



**HAL**  
open science

# Modélisation du comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés

Mohamad Mrad

► **To cite this version:**

Mohamad Mrad. Modélisation du comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Lorraine - INPL, 2005. Français. NNT: . tel-00011442

**HAL Id: tel-00011442**

**<https://theses.hal.science/tel-00011442>**

Submitted on 23 Jan 2006

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

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

**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**  
**École Nationale Supérieure de Géologie de Nancy**  
**Laboratoire Environnement, Géomécanique & Ouvrages**  
**École Doctorale RP2E**

**THÈSE**

Présentée en vue de l'obtention du grade de :

**DOCTEUR DE L'I.N.P.L.**

Spécialité :

**Génie civil – Hydrosystèmes – Géotechnique**

Par :

**Mohamad MRAD**

---

**Modélisation du comportement hydromécanique des  
sols gonflants non saturés**

---

Soutenue publiquement le 25 Octobre 2005

devant la Commission d'Examen

**Membres du jury :**

Président	M. DARVE Felix
Rapporteurs	M. COUSSY Olivier M. HICHER Pierre-Yves
Examineur	M. VAUNAT Jean
Directeur de thèse	Mme MASROURI Farimah
Co-directeur de thèse	M. ABDALLAH Adel



*À la mémoire de mon père*  
*À ma mère*  
*À ma femme Bouchra*  
*À mes frères*  
*À tous ceux qui me sont chers*



## **AVANT PROPOS**

*La réalisation de ce travail de recherche dans le cadre d'une thèse de doctorat est une vraie aventure. Elle commence par le choix du sujet, se poursuit par une alternance de périodes d'enthousiasme et de doutes profonds, et se conclut enfin par la rédaction du mémoire, qui présente véritablement l'aboutissement du travail. Cet exercice, très émouvant, n'aurait pas été possible sans la contribution de quelques personnes à qui je souhaite exprimer ma gratitude.*

*Le travail qui fait l'objet de ce mémoire de thèse a été réalisé au Laboratoire Environnement, Géomécanique & Ouvrages (LAEGO) de l'École Nationale Supérieure de Géologie de NANCY, dirigé par Madame Françoise HOMAND, je tiens à lui exprimer ma reconnaissance.*

*Ce travail n'aurait pu être ce qu'il est sans le soutien et l'aide de Madame Farimah MASROURI, Professeur à l'INPL-ENSG et Directrice de cette thèse et Monsieur Adel ABDALLAH, Maître de conférences à l'INPL-ENSG et Co-directeur de cette thèse, qui ont bien voulu encadrer ce travail. Je tiens à les remercier très chaleureusement pour m'avoir donné l'occasion de travailler sur un sujet d'un tel intérêt et pour le temps qu'ils ont pu me consacrer. Leurs compétences scientifiques, leurs remarques et leur patience m'ont été d'un grand secours dans la réalisation de ce mémoire. Je les remercie du fond du cœur et j'espère avoir à nouveau l'occasion de travailler avec eux.*

*Je tiens aussi à remercier Monsieur Felix DARVE, Professeur à l'Institut National polytechnique de Grenoble, de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse, ainsi que Monsieur Olivier Coussy, Directeur de recherche au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC) et Pierre-Yves HICHER, Professeur à l'École Centrale de Nantes, qui ont accepté la lourde tâche de rapporter ce mémoire. C'est un grand honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger mon travail.*

*Je voudrais également adresser ma plus grande reconnaissance à Monsieur Jean VAUNAT, Chercheur à l'Université Polytechnique de Catalogne (Espagne), d'avoir participé à l'examen de ce mémoire et pour les remarques constructives qu'il m'a adressées tout au long de mon travail.*

*Je souhaite également exprimer toute mon estime aux membres de l'équipe de Barcelone, chez qui j'ai eu le plaisir d'effectuer un séjour qui m'a beaucoup apporté.*

*Je tiens à remercier également l'ensemble des personnels du laboratoire (enseignants, techniciens, secrétaires et doctorants) pour leur contribution directe ou indirecte à la réalisation de mon travail. Mes pensées vont plus particulièrement à Jean-*

*Paul TISOT, Michel BUÈS, Éric LEFÈVRE, Jean-François NOELLE, Dominique HAIRAYE, Danielle PARMENTIER, Franck MANSUY, Monique BAUER, Olivier CUISINIER, Mohamed-Amine KORICHE, Nadia JAMALEDDINE et Hossein NOWAMOOZ.*

*Ces remerciements ne seraient pas complets si je ne citais pas les personnes qui ont eu à supporter tous les hauts et les bas qui se sont succédés tout au long de la thèse. Je pense surtout à mon épouse Bouchra sans qui je n'aurai pas pu traverser ces trois ans. Qu'elle trouve ici l'expression de mon amour profond et de ma reconnaissance.*

*Enfin, j'adresse tous mes remerciements à mes parents, tout particulièrement ma mère et mon frère Ayman, pour leur aide précieuse, leur support moral et leur compréhension durant les trois ans, et voici le fruit de mon travail, à eux je l'offre et à tous mes amis.*

# Table des matières

INTRODUCTION GÉNÉRALE .....	1
-----------------------------	---

<p style="text-align: center;"><b>PRÉMIÈRE PARTIE</b> <b>ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE</b></p>
--

**CHAPITRE I :**  
**GÉNÉRALITÉS SUR LES SOLS GONFLANTS**

<b>I.1- INTRODUCTION .....</b>	<b>5</b>
<b>I.2- ASPECTS MICROSTRUCTURAUX DES SOLS GONFLANTS .....</b>	<b>6</b>
I.2.1- Introduction .....	6
I.2.2- Structure minéralogique des argiles .....	6
I.2.3- Interactions physico-chimiques entre l'eau et l'argile .....	8
I.2.3.1- <i>Les différents types d'eau autour du feuillet</i> .....	8
I.2.3.2- <i>Interactions eau-argile</i> .....	9
I.2.4- Théorie de la double couche diffuse.....	11
I.2.5- Les principaux types d'argiles .....	12
I.2.5.1- <i>Les kaolinites</i> .....	12
I.2.5.2- <i>Les smectites</i> .....	13
I.2.5.3- <i>Les illites</i> .....	13
I.2.6- Mécanismes de gonflement des argiles .....	14
I.2.6.1- <i>Gonflements au sens physico-chimique</i> .....	14
I.2.6.2- <i>Gonflements au sens mécanique</i> .....	16
I.2.7- Évolution de la structure des argiles en fonction de différentes sollicitations .....	17
I.2.7.1- <i>Influence d'une sollicitation hydrique : humidification</i> .....	17
I.2.7.2- <i>Influence d'une sollicitation hydrique : dessiccation</i> .....	17
I.2.7.3- <i>Influence d'une sollicitation mécanique</i> .....	18
I.2.8- Influence des caractéristiques physico-chimiques sur le gonflement dans les argiles .....	18
I.2.8.1- <i>Influence de la densité de charge surfacique des particules argileuses</i> .....	18
I.2.8.2- <i>Influence de la capacité d'échange cationique et de la surface spécifique</i> .	18
I.2.8.3- <i>Influence des valences des cations</i> .....	19
I.2.9- Conclusion .....	19
<b>I.3- MESURE ET CARACTÉRISATION DU GONFLEMENT AU LABORATOIRE.....</b>	<b>19</b>
I.3.1- Introduction .....	19
I.3.2- Méthodes classiques de mesure du gonflement (Méthodes directes).....	19
I.3.2.1- <i>Méthode de gonflement libre</i> .....	21
I.3.2.2- <i>Méthode de gonflement sous charges constantes</i> .....	22
I.3.2.3- <i>Méthode de gonflement à volume constant</i> .....	23
I.3.2.4- <i>Autres méthodes</i> .....	24



1.3.2.5- Comparaisons des différentes méthodes .....	24
1.3.3- Influence de différents facteurs sur le gonflement .....	25
1.3.3.1- Influence de la composition minéralogique .....	25
1.3.3.2- Influence de l'état initial du sol .....	26
1.3.4- Modèles de calcul du gonflement (Méthodes indirectes).....	29
1.3.4.1- Formules empiriques.....	30
1.3.4.2- Modèle de Low, 1980.....	30
1.3.5- Conclusion.....	32

<b>I.4- COMPORTEMENT HYDROMÉCANIQUE DES SOLS GONFLANTS NON SATURÉS .....</b>	<b>32</b>
I.4.1- Introduction .....	32
I.4.2- Comportement volumique des matériaux gonflants lors d'une variation de succion.....	33
I.4.3- Comportement volumique des matériaux gonflants lors d'un chargement mécanique .....	37
I.4.4- Influence des cycles de succion sur le gonflement.....	42
I.4.5- Influence du chemin de contrainte sur les déformations .....	47
I.4.6- Conclusion.....	47

## CHAPITRE II :

### MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DES SOLS NON SATURÉS

<b>II.1- INTRODUCTION .....</b>	<b>49</b>
<b>II.2- MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DES SOLS NON SATURÉS PEU GONFLANTS .....</b>	<b>49</b>
II.2.1- Hypothèse des contraintes effectives en sol non saturé .....	50
II.2.2- Approche en variables indépendantes et notion de surface d'état .....	51
II.2.3- Modèle élastoplastique de Barcelone pour les sols non saturés non expansifs ( <i>BBM</i> ).....	53
II.2.3.1- Modèle sous chargement isotrope .....	53
II.2.3.2- Extension du modèle aux états de contraintes déviatoriques.....	59
II.2.3.3- Avantages et limites du modèle <i>BBM</i> .....	62
II.2.4- Inclusion du volume d'eau spécifique ou du degré de saturation comme 4 <sup>ème</sup> variable d'état.....	63
II.2.5- Prise en compte de la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention dans la modélisation élastoplastique.....	70
II.2.5.1- Exemples de l'influence de la boucle d'hystérésis .....	70
II.2.5.2- Modèle de Wheeler et al. (2003).....	73
<b>II.3- MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DES SOLS GONFLANTS NON SATURÉS .....</b>	<b>79</b>
II.3.1- Modèle de Barcelone pour les sols gonflants non saturés ( <i>BExM</i> ) .....	79
II.3.1.1- Description du modèle .....	79
II.3.1.2- Formulation du modèle.....	82
II.3.1.3- Chemins d'humidification / drainage.....	86
II.3.1.4- Extension du modèle aux états de contraintes déviatoriques.....	87
II.3.1.5- Détermination des paramètres du modèle .....	88
II.3.1.6- Performances et limites du modèle <i>BExM</i> .....	92
II.3.2- Modèle de comportement hydromécanique des sols gonflants fortement compactés (Cui et al., 1998 ; Yahia-Aïssa, 1999).....	94

II.3.2.1- Présentation générale .....	94
II.3.2.2- Formulations mécaniques et hydriques des variations de volume .....	95
II.3.2.3- Fonctionnement du modèle.....	97
II.3.2.4- Détermination des paramètres du modèle .....	98
II.3.2.5- Conclusion .....	98
<b>II.4- CONCLUSION .....</b>	<b>99</b>

<p><b>DEUXIÈME PARTIE</b></p> <p><b>MODÉLISATION DES SOLS GONFLANTS NON SATURÉS</b></p> <p><b>DANS <i>CODE_BRIGHT</i></b></p>
---

**CHAPITRE III :**

**IMPLANTATION DU MODÈLE *BExM* DANS LE CODE DE CALCUL**

***CODE\_BRIGHT***

<b>III.1- INTRODUCTION .....</b>	<b>101</b>
<b>III.2- DESCRIPTION DU CODE DE CALCUL UTILISÉ : <i>CODE_BRIGHT</i> .....</b>	<b>101</b>
III.2.1- Introduction .....	102
III.2.2- Exemples d'applications .....	102
III.2.2.1- Simulations d'un tube épais homogène soumis à une pression interne <i>p</i> .....	101
III.2.2.2- Simulation des essais œdométriques à succion imposée sur un sol non gonflant ( <i>limon de Jossigny</i> ) .....	104
<b>III.3- IMPLANTATION DU MODELE <i>BEXM</i> DANS LE CODE DE CALCUL</b>	
<b><i>CODE_BRIGHT</i> .....</b>	<b>108</b>
III.3.1- Notions de plasticité .....	109
III.3.1.1- Notion de surface de charge .....	109
III.3.1.2- Notion de règle d'écoulement.....	109
III.3.2- Formalisme mathématique de l'élastoplasticité des sols non saturés .....	110
III.3.3- Description des méthodes de résolution numérique.....	113
III.3.3.1- Généralités sur la méthode de résolution.....	113
III.3.3.2- Principe de la résolution par un processus itératif.....	113
III.3.3.3- Algorithme de résolution en comportement non linéaire .....	114
III.3.3.4- Expression de la matrice de rigidité tangente.....	115
III.3.3.5- Méthode d'intégration numérique de la relation élastoplastique contrainte-déformation.....	116
III.3.4- Détermination de la fonction de charge "F" du modèle <i>BExM</i> .....	121
III.3.4.1- Première approche : surface de charge unique .....	122
III.3.4.2- Deuxième approche : surfaces de charge réelles .....	123
III.3.4.3- Équation de la fonction de charge dans l'espace ( <i>p*, q, s</i> ) .....	131
III.3.4.4- Calculs des dérivées de la fonction <i>F</i> .....	134
<b>III.4- VALIDATION THÉORIQUE DU MODÈLE ET DES PROCÉDURES</b>	
<b>NUMÉRIQUES IMPLANTÉES DANS LE CODE .....</b>	<b>135</b>
III.4.1- Introduction .....	135
III.4.2- Test du chargement mécanique.....	137

III.4.3- Test hydrique.....	138
III.4.4- Test hydromécanique.....	139
III.4.5- Test de dépassement de deux surfaces de charge en même temps .....	141
<b>III.5- CONCLUSION .....</b>	<b>142</b>
<b>CHAPITRE IV :</b>	
<b>PRISE EN COMPTE DES INCERTITUDES DES PARAMÈTRES DU</b>	
<b>MODÈLE <i>BExM</i></b>	
<b>IV.1- INTRODUCTION.....</b>	<b>143</b>
<b>IV.2- LES INCERTITUDES EN GÉOTECHNIQUE .....</b>	<b>144</b>
IV.2.1- Incertitudes sur les paramètres géotechniques des sols .....	144
<i>IV.2.1.1- Variabilité spatiale.....</i>	<i>145</i>
<i>IV.2.1.2- Incertitudes sur les mesures et les estimations des paramètres.....</i>	<i>145</i>
IV.2.2- Incertitudes sur les sollicitations et les conditions aux limites .....	145
IV.2.3- Incertitudes sur la méthode de calcul et le choix du modèle .....	146
IV.2.4- Conclusion .....	146
<b>IV.3- MODÉLISATION DE LA VARIABILITÉ SPATIALE .....</b>	<b>146</b>
IV.3.1- Modélisation par variables aléatoires .....	146
IV.3.2- Modélisation par champs stochastiques .....	147
<i>IV.3.2.1- Définitions et description usuelle .....</i>	<i>147</i>
<i>IV.3.2.2- Discrétisation des champs stochastiques .....</i>	<i>148</i>
<i>IV.3.2.3- Limitations des modélisations par champs stochastiques.....</i>	<i>149</i>
IV.3.3- Conclusion .....	149
<b>IV.4- MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS STOCHASTIQUE (<i>MEFS</i>).....</b>	<b>150</b>
IV.4.1- Introduction .....	150
IV.4.2- Principe de la méthode des éléments finis stochastique.....	151
IV.4.3- La méthode du premier Ordre - Seconds Moments ( <i>FOSM</i> ) .....	151
<i>IV.4.3.1- Application de la méthode FOSM en élasticité linéaire</i> <i>(Cambou, 1977).....</i>	<i>153</i>
<i>IV.4.3.2- Application de la méthode FOSM en présence de non-linéarités</i> <i>géométriques et mécaniques.....</i>	<i>154</i>
IV.4.4- Conclusion .....	156
<b>IV.5- PRÉSENTATION DU PROGRAMME D'ANALYSE DES INCERTITUDES.....</b>	<b>156</b>
IV.5.1- Présentation du programme <i>CB_FOSM</i> .....	157
<i>IV.5.1.1- Application de la méthode du rapport polynomial .....</i>	<i>157</i>
<i>IV.5.1.2- Application de la méthode FOSM .....</i>	<i>158</i>
<i>IV.5.1.3- Fonctionnement du programme CB_FOSM.....</i>	<i>158</i>
IV.5.2- Conclusion .....	160
<b>IV.6- PRISE EN COMPTE DES INCERTITUDES SUR LA CONNAISSANCE DES</b> <b>PARAMÈTRES DU MODÈLE ÉLASTOPLASTIQUE <i>BExM</i> .....</b>	<b>161</b>
IV.6.1- Limitations de la méthode des éléments finis stochastique en élastoplasticité .....	161
IV.6.2- Étude paramétrique et stochastique .....	161
<i>IV.6.2.1- Étude de sensibilité.....</i>	<i>163</i>
<i>IV.6.2.2- Étude stochastique .....</i>	<i>174</i>

