 2010c. *Deliverable D07- Laboratory simulation tests*. European commission.

Towhata I., Kuntiwattanakul P., Seko I., Ohishi K., 1993. *Volume change of clays induced by heating as observed in consolidation tests*. Soils and Foundations, 33(4), 170-183.

Trani L.D.O., Bergado D.T., Abuel-Naga H.M., 2010. *Thermo-mechanical behavior of normally consolidated soft Bangkok clay*. International Journal of Geotechnical Engineering, 4, 34-44.

Tsang C.F., Bernier F., Davis C., 2005. *Geohydromechanical processes in the Excavation Damaged Zone in crystalline rock, rock salt and indurated and plastic clays in the context of radioactive waste disposal*. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 42, 109-125.

Van Echelpoel E., Weedon G.P., 1990. *Milankovitch cyclicity and the Boom Clay Formation: an Oligocene siliclastic shelf sequence in Belgium*. Geological Magazine, 127(6), 599-604.

Van Eekelen H.A.M., 1980. *Isotropic yield surfaces in three dimensions for use in soil mechanics*. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 4, 98-101.

Van Humbeeck H., Bastiaens W., De Bock C., Van Cotthem A., 2008. *Experimental programme to demonstrate the viability of the supercontainer concept for HLW*. International Conference Underground Disposal Unit Design & Emplacement Processes for a Deep Geological Repository, 16-18 juin 2008, Prague.

Van Simeays S., Vandenberghe N., 2006. *Rupelian*. *Geologica Belgica*, 9 (1-2), 95-101.

Vandenberghe N., Laenen B., Van Echelpoel E., Lagrou D., 1997. *Cyclostratigraphy and climatic eustasy. Example of the Rupelian stratotype*. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Earth and Planetary Science*, 325, 305-315.

Vardoulakis I., 2002. *Dynamic thermo-poro-mechanical analysis of catastrophic landslides*. *Géotechnique*, 52(3), 157-171.

Verbeek J.W., de Leeuw C.S., Parker N., Wong Th. E., 2002. *Characterisation and correlation of Tertiary seismostratigraphic units in the Roer Valley Graben*. *Netherlands Journal of Geosciences/ Geologie en Mijnbouw*, 81(2), 159-166.

Viggiani G., Atkinson J.H. 1995. *Stiffness of fine grained soils at very small strains*. *Géotechnique*, 45(2), 249-265.

Wagner W, Kruse A, 1998. *Properties of water and steam, the industrial standard IAPWS-IF97 for the thermodynamic properties and supplementary equation for other properties*. Springer-Verlag, Berlin. 354p.

Wemaere I., Marivoet J., Labat S., 2008. *Hydraulic conductivity variability of the Boom Clay in the north-east Belgium based on four core drilled boreholes*. *Physics and Chemistry of the earth*, 33(s1), 24-36.

Wouters L., Vandenberghe N., 1994. *Géologie de la Campine - Essai de synthèse*. Publication 94 -12, ONDRAF/NIRAS.

You S., Labiouse V., Vigne L., Gastaldo L., Bernasconi M., 2010. *Medium resolution X-Ray computed tomography of hollow cylindrical samples of Boom Clay*. *Proceedings of the European Rock Mechanics Symposium (Eurock 2010), Rock Mechanics in Civil and Environmental Engineering, Lausanne 15-18 juin 2010*.

Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., Zhu J.Z., 2005. *The finite element method: its basis and fundamentals (sixth edition)*. Butterworth-Heinemann, 733p.