<b>V.7- CONCLUSION .....</b>	<b>176</b>
------------------------------	------------

**CHAPITRE V :  
APPLICATIONS DU MODÈLE BExM**

<b>V.1- INTRODUCTION.....</b>	<b>179</b>
-------------------------------	------------

<b>V.2- APPLICATIONS DU MODÈLE BExM AUX SIMULATIONS D'ESSAIS OEDOMÉTRIQUES À SUCCION CONTRÔLÉE.....</b>	<b>179</b>
---	------------

V.2.1- Simulations des essais expérimentaux de Cuisinier (2002).....	179
V.2.1.1- <i>L'étude expérimentale</i> .....	179
V.2.1.2- <i>Détermination des paramètres du modèle BExM</i> .....	183
V.2.1.3- <i>Résultats des simulations</i> .....	185
V.2.2- Simulation des essais expérimentaux de Lloret <i>et al.</i> , (2003).....	186
V.2.2.1- <i>L'étude expérimentale</i> .....	186
V.2.2.2- <i>Paramètres du modèle BExM</i> .....	188
V.2.2.3- <i>Résultats des simulations</i> .....	188
V.2.3- Simulation des essais expérimentaux de Romero (1999).....	190
V.2.3.1- <i>Description des essais modélisés</i> .....	190
V.2.3.2- <i>Paramètres du modèle BExM</i> .....	191
V.2.3.3- <i>Résultats des simulations</i> .....	192
V.2.4- Conclusion .....	192

<b>V.3- APPLICATIONS DU MODÈLE BExM AUX SIMULATIONS DES PROBLÈMES PRATIQUES .....</b>	<b>193</b>
---	------------

V.3.1- Application au stockage de déchets radioactifs en couches géologiques profondes .....	193
V.3.1.1- <i>Introduction</i> .....	193
V.3.1.2- <i>Caractérisation du massif hôte et du remblai</i> .....	195
V.3.1.3- <i>Le modèle et les conditions initiales et aux limites</i> .....	199
V.3.1.4- <i>Résultats des simulations</i> .....	203
V.3.1.5- <i>Conclusion</i> .....	214
V.3.2- Application à une fondation superficielle reposant sur un sol gonflant.....	215
V.3.2.1- <i>Introduction</i> .....	215
V.3.2.2- <i>Caractéristiques de la fondation</i> .....	216
V.3.2.3- <i>Caractéristiques du massif de sol</i> .....	216
V.3.2.4- <i>Le modèle et les conditions initiales et aux limites</i> .....	217
V.3.2.5- <i>Résultats des simulations</i> .....	222
V.3.2.6- <i>Conclusion</i> .....	225

<b>CONCLUSION GÉNÉRALE.....</b>	<b>227</b>
---------------------------------	------------

<b>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>231</b>
--	------------

<b>ANNEXES .....</b>	<b>245</b>
----------------------	------------



# Liste des figures

Figure I.1 - Couches tétraédrique et octaédriques typiques des argiles (Mitchell, 1993) .....	7
Figure I.2 - Structure des feuillets de kaolinite et de montmorillonite (Mitchell, 1993).....	7
Figure I.3 - Différents niveaux structuraux des sols gonflants (Gens et Alonso, 1992) .....	8
Figure I.4 - Liaisons possibles de l'eau interfoliaire (Morel, 1996).....	10
Figure I.5 - Mécanisme d'adsorption de l'eau sur les surfaces argileuses :	
a) Attraction par osmose, b) Attraction dipolaire (Mitchell, 1993) .....	11
Figure I.6 - Schéma présentant les différentes origines du gonflement (Gens et Alonso, 1992).....	16
Figure I.7 - Représentation schématique du fractionnement des particules lors de l'hydratation (Saiyouri, 1996).....	17
Figure I.8 - Méthode de gonflement libre à l'appareil œdométrique et triaxial.....	21
Figure I.9 - Gonflement libre puis rechargement avant et après la consolidation primaire (Guiras-Skandaji, 1996) .....	21
Figure I.10 - Méthode de gonflement sous différentes charges à l'appareil œdométrique et triaxial.....	22
Figure I.11 - Déformations axiales en fonction de la charge verticale pour deux chemins d'humidifications (Guiras-Skandaji, 1996) .....	22
Figure I.12 - Méthode de gonflement à volume constant.....	23
Figure I.13 - Hydratation d'échantillons de FoCa compactés, à gonflement empêché à différentes contraintes verticales initiales (Yahia-Aïssa, 1999) .....	24
Figure I.14 - Le potentiel et la pression de gonflement en fonction du pourcentage de bentonite (Tabani, 1999).....	25
Figure I.15 - Influence de la teneur en eau initiale sur la pression de gonflement mesurée par la méthode de gonflement libre ( $\gamma_{dmoy} = 14,5 \text{ kN/m}^3$ ) (Guiras-Skandaji, 1996).....	26
Figure I.16 - Évolution du taux de gonflement final en fonction de la teneur en eau initiale pour la bentonite compactée à un poids volumique sec de $14,5 \text{ kN/m}^3$ (Guiras-Skandaji, 1996).....	27
Figure I.17 - Relation entre le taux de gonflement maximum et le poids volumique sec initial (Komine et Ogata, 1994).....	27
Figure I.18 - Influence de la densité sèche initiale sur la pression de gonflement (Komine et Ogata, 1994).....	28
Figure I.19 - Influence de la densité sèche initiale et du pourcentage de bentonite sur la pression de gonflement (Xu <i>et al.</i> , 2003).....	28
Figure I.20 - Influence de la succion initiale et du mode de compactage sur le potentiel de gonflement (Mou et Chu, 1983) .....	29
Figure I.21 - Variation de l'indice des vides en fonction de la succion pour un échantillon d'argile de Boom sous contrainte verticale constante de 5,5 MPa (Robinet <i>et al.</i> , 1997) .....	33
Figure I.22 - Comportement d'une pâte d'argile plastique FoCa lors d'un cycle de drainage- humidification (Fleureau <i>et al.</i> , 2002).....	33
Figure I.23 - Variation de l'indice des vides avec la succion lors d'un cycle séchage-humidification d'échantillons compactés sous différentes pressions de consolidation (Pakzad, 1995).....	34
Figure I.24 - Évolution de l'indice des vides de l'argile gonflante FoCa fortement compactée au cours d'un cycle d'humidification-séchage sous contrainte nulle (Yahia-Aïssa, 1999).....	34
Figure I.25 - Variations de volume d'une argile gonflante lors de cycles d'humidification- dessiccation réalisés sous différentes charges verticales constantes (Alonso <i>et al.</i> , 1995).....	35
Figure I.26 - Variations de volume spécifique d'une argile non gonflante (kaolin) lors de cycles d'humidification-dessiccation réalisés sous une contrainte isotrope de 50 kPa (Buisson, 2003) ....	36
Figure I.27 - Variation de l'indice des vides d'une argile gonflante fortement compactée au cours de cycles d'humidification-dessiccation sous contraintes verticales constantes (Yahia-Aïssa, 1999) .....	37
Figure I.28 - Essais de compressions cycliques sur des argiles saturées (Bélanteur <i>et al.</i> , 1997) .	37
Figure I.29 - Évolution de l'indice des vides avec la contrainte appliquée lors d'un cycle mécanique sur des échantillons d'argile a) FoCa compactée (Yahia-Aïssa, 1999) et b) Bavent saturée (Alshihabi, 2002) .....	38
Figure I.30 - Variations volumiques lors de cycles charge-décharge à l'œdomètre à succion contrôlée (Delage et Howat, 1993) .....	39

Figure I.31 - Évolution de l'indice des vides lors du cycle chargement-déchargement-rechargement à suctions contrôlées sur une argile gonflante FoCa fortement compactée (Yahia-Aïssa, 1999) ..	40
Figure I.32 - Évolution des courbes œdométriques en fonction de la succion (Guiras-Skandaji, 1996).....	40
Figure I.33 - Effet de la succion sur le comportement mécanique de l'argile de Bavent (Alshihabi, 2002).....	41
Figure I.34 - Courbes de compressibilité en fonction de la succion appliquée (Cuisinier, 2002) :	
a) œdomètre osmotique, b) œdomètre à solutions salines .....	42
Figure I.35 - Variation de $\lambda(s)$ avec la succion (Cuisinier, 2002) .....	42
Figure I.36 - Évolution des propriétés du gonflement avec le nombre de cycles hydriques sur six sols intacts (Al-Hamoud <i>et al.</i> , 1995).....	43
Figure I.37- Essai de gonflement-retrait sur un sol intact (Dif et Bluemel, 1991).....	43
Figure I.38 - Essai de cycles humidification-séchage sur l'argile de Bavent compactée du côté humide de l'optimum (Alshihabi, 2002).....	43
Figure I.39 - Essais de gonflement-retrait réalisés sur un silt argileux compacté du côté humide de l'optimum (Day, 1994).....	44
Figure I.40 - Essais de gonflement-retrait sur un mélange de quartz et montmorillonite :	
a) compactage du côté sec ( $w = 10\%$ ), b) compactage du côté humide ( $w = 30\%$ ), Day (1995) ...	44
Figure I.41 - Exemple d'accumulation des déformations dû aux cycles de succion (Alonso <i>et al.</i> , 1999) : a) accumulation de déformation d'expansion, b) accumulation de déformation de compression.....	45
Figure I.42 - Influence de la pression de surcharge sur les déformations verticales (Tripathy <i>et al.</i> , 2002).....	45
Figure I.43 - Influence des conditions initiales (Tripathy <i>et al.</i> , 2002).....	46
Figure I.44 - Influence de l'indice des vides initiale sur la variation de l'indice des vides après 4 cycles d'humidification-séchage sur un sol gonflant de l'Inde (Subba Rao <i>et al.</i> , 2000) .....	46
Figure I.45 - Influence du chemin de contrainte sur les déformations :	
a) chemins suivis ; b) variations de l'indice des vides (Cuisinier, 2002) .....	47
Figure II.1 - Surfaces d'état pour un mélange de silice et de kaolin sous des conditions de chargement isotrope :a) en terme d'indice des vides ; b) en terme de degré de saturation (Matyas & Radhakrishna, 1968) .....	52
Figure II.2 - Le modèle BBM sous chargement isotrope : a) réponse volumique lors de compression à succion contrôlée ; b) définition des surfaces de charge sur le plan ( $p^*, s$ ) (Alonso <i>et al.</i> , 1987).....	53
Figure II.3 - Effondrement représenté par le modèle de BBM (Alonso <i>et al.</i> , 1987).....	54
Figure II.4 - Couplages entre SI et LC (Alonso <i>et al.</i> , 1987).....	55
Figure II.5 - Procédure proposée par Wheeler <i>et al.</i> pour déterminer $p_c$ (Wheeler <i>et al.</i> , 2002).....	56
Figure II.6 - Représentations tridimensionnelles des surfaces de charge dans l'espace ( $p^*, q, s$ ) (Alonso <i>et al.</i> , 1990).....	59
Figure II.7 - Projection des surfaces de charge dans les plans ( $p^*, q$ ) et ( $p^*, s$ ) (Alonso <i>et al.</i> , 1990).....	60
Figure II.8 - Indépendance de la pente de la ligne d'état critique :	
a) du chemin de chargement ; b) de la valeur de la succion (Wheeler et Sivakumar, 1995).....	60
Figure II.9 - Surface de charge du limon de Jossigny compacté non saturé (Cui, 1993) .....	62
Figure II.10 - Surface de charge elliptique inclinée (Cui et Delage, 1996).....	62
Figure II.11 - Forme typique de la fonction $f(s)$ (Gallipoli <i>et al.</i> , 2003a) .....	65
Figure II.12 - Relation entre le rapport $e/e_s$ et la variable $\xi$ lors d'un chargement isotrope à succion constante (Gallipoli <i>et al.</i> , 2003a) : a) données expérimentales de Sharma (1998) ; b) données expérimentales de Sivakumar (1993) .....	65
Figure II.13 - Extension de l'équation (II.52) pour des états de contraintes déviatoriques (Gallipoli <i>et al.</i> , 2003a) : a) comparaison entre les indices des vides expérimentaux et ceux prédits par l'équation (II.52) (essais triaxiaux réalisés par Sivakumar, 2003 et Wheeler & Sivakumar, 2000) ; b) relation entre le rapport $e/e_s$ et la variable $\xi$ lors d'un chargement déviatorique (essais triaxiaux réalisés par Toll, 1990) .....	65
Figure II.14 - Dérivation de la surface de charge dans le plan isotropique : a) variation de l'indice des vides ; b) surface de charge dans le plan ( $\ln p'' - \xi$ ) (Gallipoli <i>et al.</i> , 2003a).....	66
Figure II.15 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques de trois essais de chargement isotropique à succion contrôlée (Gallipoli <i>et al.</i> , 2003a) .....	68

Figure II.16 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques des cycles d'humidification-séchage sous contraintes isotropiques nettes constantes (Gallipoli <i>et al.</i> , 2003a).....	69
Figure II.17 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques de deux essais de chargement isotropique à succion contrôlée (données expérimentales de Sharma, 1998) (Gallipoli <i>et al.</i> , 2003a).....	69
Figure II.18 - Boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau (Wheeler <i>et al.</i> , 2003) .....	70
Figure II.19 - Cycle d'humidification-dessiccation sous une contrainte isotrope nette de 10 kPa réalisé sur un mélange de bentonite- kaolin compacté : a) volume spécifique, b) degré de saturation (Sharma, 1998) .....	71
Figure II.20 - Influence du cycle d'humidification-dessiccation sur le comportement mécanique lors d'un chargement isotrope : a) volume spécifique, b) degré de saturation (Sharma, 1998) .....	72
Figure II.21 - Comportement du mélange bentonite-kaolin lors d'un chargement isotrope à succion constante : a) volume spécifique, b) degré de saturation (Sharma, 1998) .....	72
Figure II.22 - La surface de charge <i>LC</i> : a) mouvement direct provoqué par le dépassement de la surface de charge <i>LC</i> , b) mouvement couplé de la courbe <i>LC</i> provoqué par un changement plastique du degré de saturation (Wheeler <i>et al.</i> , 2003).....	74
Figure II.23 - Représentation de la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau comme un processus élastoplastique (Wheeler <i>et al.</i> , 2003).....	75
Figure II.24 - Surfaces de charge <i>SI</i> et <i>SD</i> : a) mouvement direct provoqué par le dépassement de la surface de charge <i>SI</i> , b) mouvement couplé provoqué par une déformation volumique plastique (Wheeler <i>et al.</i> , 2003) .....	75
Figure II.25 - Influence de la déformation volumique plastique sur les courbes primaires de séchage et d'humidification (Wheeler <i>et al.</i> , 2003).....	76
Figure II.26 - Surfaces de charge <i>LC</i> , <i>SI</i> et <i>SD</i> : a) pour des états de contraintes isotropes, b) pour des états de contraintes déviatoriques (Wheeler <i>et al.</i> , 2003).....	77
Figure II.27 - Surfaces de charge du modèle <i>BExM</i> (Alonso <i>et al.</i> , 1999).....	81
Figure II.28 - Couplage entre macrostructure et microstructure (Gens et Alonso, 1992) .....	82
Figure II.29 - Couplage entre les différentes surfaces de charge du modèle <i>BExM</i> : a) cas d'un séchage, b) cas d'une humidification, c) cas d'un chargement mécanique (Gens et Alonso, 1992).....	85
Figure II.30 - Forme typique des fonctions de couplage $f_i$ et $f_d$ (Alonso <i>et al.</i> , 1999).....	86
Figure II.31 - Représentation tridimensionnelle des surfaces de charge dans l'espace ( $p^*$ , $q$ , $s$ ) .....	87
Figure II.32 - Projection des surfaces de charge dans les plans ( $p^*$ , $q$ ) et ( $p^*$ , $s$ ).....	88
Figure II.33 - Détermination des paramètres $\lambda(0)$ et $p_o^*$ .....	89
Figure II.34 - Variation de l'indice des vides avec la contrainte nette en fonction de la succion pour des chemins de chargement/déchargement.....	90
Figure II.35 - Détermination du paramètre $\kappa_s$ .....	90
Figure II.36 - Influence du chemin de contrainte suivi sur la pente de compression vierge (Sharma, 1998).....	93
Figure II.37 - Représentation schématique du comportement hydromécanique des sols gonflants fortement compactés (Yahia-Aïssa, 1999).....	95
Figure II.38 - Schématisation de la courbe CSC (Yahia-Aïssa, 1999).....	95
Figure II.39 - Fonctionnement du modèle lors d'une compression à succion contrôlée (Yahia-Aïssa, 1999).....	98
Figure II.40 - Fonctionnement du modèle lors d'une hydratation sous charge (Yahia-Aïssa, 1999) .....	98
Figure III.1 - Dimensions du tube et chargement appliqué .....	103
Figure III.2 - Variation des déplacements radiaux en fonction du rayon du tube.....	103
Figure III.3 - Variation des contraintes radiales en fonction du rayon du tube.....	104
Figure III.4 - Variation des contraintes tangentielles en fonction du rayon du tube .....	104
Figure III.5 - Chemins de contrainte suivis dans les essais de Vicol (1990).....	105
Figure III.6 - Variations de l'indice des vides avec la contrainte verticale pour les essais E18, E19, E20, E21 et E22 (Vicol, 1990).....	105
Figure III.7 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour l'essai E18.....	107
Figure III.8 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour l'essai E19.....	107



Figure III.9 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour l'essai E20.....	108
Figure III.10 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour l'essai E21.....	108
Figure III.11 - Résolution classique $\Delta\lambda_i = 0$ .....	114
Figure III.12 - Algorithme de résolution en comportement non-linéaire, où $B$ représente la matrice des dérivées des fonctions d'interpolation, $\sigma_i^j$ le tenseur des contraintes à l'itération $i$ et de l'incrément $j$ et $\Omega$ le maillage.....	115
Figure III.13 - Approche de trois surfaces de charge du modèle par une surface unique .....	122
Figure III.14 - Valeurs positives et négatives de trois fonctions $F_{SD}$ , $F_{SI}$ et $F_{LC}$ .....	123
Figure III.15 - Dépassement de deux surfaces de charge $SI$ et $LC$ en même temps.....	124
Figure III.16 - Dépassement de deux surfaces de charge $SD$ et $LC$ en même temps .....	125
Figure III.17 - Algorithme de résolution adopté pour calculer la portion de contrainte et la succion qui produisent purement des déformations élastiques .....	127
Figure III.18 - Détermination des coordonnées du point C pour le calcul de la portion de contrainte et la succion qui produisent purement des déformations élastiques .....	128
Figure III.19 - Détermination des déformations volumiques plastiques dues à l'activation de chaque surface de charge dans le cas de dépassement de deux surfaces de charge en même temps ...	129
Figure III.20 - Correction après écrouissage de la surface de charge $SI$ .....	130
Figure III.21 - Correction après écrouissage de la surface de charge $SD$ .....	131
Figure III.22 - Correction après écrouissage de la surface de charge $LC$ .....	131
Figure III.23 - Projection de l'état de contrainte dans le plan $(p^*,s)$ .....	132
Figure III.24 - Projection des fonctions de charge dans le plan $(p^*,s)$ .....	132
Figure III.25 - Calcul de la longueur de l'axe de l'ellipse selon l'axe $q$ .....	134
Figure III.26 - Surfaces de charge du modèle $BExM$ correspondantes aux paramètres utilisés pour la validation.....	136
Figure III.27 - Fonctions de couplages correspondant aux paramètres utilisés pour la validation	137
Figure III.28 - Chemins de contrainte suivis dans le test mécanique.....	137
Figure III.29 - Courbe de compressibilité de l'essai œdométrique simulé .....	138
Figure III.30 - Chemins de contrainte suivis dans le test hydrique .....	139
Figure III.31 - Variations de l'indice des vides au cours du cycle hydrique simulé .....	139
Figure III.32 - Chemins de contrainte suivis et écrouissage des différentes surfaces de charge dans le test hydromécanique .....	140
Figure III.33 - Courbe de compressibilité de l'essai simulé.....	140
Figure III.34 - Chemins de contrainte suivis et écrouissage des différentes surfaces de charge dans le test de dépassement de deux surfaces de charge en même temps.....	141
Figure III.35 - Courbe de compressibilité de l'essai simulé.....	142
Figure IV.1 - Fonctionnement d'ensemble de la méthode et du programme $CB\_FOSM$ .....	159
Figure IV.2 - Chemins de contrainte suivis dans le premier essai .....	163
Figure IV.3 - Chemins de contrainte suivis dans le second essai.....	164
Figure IV.4 - Influence du paramètre $\kappa$ sur la courbe de compressibilité.....	166
Figure IV.5 - Influence du paramètre $\lambda(0)$ sur la courbe de compressibilité .....	166
Figure IV.6 - Influence du paramètre $r$ sur la courbe de compressibilité .....	166
Figure IV.7 - Influence du paramètre $\beta$ sur la courbe de compressibilité.....	167
Figure IV.8 - Influence du paramètre $p_0^*$ sur la courbe de compressibilité .....	167
Figure IV.9 - Influence du paramètre $p_c$ sur la courbe de compressibilité.....	167
Figure IV.10 - Influence du paramètre $M$ sur la courbe de compressibilité.....	168
Figure IV.11 - Influence du paramètre $k$ sur la courbe de compressibilité .....	168
Figure IV.12 - Influence du paramètre $\kappa_s$ sur les variations de l'indice des vides au cours du cycle hydrique .....	168
Figure IV.13 - Influence du paramètre $s_0$ sur les variations de l'indice des vides au cours du cycle hydrique .....	169
Figure IV.14 - Influence du paramètre $km$ sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écrouissage.....	170
Figure IV.15 - Influence du paramètre $e_m$ sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écrouissage.....	171

Figure IV.16 - Influence du paramètre $f_{I0}$ sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroûissage.....	171
Figure IV.17 - Influence du paramètre $f_{II}$ sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroûissage.....	171
Figure IV.18 - Influence du paramètre $n_I$ sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroûissage.....	172
Figure IV.19 - Influence du paramètre $f_{D0}$ sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroûissage.....	172
Figure IV.20 - Influence du paramètre $f_{DI}$ sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroûissage.....	172
Figure IV.21 - Influence du paramètre $n_D$ sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroûissage.....	173
Figure IV.22 - Coefficient de variation d'indice des vides en fonction de la charge appliquée .....	176
Figure V.1 - Œdomètre à succion contrôlée par la méthode osmotique (Cuisinier, 2002) .....	180
Figure V.2 - Œdomètre à succion contrôlée par solutions salines (Cuisinier,2002) .....	181
Figure V.3 - Chemins de contrainte suivis .....	182
Figure V.4 - Compressibilité en fonction de la succion appliquée : a) œdomètre osmotique, b) œdomètre à solutions salines (Cuisinier, 2002) .....	182
Figure V.5 - Variation de la pression de préconsolidation avec la succion (Cuisinier, 2002) .....	183
Figure V.6 - Ajustement de la variation de $\lambda(s)$ avec la succion .....	183
Figure V.7 - Ajustement de la variation de $\kappa(s)$ avec la succion .....	184
Figure V.8 - Essai SDL1 : a) Chemins de contrainte suivis, b) Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation déduite par le modèle.....	185
Figure V.9 - Essai SDL4 : a) Chemins de contrainte suivis, b) Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation déduite par le modèle.....	185
Figure V.10 - Essai SWL1 : a) Chemins de contrainte suivis, b) Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation déduite par le modèle.....	186
Figure V.11 - Schéma de l'œdomètre utilisé par Lloret <i>et al.</i> , (2003) dans la gamme de forte succion (entre 3 et 550 MPa) (Esteban, 1990) .....	187
Figure V.12 - Chemins de contrainte suivis (Lloret <i>et al.</i> , 2003).....	187
Figure V.13 - Résultats expérimentaux de Lloret <i>et al.</i> (2003) : a) Variation de l'indice des vides en fonction de la charge appliquée, b) Variation de l'indice des vides en fonction de la succion.....	188
Figure V.14 - Chemins de contrainte suivis au cours des essais S1 et S5.....	189
Figure V.15 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique de l'essai S1 et S5 .....	189
Figure V.16 - Écroûissage de la surface de charge $LC$ dans le test S5 dû à l'activation de la surface $SD$ .....	190
Figure V.17 - Chemins de contrainte suivis au cours des essais simulés .....	191
Figure V.18 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique de l'essai E1.....	192
Figure V.19 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique de l'essai E2.....	192
Figure V.20 - Schéma de principe du concept multi-barrière, en vue du stockage des déchets radioactifs.....	193
Figure V.21 - Schéma représentatif d'un site de stockage souterrain des déchets radioactifs .....	194
Figure V.22 - Ajustement de la courbe de rétention de l'argilite de l'Est par le modèle de Van Genuchten .....	196
Figure V.23 - Schéma d'un serrement en galerie (Coyne et Bellier, 1999) .....	197
Figure V.24 - Ajustement de la courbe de rétention de la bentonite par le modèle de Van Genuchten .....	198
Figure V.25 - Géométrie du modèle utilisé .....	199
Figure V.26 - Maillage du modèle utilisé.....	199
Figure V.27 - Schéma du phasage envisagé.....	201
Figure V.28 - Conditions initiales et aux limites du modèle .....	202
Figure V.29 - Composantes principales du champ de contraintes à l'issue du creusement sur la face inférieure du modèle (limite A) .....	203

Figure V.30 - Composantes principales du champ de contraintes à l'issue du creusement sur la face latérale gauche du modèle (limite B).....	204
Figure V.31 - Composantes principales du champ de contraintes à l'issue du creusement sur la face inférieure du modèle (limite A) dans le cas où $g = 0$ .....	204
Figure V.32 - Composantes principales du champ de contraintes à l'issue du creusement sur la face latérale gauche du modèle (limite B) dans le cas où $g = 0$ .....	205
Figure V.33 - Évolution spatiale de la pression interstitielle pendant la phase de desaturation ...	206
Figure V.34 - Évolution spatiale de la saturation en liquide pendant la phase de desaturation.....	206
Figure V.35 - Évolution spatiale des contraintes orthoradiale et radiale sur la face inférieure du modèle (limite A) pendant la phase de desaturation.....	207
Figure V.36 - Évolution spatiale des contraintes orthoradiale et radiale sur la face latérale gauche du modèle (limite B) pendant la phase de desaturation.....	207
Figure V.37 - Évolution spatiale de la pression interstitielle sur la limite inférieure de la galerie pendant la phase de resaturation .....	208
Figure V.38 - Évolution spatiale de la pression interstitielle sur la limite latérale gauche de la galerie pendant la phase de resaturation.....	208
Figure V.39 - Évolution spatiale de la saturation en liquide sur la limite inférieure de la galerie pendant la phase de resaturation .....	209
Figure V.40 - Évolution spatiale de la saturation en liquide sur la limite latérale gauche de la galerie pendant la phase de resaturation .....	209
Figure V.41 - Évolution en fonction du temps de la pression interstitielle en deux points de la galerie .....	209
Figure V.42 - Évolution spatiale de la contrainte orthoradiale sur la face inférieure du modèle (limite A).....	210
Figure V.43 - Évolution spatiale de la contrainte radiale sur la face inférieure du modèle (limite A).....	210
Figure V.44 - Évolution spatiale des contraintes orthoradiale et radiale sur la face latérale gauche du modèle (limite B).....	211
Figure V.45 - Évolution de la pression de gonflement au cours du temps en deux points de la galerie .....	212
Figure V.46 - Évolution de l'indice des vides au cours du temps en deux points de la galerie.....	212
Figure V.47 - Évolution spatiale de la contrainte orthoradiale sur la face inférieure du modèle (limite A) où le matériau de la galerie est représenté par le modèle <i>BBM</i> .....	213
Figure V.48 - Évolution spatiale de la contrainte radiale sur la face inférieure du modèle (limite A) où le matériau de la galerie est représenté par le modèle <i>BBM</i> .....	213
Figure V.49 - Évolution de la pression de gonflement au cours du temps en deux points de la galerie pour les deux modèles <i>BBM</i> et <i>BExM</i> .....	213
Figure V.50 - Géométrie de la fondation.....	216
Figure V.51 - Géométrie du modèle utilisé .....	218
Figure V.52 - Maillage du modèle utilisé.....	219
Figure V.53 - Effet des conditions de contact sol-fondation (Bay-Gress, 2000) .....	219
Figure V.54 - Schéma du phasage envisagé.....	220
Figure V.55 - Conditions initiales du modèle : contraintes verticales.....	220
Figure V.56 - Conditions initiales du modèle : pressions interstitielles .....	221
Figure V.57 - Conditions aux limites du modèle .....	221
Figure V.58 - Évolution temporelle de la pression interstitielle pour différents points situés au niveau de la base de la fondation pendant les cinq phases de calcul .....	223
Figure V.59 - Évolution temporelle de la saturation en liquide pour différents points situés au niveau de la base de la fondation pendant les cinq phases de calcul .....	223
Figure V.60 - Évolution temporelle de la pression interstitielle pour différents points situés sous le centre de la fondation pendant les cinq phases de calcul .....	224
Figure V.61 - Évolution temporelle de la saturation en liquide pour différents points situés sous le centre de la fondation pendant les cinq phases de calcul .....	224
Figure V.62 - Évolution temporelle du déplacement vertical pour différents points situés au niveau de la base de la fondation pendant les cinq phases de calcul.....	225

# Liste des tableaux

Tableau I.1 - Caractéristiques microscopiques des principales argiles .....	14
Tableau I.2 - Influence de la hauteur des échantillons sur le gonflement (Hachichi et Fleureau, 1999).....	30
Tableau I.3 - Modèles empiriques de calcul du taux de gonflement ( $\varepsilon_g$ ) et de la pression de gonflement ( $\sigma_g$ ) .....	31
Tableau II.1 - Les différents paramètres du modèle <i>BExM</i> .....	92
Tableau III.1 - Description des chemins suivis.....	105
Tableau III.2 - Résultats des essais de Vicol (1990).....	106
Tableau III.3 - Paramètres du modèle de Barcelone <i>BBM</i> .....	107
Tableau III.4 - Les systèmes à résoudre pour le calcul des coordonnées des points A, B, C et D.....	122
Tableau III.5 - Les systèmes à résoudre pour le calcul des coordonnées des points E et F.....	133
Tableau III.6 - Paramètres du modèle <i>BExM</i> retenus pour l'exemple de validation .....	136
Tableau IV.1 - Détermination des coefficients $a_j$ par la méthode du rapport polynomial.....	156
Tableau IV.2 - Paramètres du modèle <i>BExM</i> intervenant dans le comportement mécanique.....	162
Tableau IV.3 - Paramètres du modèle <i>BExM</i> intervenant dans le comportement hydrique .....	162
Tableau IV.4 - Paramètres du modèle <i>BExM</i> intervenant dans les comportements mécanique et hydrique .....	163
Tableau IV.5 - Espérances des paramètres du modèle <i>BExM</i> utilisées dans l'étude de sensibilité .....	164
Tableau IV.6 - Les différents coefficients de variation et écarts-types des paramètres du modèle <i>BExM</i> .....	165
Tableau IV.7 - Classement des paramètres du modèle <i>BExM</i> selon leur influence sur les résultats de la modélisation.....	169
Tableau IV.8 - Classement des paramètres de lois d'érouissage du modèle <i>BExM</i> selon leur influence sur le déplacement de deux surfaces de charge <i>SI</i> et <i>SD</i> .....	174
Tableau IV.9 - Espérances, coefficients de variation et écarts-types des paramètres du modèle <i>BExM</i> utilisés dans l'étude stochastique.....	174
Tableau IV.10 - Matrice de corrélation n°1 : paramètres corrélés .....	175
Tableau IV.11 - Modélisations réalisées pour l'étude stochastique .....	175
Tableau IV.12 - Matrice de corrélation n°2 : paramètres non corrélés .....	176
Tableau V.1 - Caractéristiques des matériaux étudiés (Cuisinier, 2002).....	181
Tableau V.2 - Description des chemins suivis (méthode des solutions salines).....	182
Tableau V.3 - Description des chemins suivis (méthode osmotique) .....	182
Tableau V.4 - Paramètres du modèle <i>BExM</i> (* paramètres ajustés).....	184
Tableau V.5 - Paramètres du modèle <i>BExM</i> utilisés dans les simulations .....	188
Tableau V.6 - Description des chemins suivis au cours des essais S1 et S5.....	189
Tableau V.7 - Caractéristiques du matériau étudié (Romero, 1999) .....	190
Tableau V.8 - Paramètres du modèle <i>BExM</i> utilisés dans les simulations .....	191
Tableau V.9 - Paramètres du modèle de Van Genuchten (1980).....	196
Tableau V.10 - Paramètres caractérisant les argilites de l'Est .....	197
Tableau V.11 - Paramètres de la courbe de rétention de la bentonite .....	198
Tableau V.12 - Paramètres caractérisant la bentonite utilisée dans notre étude .....	198
Tableau V.13 - Paramètres caractérisant le béton de la fondation utilisé dans notre étude.....	216
Tableau V.14 - Paramètres caractérisant l'argile gonflante utilisée dans notre étude.....	217
Tableau V.15 - Avantages et inconvénients des modèles tridimensionnels (Bay-Gress, 2000)....	217



# Liste des principaux symboles

Symboles	Définitions	Dimensions
$T$	température absolue	[°K]
$CEC$	capacité d'échange cationique	mécq/100 g
$S_a$	surface spécifique de la particule argileuse	[L <sup>2</sup> ]
$\sigma_g$	pression de gonflement	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\varepsilon_g$	potentiel de gonflement	[-]
$C_g$	indice de gonflement	[-]
$\gamma_{di}$ ou $\gamma_{d0}$	poids volumique sec initial	[L <sup>-2</sup> .M.T <sup>-2</sup> ]
$\gamma_s$ ou $G_s$	poids volumique des grains solides	[L <sup>-2</sup> .M.T <sup>-2</sup> ]
$\gamma_w$	poids volumique de l'eau	[L <sup>-2</sup> .M.T <sup>-2</sup> ]
$w_i$	teneur en eau initiale	[-]
$w$	teneur en eau	[-]
$\theta$	teneur en eau volumique	[-]
$n_0$	porosité initiale	[-]
$K_0$	coefficient du sol au repos	[-]
$k_s$	perméabilité à l'état saturé	[LT <sup>-1</sup> ]
$H_r$	humidité relative	[-]
$S_r$	degré de saturation	[-]
$S_e$	saturation effective	[-]
$S_{res}$	degré de saturation résiduelle	[-]
$\alpha$	paramètre du modèle de Van Genuchten	[M <sup>-1</sup> .L.T <sup>2</sup> ]
$m$	paramètre du modèle de Van Genuchten	[-]
$w_L$	limite de liquidité	[-]
$w_P$	limite de plasticité	[-]
$I_p$	indice de plasticité	[-]
$u_w$	pression interstitielle de l'eau	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$u_a$	pression de l'air	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\sigma'$ ou $p'$	contrainte effective	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\sigma$ ou $p$	contrainte moyenne totale	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\sigma_v$	contrainte verticale	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\sigma_v^*$	contrainte verticale nette	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\sigma^*$ ou $p^*$	contrainte moyenne nette	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\sigma_{rr}$	contrainte radiale	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\sigma_{\theta\theta}$	contrainte tangentielle ou orthoradiale	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$e$	indice des vides	[-]
$e_a$	indice des vides d'air	[-]
$s$	succion	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$q$	contrainte déviatorique	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$v$	volume spécifique	

$p_0$	pression de préconsolidation apparente	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$p_0^*$	pression de préconsolidation sous une succion nulle	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$p_c$	pression de référence	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$p_{atm}$	pression atmosphérique	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$s_0$ et $s_h$	seuil de plasticité en succion	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\kappa$	coefficient de compressibilité élastique	[-]
$\kappa_s$	coefficient de compressibilité pour des incréments de succion dans le domaine élastique	[-]
$\lambda(s)$	coefficient de compressibilité plastique à succion constante	[-]
$\lambda(0)$	coefficient de compressibilité plastique à l'état saturé	[-]
$r$	constante liée à la rigidité du sol quand la succion tend vers l'infini	[-]
$\beta$	paramètre qui contrôle la vitesse d'augmentation de la rigidité avec la succion	[M <sup>-1</sup> .L.T <sup>2</sup> ]
$d\varepsilon_{vp}$	incrément de déformation volumique totale induite par un incrément de contrainte	[-]
$d\varepsilon_{vp}^e$	incrément de déformation volumique élastique induite par un incrément de contrainte	[-]
$d\varepsilon_{vp}^p$	incrément de déformation volumique plastique induite par un incrément de contrainte	[-]
$d\varepsilon_{vs}$	incrément de déformation volumique totale induite par un incrément de succion	[-]
$d\varepsilon_{vs}^e$	incrément de déformation volumique élastique induite par un incrément de succion	[-]
$d\varepsilon_{vs}^p$	incrément de déformation volumique plastique induite par un incrément de succion	[-]
$d\varepsilon_v^p$	incrément de déformation volumique plastique totale	[-]
$d\varepsilon_v^e$	incrément de déformation volumique élastique totale	[-]
$d\varepsilon_s^e$	incrément de déformation déviatorique élastique	[-]
$d\varepsilon_s^p$	incrément de déformation déviatorique plastique	[-]
$d\varepsilon^e$	incrément de déformation élastique totale	[-]
$d\varepsilon^p$	incrément de déformation plastique totale	[-]
$d\varepsilon$	incrément de déformation totale	[-]
$M$	pente de la courbe d'état critique	[-]
$k$	paramètre désignant l'augmentation de la cohésion avec la succion	[-]
$G$	module de cisaillement	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$E$	module de Young	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\nu$	le coefficient de poisson	[-]
$\phi'$	angle de frottement interne	[°]
$e_m$	indice des vides microstructural	[-]
$e_M$	indice des vides macrostructural	[-]
$e_0$	indice des vides initial	[-]

$d\varepsilon_{vm}^e$	incrément de déformation microstructurale élastique	[-]
$d\varepsilon_{vM}^p$	incrément de déformation macrostructurale plastique	[-]
$d\varepsilon_{vMs}^e$	incrément de déformation macrostructurale élastique induite par un incrément de succion	[-]
$d\varepsilon_{vMp}^e$	incrément de déformation macrostructurale élastique induite par un incrément de contrainte moyenne	[-]
$d\varepsilon_{vSI}^p$	incrément de déformation volumique plastique due à l'activation de la surface de charge $SI$	[-]
$d\varepsilon_{vSD}^p$	incrément de déformation volumique plastique due à l'activation de la surface de charge $SD$	[-]
$d\varepsilon_{vLC}^p$	incrément de déformation volumique plastique due à l'activation de la surface de charge $LC$	[-]
$d\varepsilon_{qM}^e$	incrément de déformation déviatorique macrostructurale (de cisaillement) élastique	[-]
$\kappa_m$	indice de compressibilité de la microstructure	[-]
$f_D$ et $f_I$	deux fonctions de couplage micro-macrostructural	[-]
$F$	fonction de charge	[-]
$G$	potentiel plastique	[-]
$\chi$	paramètre d'écroissage	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\lambda$	multiplicateur plastique	[-]
$H$	module d'écroissage	[-]
$H_{cr}$	module d'écroissage critique	[-]
$h_e$	vecteur qui tient compte de l'effet du changement de succion sur les déformations élastiques	[-]
$\underline{\underline{I}}$	tenseur unité	[-]
$\underline{\underline{D_e}}$	matrice élastique	[M.L <sup>-1</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\mu_{x_i}$ ou $E[x_i]$	espérance mathématique d'une variable aléatoire	
$\sigma_{x_i}^2$ ou $Var[x_i]$	variance d'une variable aléatoire	
$Cov[x_i, x_j]$	covariance entre deux variables aléatoires	
$\bar{x}_i$	valeur moyenne d'une variable aléatoire	
$\sigma_{x_i}$	écart type d'une variable aléatoire	
$CV$	coefficient de variation	[-]
$\rho(x_i, x_j)$	coefficient de corrélation entre deux variables aléatoires	[-]





---

---

# ***INTRODUCTION GÉNÉRALE***

---

---



# INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les sols argileux sont constitués de minéraux variés dont la forte affinité pour l'eau est connue. Ils comportent une grande proportion de particules argileuses telles que la montmorillonite, l'illite, la smectite, etc. Une humidification de ces sols à partir d'un certain état induit des gonflements importants dus, pour une part à la saturation progressive des pores du sol, qui fait disparaître les forces capillaires, et pour le reste, à l'absorption de molécules d'eau sur la surface extérieure des particules et à la pénétration des molécules d'eau entre les feuillets dont l'empilement constitue les particules d'argiles. Inversement, suite à une désaturation, ce type de sol subit une diminution de volume importante, qui provoque en particulier le développement de réseaux de fissures de retrait à partir de la surface.

Dans le domaine du Génie Civil, ces phénomènes de gonflement et de retrait sont à l'origine de nombreux désordres tant pour les structures construites en surface (bâtiments, fondations superficielles, ouvrages de soutènement, remblais,...) que pour les ouvrages enterrés (tunnels, pieux, canalisations, fondations profondes, ...). Les exemples de désordres liés à la présence d'argiles gonflantes sont nombreux et variés (Chen, 1975, Philipponat, 1991 ; Vandangeon, 1992 ; Derriche *et al.*, 1999 ; Hachichi & Fleureau, 1999 ; Djedid *et al.*, 2001 ; etc.).

Malgré ces inconvénients, les propriétés particulières des argiles gonflantes, faible perméabilité et bonne capacité de rétention notamment, en font des matériaux très intéressants dans de nombreuses applications en Géotechnique ainsi qu'en Géotechnique de l'Environnement pour l'élaboration de noyau de barrages en terre, pour la construction de barrières d'étanchéité dans les sites de stockage de déchets en surface et en grande profondeur,... Cependant, ces matériaux pourraient être soumis à des variations de températures et de contraintes mécaniques et hydrauliques importantes qui peuvent mettre en cause leur bon fonctionnement.

Les argiles gonflantes sont également utilisées en Géologie Sédimentaire (exploration et exploitation pétrolières) et pour une multitude d'applications industrielles (adsorbants, colmatants, épaississants, moulants, revêtements, ...).

Les argiles gonflantes sont donc présentes dans de nombreux contextes, leurs propriétés pouvant être à la fois profitables et/ou dommageables. Il paraît donc important de prévoir le comportement hydromécanique de ces matériaux, afin de mieux maîtriser leur utilisation.

Ce travail s'inscrit dans le cadre général de l'étude du comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés. Plus particulièrement, l'objet du travail est d'implanter un modèle hydromécanique couplé pour les sols gonflants dans un code de calcul aux éléments finis intégrant le couplage hydromécanique et son application à la modélisation des problèmes pratiques tels que les stockages de déchets, les fondations, les remblais routiers, etc.

Un code de calcul aux éléments finis intégrant les couplages thermo-hydro-mécaniques, appelé *Code\_Bright*, a été développé par le groupe de Barcelone (Olivella *et al.*, 1996),

avec l'intégration d'un modèle élastoplastique pour les sols non saturés non gonflants, qui est le modèle de Barcelone *BBM* (*Barcelona Basic Model*) (Alonso *et al.*, 1987, 1990). Ce modèle considère que l'état des contraintes des sols non saturés est défini par deux variables indépendantes : la contrainte totale nette ( $p^*$ ) égale à la différence entre la contrainte totale ( $p$ ) et la pression de l'air ( $u_a$ ), et la succion ( $s$ ) définie comme étant la différence entre la pression de l'eau ( $u_w$ ) et la pression de l'air régnant dans le massif de sol non saturé. Cependant, ce modèle ne rend pas compte du comportement hydromécanique des sols gonflants car le gonflement irréversible lors de l'humidification n'est pas pris en compte, de même l'augmentation de la compressibilité du sol associé au gonflement est négligée. Ainsi, ce modèle ne peut expliquer le cumul de grandes déformations constaté expérimentalement.

Les modèles de comportement hydromécanique des sols gonflants sont actuellement assez peu répandus, du fait de la spécificité de ces matériaux, et de la difficulté des études expérimentales couplées tenant compte des effets de changement de succion et de contrainte. Le modèle le plus abouti est celui développé par le groupe de Barcelone *BExM* (*Barcelona Expansive Model*) (Gens et Alonso, 1992 ; Alonso *et al.*, 1999). Ce modèle permet de prendre en considération un grand nombre de phénomènes spécifiques aux sols gonflants non saturés, notamment l'apparition du gonflement irréversible lors de l'humidification, l'accumulation des déformations de compression ou d'extension au cours des cycles hydriques et la dépendance de la réponse du sol du chemin de contrainte suivi même lors d'une variation monotone croissante du degré de saturation.

Dans ce travail, nous avons adopté le modèle *BExM* pour décrire le comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés. Une partie du travail a été consacrée à l'implantation de ce modèle dans le code de calcul *Code\_Bright* et à la validation du modèle numérique et du programme de calcul correspondant et une autre partie dédiée à l'application du modèle implanté à la modélisation des problèmes pratiques.

Ce mémoire comporte cinq chapitres, regroupés en deux parties :

La *première partie* constitue une étude bibliographique qui permet de synthétiser les connaissances concernant le comportement et la modélisation hydromécanique des sols gonflants. Elle est composée de deux chapitres.

Le *chapitre 1* est organisé en trois parties principales. La première partie de ce chapitre est consacrée à la description des argiles à l'échelle élémentaire. Elle permet d'expliquer les processus d'hydratation et de gonflement qui s'y développent et d'identifier les différents mécanismes résultant des interactions physico-chimiques et prenant place à l'échelle microscopique. Nous avons essayé d'analyser les différents mécanismes qui interviennent dans ce gonflement en partant des différents phénomènes microstructuraux.

Nous exposons dans la deuxième partie une revue générale sur les différentes méthodes expérimentales qui permettent de mesurer les propriétés de gonflement (taux de gonflement et pression de gonflement) et les facteurs qui peuvent influencer ces mesures. Différents modèles empiriques pour modéliser et prédire le gonflement sont également présentés.

Le comportement volumique des matériaux gonflants sous sollicitations hydriques et mécaniques a suscité de larges discussions. Les différentes investigations expérimentales menées dans ce sens ont révélé des observations parfois cohérentes et d'autres fois contradictoires. Ainsi, il est d'abord nécessaire de clarifier les aspects fondamentaux des caractéristiques de gonflement de ces matériaux. Nous présentons dans la troisième partie de ce chapitre les principaux résultats expérimentaux permettant de caractériser les différents aspects du comportement hydromécanique des argiles gonflantes. Nous

présentons également l'effet des cycles de séchage-humidification sur le potentiel de gonflement.

Le *chapitre II* passe en revue les différentes approches utilisées pour caractériser le comportement hydromécanique des sols non saturés. Après une présentation des différents modèles spécifiques aux sols non saturés non gonflants, nous avons exposé les modèles développés pour décrire le comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés.

La *deuxième partie* présente les développements numériques effectués pour améliorer le code de calcul aux éléments finis *Code\_Bright* par l'introduction d'une nouvelle famille de procédures numériques adaptées au modèle *BExM*. Elle consiste aussi à appliquer le modèle numérique implanté dans la simulation de quelques essais expérimentaux et problèmes pratiques. Elle se compose de trois chapitres.

Le *chapitre III* développe le travail numérique effectué pour implanter le modèle *BExM* dans le code de calcul aux éléments finis *Code\_Bright*. Nous décrivons brièvement l'organisation du *Code\_Bright* avec quelques exemples d'applications, permettant de vérifier le fonctionnement de certains modèles numériques existants, avant de détailler la méthode de résolution numérique et le principe de la programmation du modèle *BExM* dans le code. Ensuite, nous présentons une validation du modèle et des procédures numériques implantées.

Le *chapitre IV* présente une étude de l'influence de l'incertitude sur les paramètres du sol par rapport aux résultats de la modélisation. Ce chapitre s'est tout d'abord penché sur l'étude des incertitudes existantes lors d'une modélisation, puis à la manière de prendre en compte ces incertitudes, par variables aléatoires ou par champs stochastiques. Dans un deuxième temps, une étude de la sensibilité de la réponse du modèle élastoplastique *BExM* aux différents paramètres de ce modèle est présentée en les considérant comme des variables aléatoires afin de mettre en évidence ceux qui doivent faire l'objet d'une détermination plus soignée. La méthode des éléments finis stochastique avec un traitement probabiliste au premier ordre-secondes moments (*FOSM*) pour l'estimation des incertitudes sur les résultats des modélisations est détaillée. Cette méthode a été appliquée, par l'utilisation combinée du code de calcul aux éléments finis *Code\_Bright* où le modèle *BExM* a été implanté et du programme *CB\_FOSM* développé par Mellah (1999) et modifié lors de ce travail, à un exemple de simulation d'un essai œdométrique à succion contrôlée sur un sol gonflant, afin d'évaluer l'influence des paramètres du modèle sur le comportement du sol.

Le *chapitre V* présente une validation quantitative du modèle implanté qui consiste à appliquer ce modèle à la simulation d'essais expérimentaux réalisés sur trois sols gonflants différents : (i) un mélange compacté de 60 % de bentonite et de 40 % de limon ; (ii) une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite ; et (iii) l'argile de Boom. Les prédictions du modèle sont comparées aux résultats expérimentaux. Le modèle implanté est également utilisé pour la simulation de deux problèmes pratiques : (i) problème de stockage de déchets radioactifs dans les couches géologiques profondes. L'étude présentée concerne les galeries de liaison entre puits et modules de stockages. L'objectif est la détermination des sollicitations sur le massif rocheux pendant les phases de creusement et de ventilation de ces galeries et pendant la phase de resaturation qui suit le remblayage ; et (ii) problème de fondation superficielle reposant sur un sol gonflant. L'objectif de cette étude est d'étudier l'influence des sollicitations hydriques dues à la variation des conditions climatiques (alternance de périodes de pluie et de sécheresse) sur les déplacements du massif du sol argileux.

Enfin, la conclusion générale rassemble les points importants issus de ce travail mais ne constitue pas, un point final à cette étude au caractère complexe. Elle présente les perspectives ouvertes par cette étude.

Certaines parties de ce travail sont reportées dans les annexes pour assurer une plus grande cohérence du texte principal.

***PRÉMIÈRE PARTIE***

**ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE**





---

---

***CHAPITRE I***

**GÉNÉRALITÉS SUR LES SOLS  
GONFLANTS**

---

---



# Chapitre I

## Généralités sur les sols gonflants

### I.1- INTRODUCTION

Les sols susceptibles de gonfler sont pour l'essentiel des argiles. Le terme argile est assez imprécis et il en existe plusieurs définitions. Il n'aura pas le même sens en mécanique des sols, mécanique des roches, ou en poterie ; il désigne, selon le cas, un ensemble d'espèces minérales, une famille de roches, une catégorie de sols ou encore une classe granulométrique. Sous cette appellation générique se cache donc une grande variété de matériaux, dont le point commun est de posséder des minéraux argileux, qui sont eux de nature bien précise (à base de silicates) et dont la structure confère à ces matériaux des propriétés bien spécifiques quant à leur interaction avec l'eau.

La définition que nous retiendrons par la suite est celle des mécaniciens des sols qui définissent la fraction argileuse d'un sol comme étant la teneur en particules de moins de 2 à 5  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le matériau est lui-même qualifié d'argile s'il contient plus de 50 % de minéraux argileux (et une faible quantité de matières organiques).

Parmi toutes les familles d'argiles existantes, celle des argiles gonflantes présente un grand intérêt en raison de son utilisation dans de nombreux contextes en Génie Civil, en Géotechnique et Géotechnique de l'Environnement. Ces argiles subissent des variations de volume lors de la modification de leur teneur en eau, *i.e.* de leur succion<sup>(1)</sup>, et il est important, compte tenu des applications sensibles auxquelles elles sont destinées, de caractériser l'influence de ces variations de volume sur leur comportement hydromécanique. Dans ce contexte, l'objectif principal de ce chapitre est d'élaborer une

---

<sup>1</sup> Le terme de *succion* désigne un déficit de pression de l'eau du sol par rapport à la pression atmosphérique. Dans un milieu non saturé, cette pression négative est fonction de la teneur en eau volumique  $\theta$  (le rapport de volume de l'eau au volume total) ou du degré de saturation  $S_r$ . Par opposition aux pressions positives des pores, la succion du sol peut varier dans une gamme très large, de 0 pour un sol saturé à  $10^6$  kPa pour un sol séché à l'étuve. Il faut noter que certains auteurs expriment le potentiel de succion en centimètres de colonne d'eau, le potentiel de succion variant alors entre 0 et  $10^7$  cm d'eau. Pour éviter la manipulation de très grandes valeurs, le symbole pF, *potentiel of free energy*, a été introduit. Le pF correspond au logarithme décimal de la valeur absolue de la succion exprimé en centimètres de colonne d'eau.

La succion totale du sol peut être vue comme la somme de deux composantes principales : la succion matricielle et la succion osmotique. La succion matricielle exprime la capacité de rétention d'eau des composants du sol. Elle est la somme d'une composante capillaire et d'une composante associée aux forces d'adsorption développées par les particules d'un sol. La succion osmotique du sol est liée aux sels présents dans le sol.

synthèse bibliographique permettant de montrer les connaissances concernant le comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés.

Pour une meilleure compréhension de leur comportement macroscopique, nous présentons dans la première partie de ce chapitre une étude bibliographique sur la structure microscopique des argiles ainsi que sur les mécanismes microscopiques qui gouvernent leur comportement macroscopique. Nous donnons en premier lieu une analyse détaillée de la structure des argiles depuis le feuillet élémentaire jusqu'à l'échantillon en considérant, aux échelles intermédiaires, la particule et l'agrégat. Nous insistons sur le rôle très important du milieu dipolaire (eau) dans le comportement de ces matériaux par l'étude des interactions physico-chimiques "fluide interstitiel - argile". Nous exposons dans la deuxième partie une revue générale sur les différentes méthodes de mesure du gonflement au laboratoire et les facteurs qui peuvent influencer ces mesures. Pour terminer ce chapitre, une synthèse des principaux résultats bibliographiques expérimentaux existants sur le comportement hydromécanique des sols gonflants sera présentée.

## 1.2- ASPECTS MICROSTRUCTURAUX DES SOLS GONFLANTS

### 1.2.1- Introduction

Si la nature physico-chimique des matériaux constituant les milieux granulaires est négligée devant les effets de frottement entre les grains, au contraire, il est très important de prendre en compte celle des argiles, du fait que leur comportement rhéologique est gouverné par les interactions entre les feuillets argileux. Cette nature physico-chimique ne peut se définir sans une caractérisation minéralogique des différents éléments qui constituent les argiles. Il est donc important de réaliser une étude bibliographique sur la microstructure des argiles afin de mettre en évidence les spécificités de ces matériaux par rapport aux milieux granulaires dans le but d'une meilleure compréhension de leur comportement macroscopique.

La caractérisation structurale et texturale des matériaux argileux depuis le feuillet élémentaire jusqu'à l'échantillon macroscopique repose traditionnellement sur la description détaillée des divers niveaux d'organisation. Cette partie décrit d'abord les différentes classes d'organisation de la phase solide des argiles et met en évidence les divers comportements macroscopiques de ces matériaux par le biais des interactions qui se produisent entre la phase solide et la phase liquide. Ces interactions sont liées essentiellement à la nature minéralogique de l'argile, à la nature chimique du fluide interstitiel et à la taille des espaces poreux. Par la suite, nous décrirons le mécanisme de gonflement lors de l'hydratation des argiles. Enfin, nous aborderons les différents paramètres qui ont une influence directe sur le gonflement des argiles.

### 1.2.2- Structure minéralogique des argiles

Les minéraux argileux sont des silicates hydratés (il s'agit généralement de silicates d'aluminium, mais parfois de silicates de magnésium), dont la structure feuilletée permet de les ranger dans la famille des *phyllosilicates*. Ils sont issus de la dégradation lente de minéraux préexistants. Les conditions dans lesquelles cette dégradation a eu lieu, ainsi que l'état d'avancement de cette dégradation peuvent expliquer la grande diversité des argiles (Jackson & Sherman 1953, cités par Gaombalet, 2004). Leur phase solide est structurée suivant une organisation spatiale particulière : le feuillet, la particule et l'agrégat.

**Le feuillet** est défini comme une superposition de plans ioniques organisés suivant deux types de couches (fig. 1.1) : *les couches tétraédriques* (fig. 1.1a), de formule générale  $\text{SiO}_4$  et dont l'épaisseur est de  $3 \text{ \AA}$  : l'oxygène occupe les sommets du tétraèdre et le centre est occupé par un atome de silicium et *les couches octaédriques* (fig. 1.1b), de formule générale  $\text{Al}_2(\text{OH})_6$  ou  $\text{Mg}_3(\text{OH})_6$  et dont l'épaisseur est de  $4 \text{ \AA}$  : les octaèdres ont leurs

sommets occupés par des hydroxyles OH dont le centre est occupé par un atome d'aluminium ou un atome de magnésium. Il représente l'élément de base constitutif d'une argile et joue par conséquent un rôle très important dans la connaissance des caractéristiques de celle-ci et de son comportement hydromécanique.

Le feuillet formé par la liaison d'une couche tétraédrique et d'une couche octaédrique est dit de type 1:1 ou Te-Oc (feuillet de kaolinite par exemple, fig. 1.2a), l'épaisseur du feuillet est de l'ordre de 7,2 Å. Tandis que le feuillet formé par l'intercalage d'une couche octaédrique entre deux couches tétraédriques est de type 2:1 ou Te-Oc-Te (feuillet de montmorillonite par exemple, fig. 1.2b), l'épaisseur du feuillet dans ce cas est de l'ordre de 9,6 Å environ (Mitchell, 1993).

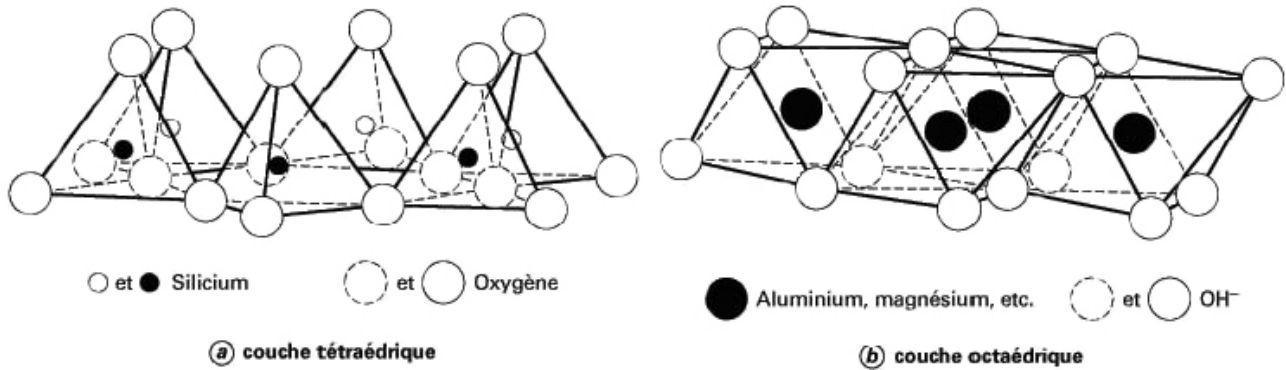


Figure I.1 - Couches tétraédrique et octaédriques typiques des argiles (Mitchell, 1993)

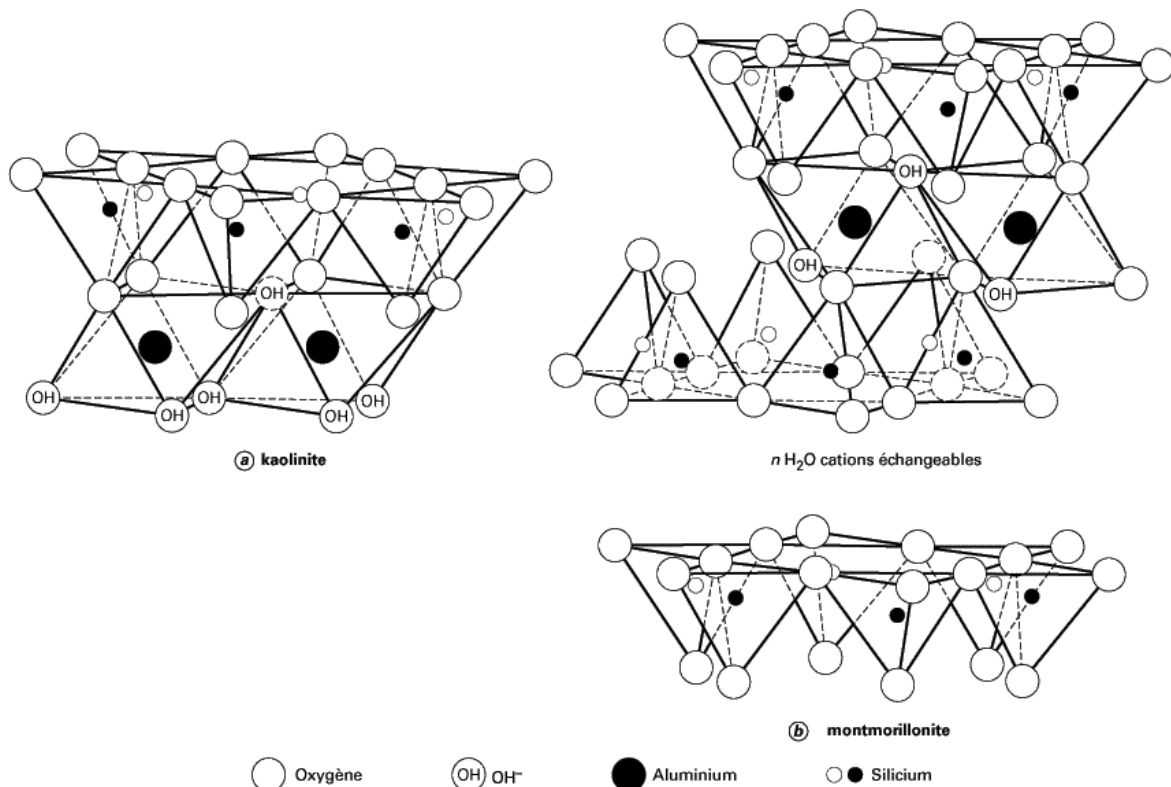


Figure I.2 - Structure des feuillets de kaolinite et de montmorillonite (Mitchell, 1993)

**La particule** (appelée aussi cristallite ou tactoïde) est un empilement (superposition) de feuillets argileux suivant différentes configurations, qui peut atteindre une taille maximale de 2 µm. La position des feuillets les uns par rapport aux autres et le nombre de feuillets par particule, sont variables suivant le type d'argile considéré et sont également fonctions de son état hydrique (Ben Rhaeim *et al.*, 1986 ; Saiyouri, 1996). L'espace entre deux feuillets est appelé espace interfoliaire dont les dimensions peuvent atteindre plusieurs nanomètres. Lorsque l'on s'intéresse à des particules argileuses, on peut observer deux

types de porosités : la porosité interlamellaire (ou interfoliaire, ou intraparticulaire) définie entre deux surfaces internes d'une même particule et la porosité interparticulaire (ou lenticulaire) définie entre deux surfaces externes de deux particules.

Les feuillets d'une argile ne sont pas toujours électriquement neutres. En effet, il arrive que certaines substitutions, ou remplacement isomorphiques, de  $\text{Si}^{4+}$  par  $\text{Al}^{3+}$  ou  $\text{Fe}^{3+}$  aient lieu dans les couches tétraédriques, et de  $\text{Al}^{3+}$  par  $\text{Mg}^{2+}$  ou  $\text{Fe}^{2+}$  dans les couches octaédriques. Ces substitutions sont dites isomorphes, car elles se font sans modifications de la morphologie du minéral et les dimensions du feuillet restent *quasi*-inchangées. Une autre source de charge non équilibrée sur les minéraux argileux est la neutralisation incomplète de charges des atomes terminaux aux extrémités des couches, ainsi que des charges de bordure qui apparaissent lorsqu'un cristal se rompt. Il existe alors un déséquilibre électrique au sein des couches d'argiles, donc au sein de la particule. Par conséquent, les particules argileuses auront une charge négative à la surface. Cette électronégativité des particules est une des caractéristiques fondamentales des argiles. Des cations, présents dans le milieu environnant, viennent alors se localiser au voisinage du feuillet, en particulier dans l'espace interfoliaire, afin de compenser le déficit de charge. Ces cations ne font pas partie intégrante de la structure en couche et peuvent être remplacés, ou échangés, par d'autres cations présents en solutions et ils jouent un grand rôle sur les propriétés des argiles (Saiyouri, 1996). Pour mesurer la quantité de charge négative en surplus, on utilise la notion de capacité d'échange cationique (CEC) qui est une caractéristique importante dans la classification des argiles et une démarcation importante par rapport aux milieux granulaires.

**L'agrégat** (appelé aussi grain) est un assemblage désordonné entre les particules d'argile dont la forme et les dimensions peuvent varier. A l'échelle de l'agrégat, trois niveaux structuraux peuvent alors être distingués : l'infrastructure qui correspond à la particule argileuse, la microstructure qui correspond aux agrégats formés par l'assemblage des particules argileuses et des autres éléments du sol, et la macrostructure qui correspond à l'assemblage macroscopique des agrégats. Une représentation de cette structure est donnée sur la figure I.3. L'approche microstructurale de base qui permet d'expliquer le comportement réel des argiles gonflantes doit tenir compte de ces différents niveaux structuraux. Ceci n'est pas du tout évident dans la pratique, car il est difficile d'établir une relation entre ces différents niveaux. Pour simplifier, Gens et Alonso (1992) ont limité le nombre de niveaux structuraux à deux : le niveau microstructural où sont réunis l'infrastructure et la microstructure et le niveau macrostructural. C'est ce que les auteurs qualifient de double structure.

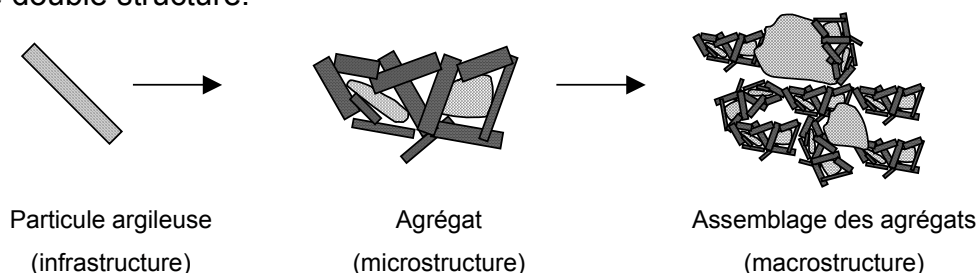


Figure I.3 - Différents niveaux structuraux des sols gonflants (Gens et Alonso, 1992)

### 1.2.3- Interactions physico-chimiques entre l'eau et l'argile

En considérant la nature électrique des feuillets ou bien la présence de cations compensateurs, des interactions différentes de celles généralement observées dans les milieux poreux vont pouvoir faire leur apparition.

#### 1.2.3.1- Les différents types d'eau autour du feuillet

Nous distinguons fréquemment trois types d'eau dans les argiles : l'eau libre, l'eau capillaire et l'eau adsorbée ou liée. L'importance des effets produits par ces types d'eau

est liée à la nature chimique (présence de cations), à la fraction volumique (ou porosité) de l'argile elle-même directement liée à la taille de l'espace poral, au degré de compacité et au degré de saturation, et enfin à la nature minéralogique des argiles.

#### **a) Eau libre**

Comme pour tous les sols humides, on retrouve de l'eau libre dans les argiles. Celle-ci se trouve principalement dans les espaces interagrégat et éventuellement dans l'espace interparticulaire (loin des surfaces externes des particules). Cette eau est libre de circuler facilement dans le milieu ; elle s'évapore complètement lorsque le sol est porté et maintenu à une température d'environ 105°C et son écoulement peut se produire par un gradient de charge hydraulique décrit par la loi de Darcy.

#### **b) Eau capillaire**

Dans le cas des argiles non saturées, cette eau est retenue sous forme de ménisques au voisinage des points de contact entre les grains par des forces capillaires, créant ainsi entre ces derniers des forces d'attraction. Son écoulement est produit par un gradient de succion à l'échelle de pore et traduit par une loi de Darcy généralisée (Richard, 1931).

#### **c) Eau liée ou adsorbée**

Contrairement aux milieux granulaires, les milieux argileux se distinguent par l'existence, autour de chaque particule, d'une couche semi-solide d'eau adsorbée dont les propriétés sont complètement différentes de celle de l'eau libre. En effet, la molécule d'eau, à cause de sa dissymétrie, agit comme un dipôle électrique (le centre de gravité des charges négatives est différent de celui des charges positives), sa propriété dépend de sa position dans le système eau-particules solides, du fait des phénomènes d'interactions eau-argile. À l'intérieur de la couche adsorbée, près de la particule solide, la densité de l'eau adsorbée dépasse celle de l'eau libre. Elle a des propriétés voisines d'un solide ; puis, en allant vers la limite de la couche, elle présente celle d'un liquide de moins en moins visqueux pour tendre enfin vers les propriétés de l'eau normale à la frontière eau libre-eau adsorbée, avec une densité finale égale à celle de l'eau libre (Martin, 1960 ; Yong et Warkentin, 1966).

Les molécules d'eau de la couche adsorbée peuvent se mouvoir facilement le long de la surface du minéral et difficilement en sens perpendiculaire. Pour une argile donnée, l'augmentation de la valence des cations (par changement de cations) ou de leur concentration dans le liquide interstitiel se traduit par une réduction de l'épaisseur de cette couche. Elle dépend aussi de la constante diélectrique ainsi que de la température. L'épaisseur de la couche adsorbée varie entre une couche de molécules d'eau et plusieurs dizaines de molécules d'eau (Martin, 1960). Elle ne peut être évacuée qu'à température élevée (entre 90 et 300 °C).

### **1.2.3.2- Interactions eau-argile**

Au sein même d'une couche ou entre deux couches successives d'un même feuillet, les liaisons inter-atomiques sont des liaisons de valence primaire très fortes. Entre deux feuillets successifs, ces liaisons sont en général 10 à 100 fois moins fortes que les précédentes en raison des cations adsorbés. En effet, différents mécanismes d'interactions vont pouvoir s'établir, entre les feuillets chargés négativement et l'eau, dans l'espace interfoliaire (ou au voisinage de la surface externe d'une particule). Ces mécanismes sont les suivants (Low, 1961 ; Mitchell, 1993) :

1) *liaisons hydrogène* : entre les molécules d'eau et les oxygènes ou hydroxyles situés à la surface du feuillet : en effet, les atomes d'oxygène sont susceptibles d'attirer les pôles positifs de la molécule d'eau, de la même manière que les groupements hydroxyles attirent le pôle négatif de l'eau ;



2) *les forces d'attraction de van der Waals* : du fait de la charge négative diffuse du feuillet, des liaisons électrostatiques du type van der Waals (attractives) peuvent s'établir entre l'eau et les sites où les charges négatives manifestent leur action attractive. Pour deux atomes, ces forces sont proportionnelles à l'inverse de la puissance septième de la distance  $d_a$  qui les sépare :  $F = K \times (d_a)^{-7}$  alors que pour des feuillets, elles s'expriment en  $1/d_f^3$  de la distance séparant leur surface :  $F = K \times (d_f)^{-3}$  ( $K$  est un constant) ;

3) *hydratation des cations échangeables* : les cations présents dans l'espace interfoliaire deviennent des sites privilégiés sur lesquels viennent se fixer les molécules d'eau, l'ensemble forme un polyèdre de coordination (Fripiat et Gatineau, 1984) ;

la figure 1.4 présente de manière schématique ces trois modes de liaisons possibles de l'eau interfoliaire ;

4) *attraction par osmose* : plus on se rapproche de la surface chargée négativement du feuillet, plus la concentration des cations augmente ; afin d'annihiler ce gradient de concentration, les molécules d'eau ont tendance à se diffuser vers la surface (fig. 1.5a) ; notons que la concentration des cations adsorbés décroît exponentiellement au fur et à mesure que la distance à la particule augmente ;

5) *analogie avec un condensateur* : les surfaces argileuses peuvent être considérées comme le pôle négatif d'un condensateur ; les molécules d'eau orientent alors leurs pôles positifs en direction des surfaces négatives ; au milieu de l'espace interfoliaire, les cations compensateurs vont s'interposer afin d'éviter d'avoir des pôles négatifs de l'eau adjacents l'un à l'autre (fig. 1.5b).

Selon la force des liens unissant les feuillets d'argiles, ceux-ci autorisent ou non l'arrivée d'eau dans l'espace interfoliaire. Nous allons voir (§ 1.2.5) que pour certaines argiles (Kaolinites), l'eau ne peut s'engager entre les feuillets. Ces argiles sont faiblement gonflantes. En revanche, dans les smectites, la faible liaison entre feuillets fait que chaque espace interfeuillet peut s'hydrater ; les smectites font partie des argiles dites « gonflantes ». L'amplitude du gonflement dépend de l'état initial et bien sûr des contraintes appliquées.

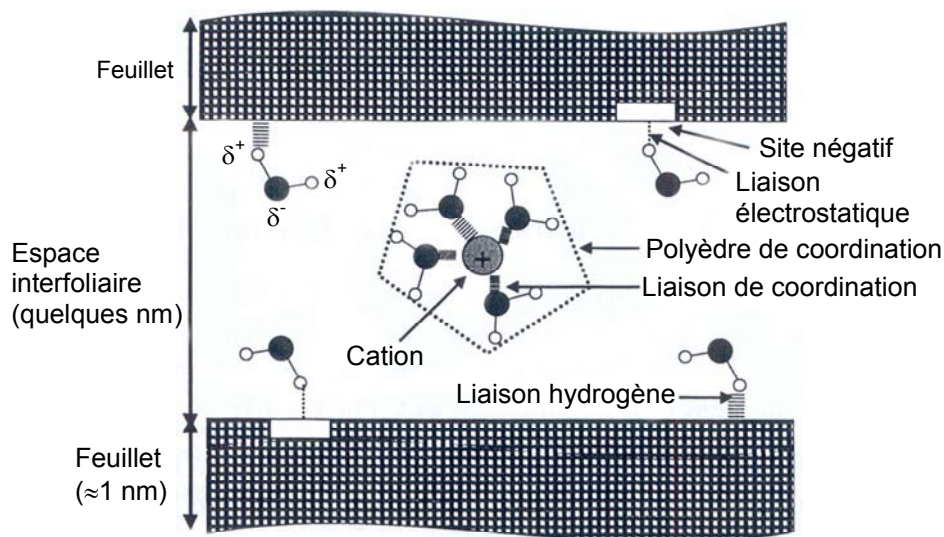


Figure 1.4 - Liaisons possibles de l'eau interfoliaire (Morel, 1996)

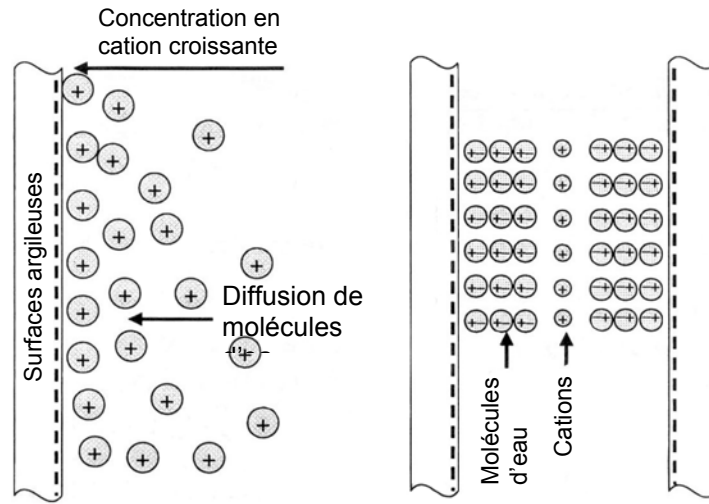


Figure 1.5 - Mécanisme d'adsorption de l'eau sur les surfaces argileuses :  
a) Attraction par osmose, b) Attraction dipolaire (Mitchell, 1993)

## 1.2.4- Théorie de la double couche diffuse

Nous avons vu précédemment que les argiles sont composées de particules chargées négativement, qu'elles contiennent des cations que l'on qualifie d'échangeables et qui sont peu liés à la structure de l'argile. Ils peuvent être échangés par d'autres cations. En présence d'eau, qui contient toujours des ions chargés positivement, un déséquilibre de charge se produit entre le fluide et les surfaces des particules argileuses. Il s'en suit alors un mouvement des cations dans les deux sens (de la surface des particules vers la solution et *vice versa*), appelé échange cationique. Le résultat de ce phénomène se manifeste par la création d'une atmosphère de cations échangeables dans une zone voisine de la surface de la particule qui prend le nom de double couche diffuse (ou électrique) DDL (*Diffuse Double Layer*) (Gouy, 1910 ; Chapman, 1913).

Compte tenu de la taille limitée des espaces interfoliaires, Tessier (1984) précise bien que les doubles couches ne peuvent pas s'y développer. Elles ne peuvent donc apparaître qu'au voisinage des surfaces externes des particules argileuses, donc dans l'espace interparticulaire dont l'épaisseur est au moins 30 Å. Pour les distances interparticulaires de 10 à 20 Å, les calculs de la théorie de Gouy-Chapman ne sont plus valables. On peut penser que la distribution des ions près de la particule est uniforme.

La théorie de la double couche diffuse permet de prévoir la distribution des cations dissous à proximité de la surface de la particule argileuse. Elle consiste à appliquer simultanément les équations de Coulomb et de Boltzmann (voir par exemple Mitchell, 1993 ; Saiyouri, 1996). Les calculs et quelques hypothèses simplificatrices permettent d'aboutir à l'expression suivante, caractérisant l'épaisseur  $L$  de la double couche :

$$L = \sqrt{\frac{DBT}{8\pi n_0 e^2 v^2}} \quad (I.1)$$

avec :

$L$  : l'épaisseur de la double couche diffuse (cm) ;

$D$  : la permittivité relative (constante diélectrique) du milieu liquide ( $C^2 \cdot J^{-1} \cdot m^{-1}$ ) ;

$B$  : la constante de Boltzmann ( $B = 1,38 \times 10^{-23} J^\circ K^{-1}$ ) ;

$T$  : la température absolue ( $^\circ K$ ) ;

$n_0$  : une concentration ionique de référence, en un point loin de l'argile ( $ions/m^3$ ) ;

$e$  : la charge électrique de l'électron ( $e = 1,602 \times 10^{-19} C$ ) ;

$v$  : la valence du cation interfoliaire.

Cette équation montre que l'épaisseur de la DDL est directement liée au type de cation contenu dans le sol. Plus le cation aura une valence peu élevée et sera présent en faible concentration, plus la DDL sera développée, et inversement. De plus, on remarque que cette équation ne prend pas en compte le type d'argile ni la capacité d'échange cationique de l'argile et par conséquent toutes les argiles sembleraient avoir la même épaisseur de double couche pour une même concentration en cations dans le fluide interstitiel. Cela paraît peu représentatif des phénomènes réels dans la mesure où une smectite et une illite n'ont pas la même épaisseur de double couche lorsqu'elles sont saturées par la même eau interstitielle. Bolt (1956) a amélioré certains points de la théorie de Gouy-Chapman en introduisant l'effet de la taille de cations sur l'étendue de la double couche. En effet, plus le rayon du cation est grand, plus l'espace de la double couche augmente pour accommoder le maximum de cations autour du feuillet afin d'équilibrer le déficit de charge.

Si nous assimilons une particule d'argile à une plaque, la pression de répulsion  $P$  entre deux plaques parallèles et infinies se met sous la forme (Belanteur, 1995) :

$$P = 2 \frac{T_0^2}{D} e^{-\frac{2d}{L}} \quad (I.2)$$

avec  $T_0$  la charge de la particule et  $d$  la demi-distance entre les particules. Cette équation s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses :

- la particule est infinie et la permittivité relative de l'eau  $D$  est supposée constante ; en réalité celle-ci devient d'autant plus faible que l'eau entourant la particule est liée ;
- les particules sont parallèles les unes aux autres, mais ceci n'est pas toujours observé dans la réalité.

De ce fait, la théorie de la double couche ne peut être considérée que dans des cas bien définis, entre autres, dans les systèmes dont les particules ne sont pas en contact.

Lambe (1958) a proposé un des premiers modèles de microstructure des sols fins compactés. Il considère que, du côté sec de l'optimum, l'épaisseur de la double couche est réduite par la faible quantité d'eau et les actions capillaires, avec en conséquence une prédominance des attractions de van der Waals et une structure de type flocculée. Du côté humide en revanche, il y a suffisamment d'eau pour permettre le développement intégral de la double couche et les actions de répulsion dominant, engendrant une structure dispersée.

La théorie de la double couche reste évidemment limitée pour traduire convenablement les déformations volumiques des sols gonflants compactés, du fait des hypothèses faites sur le milieu (pas d'interaction entre ions, particules infinies et parallèles,...). Anandarajah et Chen (1994) ont montré que l'inclinaison d'une particule par rapport à l'autre génère une réduction considérable de la force de répulsion. Il est alors fondamental d'étudier les sols compactés gonflants à partir d'autres propriétés que les propriétés physico-chimiques, à savoir les propriétés géotechniques et mécaniques.

## 1.2.5- Les principaux types d'argiles

La classification géotechnique des argiles est un sujet difficile à cerner vu la diversité de leurs propriétés. Néanmoins, trois grands groupes d'argiles sont souvent rencontrés en géotechnique : les *kaolinites*, les *illites* et les *smectites*. Ces argiles pures représentent des références pour la classification des différentes argiles qu'elles soient naturelles ou commerciales.

### 1.2.5.1- Les kaolinites

Les kaolinites sont des minéraux argileux de type 1:1 (Te-Oc), à feuillets d'équidistance fixe de  $7 \text{ \AA}$ . Quand deux feuillets de kaolinite sont superposés, les  $\text{O}^-$  présents sur la

surface supérieure et les H<sup>+</sup> de la surface inférieure développent entre eux une liaison hydrogène O-H forte, conférant avec les liaisons de van der Waals une grande stabilité à un empilement de feuillets vis-à-vis des actions de l'eau. Par conséquent, les kaolinites sont presque insensibles à l'eau. Cette liaison hydrogène forte entre les feuillets explique l'importance du nombre de feuillets par particule de kaolinite (de quelques dizaines à quelques centaines de feuillets solidement liés l'un à l'autre) et la faible valeur de la surface spécifique qui ne dépasse pas généralement 45 m<sup>2</sup>/g. Les substitutions isomorphes sont peu fréquentes dans ce type d'argiles grâce à la stabilité physique de sa structure, et le pouvoir de fixation des cations ne dépasse pas 15 méq/100 g.

Les particules de kaolinite sont des grandes plaquettes rigides de forme hexagonale de quelques dizaines à une centaine de nanomètres d'épaisseur et de quelques centaines à un millier de nanomètres d'extension latérale (dimension latérale / épaisseur). Les feuillets sont empilés de manière ordonnée et sont en contact les uns avec les autres. Ainsi, la seule surface accessible à l'eau reste la surface externe à la particule. Théoriquement, l'eau interfoliaire n'a aucune existence dans ce type d'argiles.

### **I.2.5.2- Les smectites**

Les smectites sont des minéraux argileux de type 2:1 (Te-Oc-Te). L'empilement des feuillets est désordonné ; chaque feuillet est tourné dans son plan par rapport au précédent et a une extension latérale extrêmement grande par rapport à son épaisseur qui est d'environ 9,6 Å. Ce désordre des feuillets et la constitution des faces inférieures et supérieures de ce type d'argile ne permettent pas le développement d'une liaison hydrogène entre les feuillets, ce qui facilite leur écartement et l'adsorption des molécules variées (cations, eau, molécules organiques) au niveau de l'espace interfoliaire qui s'écarte. Par conséquent, les smectites sont très sensibles à l'eau et un important gonflement de la particule peut se produire par adsorption de molécules d'eau entre les feuillets. Ce gonflement peut atteindre des valeurs dépassant l'épaisseur du feuillet lui-même.

Les smectites, ou montmorillonites, sont généralement calciques, plus rarement sodiques suivant la nature du cation prédominant (calcium, sodium). Il est connu que le sodium confère des propriétés de gonflement supérieures à celles permises par la présence de calcium comme cation échangeable dans une argile (Saiyouri, 1996). Les feuillets des smectites peuvent s'intercaler régulièrement ou irrégulièrement avec d'autres feuillets argileux, souvent illitiques. L'ensemble forme des interstartifiés.

Les particules de smectite comportent un empilement de feuillets variant entre 1 à 10 unités ou plus pour une montmorillonite sodique et entre 10 à 40 unités ou plus pour une montmorillonite calcique. Les substitutions d'atomes sont importantes, la capacité d'échange de ces argiles est comprise entre 80 et 150 méq/100 g.

### **I.2.5.3- Les illites**

Les illites sont des minéraux argileux de type 2:1 (Te-Oc-Te), à feuillets d'équidistance fixe de 10 Å. Elles ont la même composition que la montmorillonite, mais une liaison forte entre les feuillets est permise par la présence de cations potassium K<sup>+</sup>. Ce caractère leur confère un potentiel de gonflement moindre que celui des smectites et la constitution de particules de tailles importantes. Les particules sont généralement composées d'un empilement de 5 à 20 feuillets (Bolt, 1956), avec une épaisseur de moins d'une dizaine de nanomètres et une centaine de nanomètres pour l'extension latérale. Le pouvoir de fixation des cations de l'illite est compris entre 10 et 40 méq/100 g.

Le tableau I.1 résume les différentes caractéristiques de chaque argile citée ci-dessus. Dans le cas de l'illite et de la smectite, la structure du feuillet est la même et pourtant les CEC sont très différentes. La différence provient du mode de formation des argiles. Dans

le cas de l'illite, les cations intégrés à l'intérieur de la structure sont différents de ceux d'une smectite : le déficit de charge n'est pas le même et les CEC sont donc différentes.

Tableau I.1 - Caractéristiques microscopiques des principales argiles

Argile	Kaolinite	Illite	Smectite
Type de feuillet	1:1	2:1	2:1
Épaisseur de feuillet (Å)	7	10	9,6
Nombre de feuillet par particule	10-150	5-20	1-10 (montmorillonite sodique) 10-40 (montmorillonite calcique)
CEC (méq/100 g)	5-15	10-40	80-150
Surface spécifique (m <sup>2</sup> /g)	10-45	80-100	700-900
Matériau interfoliaire	—	K <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> O, Na <sup>+</sup> , Ca <sup>2+</sup> , ...
Comportement dans l'eau	non-gonflant	peu-gonflant	gonflant

Si les kaolinites ont une surface spécifique et un pouvoir d'échange de cation faibles c'est parce que leur constitution rend l'accès entre les couches minérales presque impossible à cause des fortes liaisons qui sont établies entre elles. En revanche, les smectites montrent une très grande facilité de séparation de leurs couches à surfaces chargées, ce qui explique l'importance de leur surface spécifique et du pouvoir d'échange cationique. Les illites constituent un cas intermédiaire où les surfaces chargées sont seulement les surfaces latérales et les surfaces basales externes alors que les autres sont "soudées" par le biais du cation potassium. On note que la présence des impuretés réduit considérablement la surface spécifique d'une argile (Saiyouri, 1996).

Les argiles les plus fréquentes dans les sols naturels sont les illites, les kaolinites, les interstratifiées et les smectites de type montmorillonite. En revanche, les argiles d'utilisation industrielle sont en grande partie à base de montmorillonites de gisements. Lorsque la teneur en montmorillonite dépasse 65 %, ces argiles sont appelées des *bentonites* caractérisées par une capacité de gonflement très importante.

## 1.2.6- Mécanismes de gonflement des argiles

Le processus de gonflement met en jeu séparément ou de façon combinée des phénomènes physico-chimiques et mécaniques variés :

### 1.2.6.1- Gonflements au sens physico-chimique

Il est bien connu qu'au contact de l'eau, l'argile est un matériau qui a la faculté de gonfler. D'après Morel (1996), le phénomène de gonflement paraît relever de deux causes (fig. 1.6) :

- l'hydratation des espaces interfoliaires entraînant un accroissement de leurs dimensions (augmentation de la porosité interfoliaire) : gonflement cristallin ;
- la répulsion entre les particules (augmentation de la porosité interfoliaire et interparticulaire) : gonflement osmotique.

#### a) Hydratation des espaces interfoliaires

Lors de l'hydratation d'une éprouvette d'argile sèche, l'eau pénètre à l'intérieur des particules (dans l'espace interfoliaire) et s'organise en couches monomoléculaires, puis interagit avec les feuillets et les cations déjà présents. Cette hydratation favorise la création d'une pression, appelée pression de disjonction, qui a pour conséquence une augmentation de la distance interfoliaire et donc un gonflement de l'ensemble des deux feuillets : c'est le gonflement cristallin. Ce gonflement n'est possible que lorsque les liaisons interfeuillets sont très faibles pour laisser pénétrer l'eau dans l'espace interfoliaire. C'est le cas, par exemple, de la montmorillonite. Le phénomène de gonflement est

influencé par la nature des cations interfoliaires. Ainsi, la montmorillonite sodique ( $\text{Na}^+$ ) gonfle plus qu'une montmorillonite calcique ( $\text{Ca}^{2+}$ ) (Dardaine *et al.*, 1985 ; Saiyouri, 1996). En effet, le rayon ionique de  $\text{Na}^+$  est plus proche de la taille de la molécule d'eau et son interaction avec cette dernière est plus faible que pour  $\text{Ca}^{2+}$ . L'eau se répartit alors plus facilement à la surface du feuillet. Dans les argiles illitiques, le gonflement cristallin est très faible et il est *quasiment* inexistant dans les kaolinites.

D'après Tessier (1990), ce type de gonflement ne représente environ qu'une dizaine de % du gonflement macroscopique total. Il est donc nécessaire selon lui d'envisager un autre mécanisme de gonflement que celui relevant des seules variations interfoliaires.

### **b) Répulsion entre les particules**

L'adsorption des cations par les particules argileuses et la formation de la double couche diffuse sont responsables de la répulsion de deux particules (Mitchell, 1993). En effet, dans une argile sèche, les cations sont très fortement adsorbés à la surface des feuillets argileux. Les cations en excès de ceux nécessaires à assurer l'électroneutralité des particules argileuses et les anions associés sont présents sous forme de sels. Si l'argile sèche est placée au contact de l'eau, les sels se dissolvent dans la solution, mais les différents ions se répartissent de manière non homogène : la concentration en cation devient très forte au voisinage des surfaces argileuses (surfaces externes), tandis qu'les anions ont plutôt tendance à s'éloigner des surfaces argileuses. La zone perturbée, ainsi créée par cette répartition non-homogène de cations et d'anions est la double couche diffuse. Comme cette dernière est chargée positivement, l'électroneutralité du système (argile/couche diffuse) est alors assurée.

La théorie de la double couche diffuse a permis de démontrer mathématiquement que le recouvrement de deux couches diffuses de même signe est responsable de la répulsion de deux particules. Appliquée à la multitude de particules constituant une éprouvette d'argile, cette théorie permet donc d'expliquer le gonflement à l'échelle macroscopique.

Une autre approche plus fréquemment utilisée permet, toujours selon Mitchell (1993), d'expliquer le gonflement de manière plus pratique : c'est le concept de pression osmotique.

Dans cette approche, du fait des différences de concentration au sein de la couche diffuse, des pressions osmotiques sont développées à chaque fois que les doubles couches de deux particules se chevauchent. La surface argileuse chargée négativement, jouerait alors un rôle comparable à celui d'une membrane semi-perméable, séparant deux solutions de concentration en sel différente (aucun cation ne vient cependant traverser la surface argileuse). La différence de pression osmotique créée entre les deux particules et la solution à l'équilibre environnant les particules d'argile est appelée "pression de répulsion interparticule". On imagine bien qu'à l'échelle macroscopique, ce phénomène d'origine microscopique, répété un très grand nombre de fois, se répercute par l'apparition d'un gonflement observable.

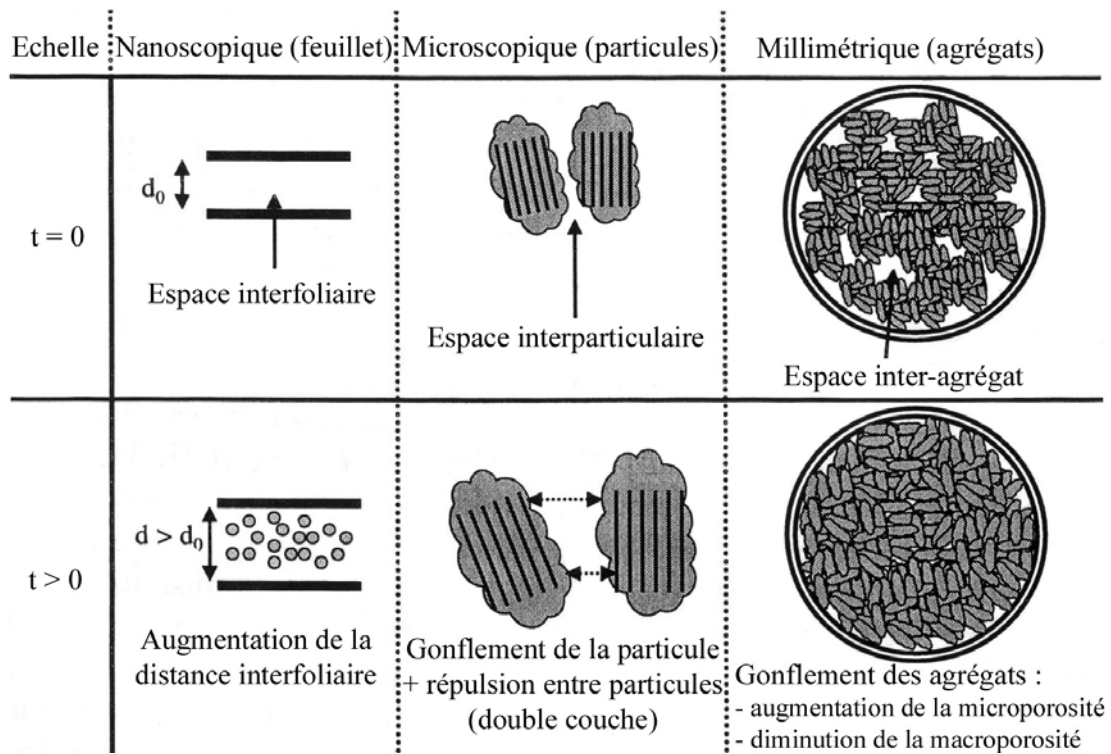


Figure I.6 - Schéma présentant les différentes origines du gonflement (Gens et Alonso, 1992)

### 1.2.6.2- Gonflements au sens mécanique

Le phénomène de gonflement, de même que le tassement, peut provenir d'une modification de l'état de contraintes dans le sol en présence d'eau. En effet, considérons un élément de sol saturé à l'équilibre. Si une contrainte extérieure  $\sigma_e$  est appliquée à cet élément de sol, l'eau étant moins compressible que le squelette solide, la contrainte  $\sigma_e$  est immédiatement reprise par la phase liquide et au temps initial  $t = 0$  on :

$$u_w = \sigma_e \quad (I.3)$$

$$\sigma' = 0 \quad (I.4)$$

avec  $u_w$  désignant la pression interstitielle à savoir la pression de l'eau des pores et  $\sigma'$  la contrainte effective, c'est-à-dire la contrainte qui s'exerce réellement sur le squelette solide.

Si l'on permet alors au sol de se drainer, un phénomène de consolidation va se développer, correspondant à l'expulsion de l'eau et au transfert de contrainte de l'eau sur le squelette solide. Un nouvel équilibre va alors s'établir pour l'état de contraintes :

$$u_w = 0 \quad (I.5)$$

$$\sigma' = \sigma_e \quad (I.6)$$

Si la contrainte  $\sigma_e$  est alors supprimée, le même phénomène se produit en sens inverse, et immédiatement :

$$u_w = -\sigma_e \quad (I.7)$$

$$\sigma' = \sigma_e \quad (I.8)$$

La pression interstitielle devient négative et opposée à la variation de contrainte totale. Dans des conditions de libre circulation de l'eau, un phénomène de gonflement va alors se développer, exprimant l'absorption de l'eau et le transfert de contrainte négative de l'eau sur le squelette solide, jusqu'à l'état final :

$$u_w = 0 \quad (I.9)$$

$$\sigma' = 0 \quad (I.10)$$

Il est donc possible d'affirmer que si la consolidation exprime une diminution de la pression interstitielle jusqu'à son annulation, le gonflement exprime quant à lui la diminution de la succion ( $-u_w$ ) jusqu'à son annulation.

### 1.2.7- Évolution de la structure des argiles en fonction de différentes sollicitations

La structure d'un sol est en état d'équilibre dans des conditions données. La modification des conditions hydrique et/ou mécanique, va provoquer une modification de cette structure. L'objectif de ce paragraphe est de montrer comment la structure d'un sol argileux change en fonction de différents types de sollicitations.

#### 1.2.7.1- Influence d'une sollicitation hydrique : humidification

Saiyouri (1996) montre que dans le cas de deux montmorillonites, une sodique et une calcique, lors de l'humidification, le gonflement libre s'exécute en deux phases : un gonflement intra-cristallin (ou intraparticulaire) et un gonflement inter-cristallin (ou interparticulaire). Le gonflement intra-cristallin, correspond aux valeurs de succions supérieures à 6,92 MPa, composé d'un processus d'insertion de molécules d'eau couche par couche dans l'espace interfoliaire générant un gonflement de la particule elle-même. Ce processus génère progressivement une microdivision des particules, faisant passer le nombre de feuillets au sein d'une particule d'une centaine de feuillets, pour les fortes valeurs de succion ( $s = 107$  MPa), à une dizaine de feuillets, pour les plus faibles valeurs de succions ( $< 6,92$  MPa). Ce qui conduit à la création de sous particules qui agissent indépendamment les unes par rapport aux autres (fig. I.7). Ce processus est suivi, pour des succions inférieures à 6,92 MPa, d'un gonflement inter-cristallin, produisant un éloignement progressif de ces sous-particules formées. Du point de vue de la structure interne des éprouvettes, le gonflement se traduit par une réduction de la macroporosité (Cui *et al.*, 2002).

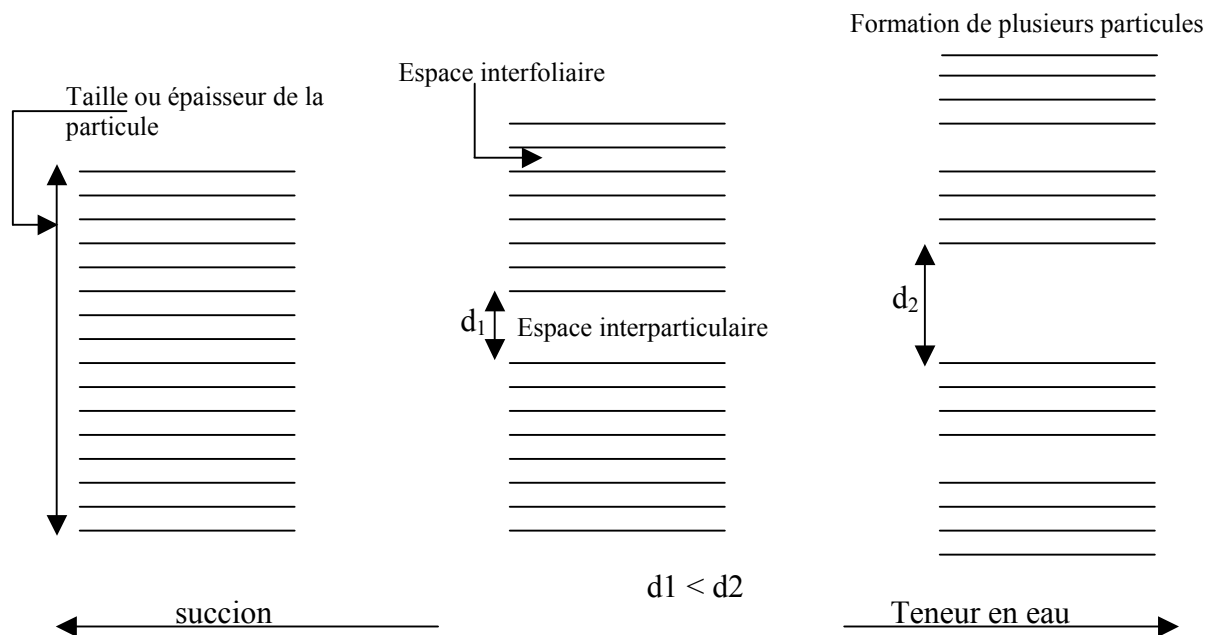


Figure I.7 - Représentation schématique du fractionnement des particules lors de l'hydratation (Saiyouri, 1996)

#### 1.2.7.2- Influence d'une sollicitation hydrique : dessiccation

Au cours de la dessiccation, les particules argileuses ont tendance à suivre en sens inverse le processus d'humidification qui est réversible. En revanche, la dessiccation tend à augmenter le nombre de feuillets par empilement élémentaire. Ainsi, d'après Tessier



(1991), trois étapes successives peuvent être considérées au cours de la dessiccation d'une montmorillonite calcique. Tout d'abord entre 0 et environ 1 MPa, où l'augmentation de succion provoque le départ d'eau située entre les empilements élémentaires, ce qui a pour effet une diminution de la distance interfoliaire. Ce phénomène se poursuit entre 1 et 5 MPa environ, mais associé à une formation d'empilements élémentaires de plus grande taille comprenant un nombre de feuilletts croissant. Au-delà de 5 MPa, l'état d'hydratation de l'espace interfoliaire change, l'eau interfoliaire tend à s'éliminer. Le nombre de feuilletts par empilement élémentaire continue de croître. Le départ d'eau progressif provoque ainsi une réduction de volume de la particule argileuse par diminution de la distance interfoliaire. Cette réduction du volume des particules argileuses produit une contraction macroscopique du matériau : c'est le phénomène de retrait. Cette contraction du matériau s'interrompt à partir d'un certain seuil de succion car l'air occupe toutes les espaces de macropores et l'état du volume constant sera atteint, la teneur en eau correspondante étant la limite de retrait. Il y a de plus au cours de la dessiccation un développement de la macroporosité due à la contraction des agrégats.

### **1.2.7.3- Influence d'une sollicitation mécanique**

Les travaux de Delage *et al.* (1984) sur une argile du Québec et de Qi *et al.* (1996) sur une laponite Na ont montré que la réduction d'indice des vides au cours d'une sollicitation mécanique était due à une réduction de la macroporosité, la microstructure restant pratiquement inchangée. En effet, l'application des contraintes extérieures tend dans un premier temps à rapprocher les agrégats, ensuite à les aplatir, puis à les souder si les sollicitations sont importantes.

## **1.2.8- Influence des caractéristiques physico-chimiques sur le gonflement dans les argiles**

Les variations de volume des sols argileux ne sont pas seulement proportionnelles aux variations de leur teneur en eau, elles dépendent également de leur composition et de leur nature minéralogique, c'est-à-dire, de leur composition physico-chimique.

### **1.2.8.1- Influence de la densité de charge surfacique des particules argileuses**

La densité de charge surfacique ( $D_s$ ) n'est autre que le rapport de la capacité d'échange cationique (CEC) et de la surface spécifique de la particule ( $S_a$ ). Ce rapport informe sur la capacité d'une particule à en repousser d'autres, contenant des charges de même signe.

$$D_s = \frac{CEC}{S_a} \quad (I.11)$$

L'augmentation de la densité de charge spécifique fait diminuer la pression de gonflement (Lefevre *et al.*, 1987 et Israelchvili, 1992). En effet, l'augmentation de la densité de charge fait qu'elle va attirer beaucoup de cations, ce qui va provoquer une condensation de la double couche, donc une diminution de son épaisseur. Ceci implique par la suite, une répulsion moindre entre particules et un gonflement moins important que pour des particules faiblement chargées.

### **1.2.8.2- Influence de la capacité d'échange cationique et de la surface spécifique**

La CEC évolue dans le même sens que la densité de charge surfacique, car elle lui est proportionnelle (équation I.11). Donc les argiles ayant une grande valeur de CEC auront tendance à peu gonfler, cela à surfaces spécifiques égales par ailleurs (Lefevre *et al.*, 1987).

L'augmentation de la surface spécifique entraîne la diminution de la densité de charge surfacique, donc favorise le gonflement (Lefevre *et al.*, 1987 et Komine & Ogata, 1996). Les argiles, dont les particules ont des  $S_a$  grandes sont très gonflantes par rapport à celles qui auraient le reste des caractéristiques voisines.

### **I.2.8.3- Influence des valences des cations**

L'amplitude du gonflement d'un sol varie suivant la nature des cations fixés sur les minéraux argileux qu'il contient. En effet, la valence de ces cations est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la double couche diffuse (équation I.1). Ce qui diminue donc son importance et par conséquent la capacité du matériau à gonfler. Ceci peut expliquer les différences de comportement entre les argiles sodique ( $\text{Na}^+$ ) et calcique ( $\text{Ca}^{2+}$ ).

De la même manière, la valence des cations de l'eau d'hydratation du matériau doit être faible pour provoquer un gonflement plus important (Dardaine *et al.*, 1986 ; Lefevre *et al.*, 1987). Une confirmation de cette influence a été présentée par Lin (2000). Il montre que suivant la nature du cation contenu dans la solution qui humidifie le sol, le gonflement est différent. Si le cation a une valence élevée, le potentiel de gonflement est moins important.

### **I.2.9- Conclusion**

Cette partie a été consacrée à la description des argiles (sols gonflants), nous avons utilisé pour cela différentes échelles d'étude. Nous avons abordé ensuite la complexité du système "eau-argile", nous avons vu que diverses interactions physico-chimiques, prenant place au niveau microscopique, s'établissent entre la phase solide et la phase liquide. A partir de cette étude, nous pouvons formuler les remarques suivantes :

- la microstructure du feuillet argileux et la nature du fluide interstitiel sont deux éléments déterminants dans la caractérisation du comportement d'une argile. Ainsi, des caractéristiques physico-chimiques telles que le type de feuillet argileux, la capacité d'échange cationique, la surface spécifique, la nature et la concentration en cations,... sont des paramètres essentiels pour la compréhension des mécanismes microstructuraux qui gouvernent le comportement macroscopique d'une argile ;
- les argiles sont des matériaux qui diffèrent nettement des matériaux granulaires (sables) à cause des interactions entre les éléments qui les constituent à diverses échelles de comportement et en raison de la présence de la couche adsorbée dont les caractéristiques physiques et mécaniques sont particulièrement différentes de celles d'une eau ordinaire.

Enfin, après avoir expliqué simplement les mécanismes de gonflement des argiles, nous avons présenté l'influence des caractéristiques physico-chimiques sur ce phénomène. Dans la partie qui suit, les différents types d'essais qui permettent de quantifier le gonflement et les facteurs qui peuvent influencer ce dernier seront présentés.

## **I.3- MESURE ET CARACTÉRISATION DU GONFLEMENT AU LABORATOIRE**

### **I.3.1- Introduction**

L'objectif de cette partie est la caractérisation des sols fins gonflants. Nous citons d'abord les différentes méthodes expérimentales qui permettent de mesurer les propriétés de gonflement (taux de gonflement ou pression de gonflement) et les facteurs qui peuvent influencer ces paramètres. Nous présentons ensuite quelques modèles empiriques pour modéliser et prédire le gonflement.

### **I.3.2- Méthodes classiques de mesure du gonflement (Méthodes directes)**

Le phénomène de gonflement se développe à l'échelle microscopique, au niveau des particules. Cependant, c'est une approche macroscopique qui est le plus souvent adoptée pour caractériser les matériaux gonflants et quantifier le processus de gonflement en

fournissant des paramètres macroscopiques directement applicables au dimensionnement des ouvrages de génie civil.

Dans la pratique, trois grandeurs sont utilisées pour caractériser l'aptitude d'un sol au gonflement :

- *le potentiel (ou taux) de gonflement*  $\varepsilon_g$ , correspond à la variation relative de volume ( $\Delta v/v_0$  en %) d'un échantillon soumis à une surcharge nulle ou très faible (généralement le poids du piston dans un œdomètre) lorsque l'on le met en contact avec de l'eau à pression atmosphérique ;
- *la pression de gonflement*  $\sigma_g$ , qui peut être définie comme étant la pression générée lors de l'hydratation d'un échantillon en condition confinée (essai à volume constant,  $\Delta v = 0$ ) ; elle peut être également définie par la pression qu'il faut appliquer pour ramener un échantillon à son volume initial avant l'adsorption d'eau (essai à gonflement libre) ; ces définitions de la pression de gonflement sont les plus utilisées mais elles ne sont pas les seules ;
- *l'indice de gonflement*  $C_g$ , qui traduit l'importance de la déformation de gonflement induit par un déchargement par rapport à un état de contraintes donné ; il est défini par la pente de la courbe  $e = f(\sigma)$  obtenue en déchargement lord d'un essai œdométrique classique, il est comparé à l'indice de compression  $C_c$ .

Il n'y a pas de proportionnalité entre la pression de gonflement et le potentiel de gonflement. Ainsi, certains matériaux possèdent une pression de gonflement très élevée mais un potentiel de gonflement très faible, pour d'autres matériaux c'est l'inverse. Il faut donc connaître ces deux paramètres pour caractériser le gonflement.

La plupart des méthodes de détermination des paramètres caractéristiques de gonflement se font en laboratoire bien que certains auteurs (Mariotti, 1976 ; Ofer et Blight, 1985 ; Magnan, 1993) aient réalisé des essais *in situ*. Ces derniers sont coûteux et souvent très longs. C'est pour cela qu'on préfère réaliser des essais sur des échantillons de sols intacts ou remaniés à l'aide des appareils classiques de laboratoire. Par ailleurs, il existe de nombreuses méthodes de caractérisation du gonflement en laboratoire, reflétant la complexité du phénomène et la diversité des situations rencontrées. Les méthodes fréquemment utilisées sont (Alonso *et al.*, 1987) :

- la méthode de gonflement libre ;
- la méthode de gonflement sous charges constantes ;
- la méthode de gonflement à volume constant.

Ces essais peuvent être réalisés sur des échantillons intacts ou recompressés. Le choix de la méthode pour mesurer le gonflement dépend du problème posé et du but recherché. Chaque méthode d'essai tente de simuler le plus fidèlement possible les conditions aux limites sur le terrain, en fonction du type de comportement de l'ouvrage. La mesure peut se faire soit dans les cellules œdométriques soit dans les cellules triaxiales. L'œdomètre étant le matériel le plus couramment utilisé par de nombreux chercheurs (Holz & Gibbs, 1956 ; Jennings & Knight, 1957 ; Lambe & Whitman, 1959, Guiras-Skandaji, 1996,...). Cependant, la préparation des éprouvettes pour des essais œdométriques est délicate. La mesure des paramètres de gonflement est très influencée par le jeu radial de l'échantillon dans l'appareil. Par ailleurs, le frottement sur les parois de l'œdomètre, en gonflement libre, augmente la pression de gonflement mesurée et diminue le potentiel de gonflement (Tabani, 1999). Les parois peuvent alors être lubrifiées afin de diminuer ce frottement (Tisot & Aboushook, 1983). En revanche, l'appareil triaxial présente plus d'avantage dans la mesure où les pressions latérales sont contrôlées et les chemins de contrainte subis par l'échantillon sont connus. Il permet aussi de s'affranchir partiellement des défauts

géométriques des éprouvettes (Tisot & Aboushook, 1983, Abduljawad & Al-Sulaimani, 1993). Nous présentons dans la suite les principales méthodes utilisées.

### I.3.2.1- Méthode de gonflement libre

Dans l'essai de gonflement libre, l'échantillon, soumis à une faible pression correspondant au poids du piston et de la pierre poreuse, est laissée en contact avec de l'eau. Une fois le phénomène de gonflement stabilisé, l'échantillon quasi-saturé suit un chemin de chargement par paliers avec stabilisation des déformations sous chaque palier. La pression de gonflement correspond à la charge qu'il est nécessaire d'appliquer pour ramener le volume de l'échantillon à sa valeur initiale. Cette méthode peut se faire dans un œdomètre ou un appareil triaxial (fig. I.8).

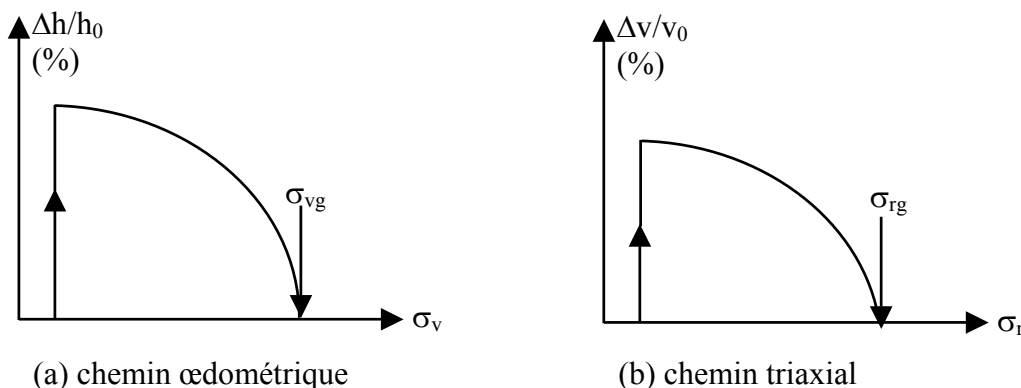


Figure I.8 - Méthode de gonflement libre à l'appareil œdométrique et triaxial

Le mode de chargement influe sur la valeur de la pression de gonflement. En effet, Guiras-Skandaji (1996) a montré que la pression de gonflement déterminée à partir des essais de gonflement libre dépend de la vitesse de chargement (fig. I.9). Un chargement rapide, après 24 heures, aboutit à une pression de gonflement plus importante qu'un chargement lent (à la fin de la phase de consolidation primaire : après stabilisation des déformations). Ce comportement a déjà été constaté également par Tisot (1984).

L'avantage de cette méthode est qu'elle nécessite une seule éprouvette et permet d'obtenir, outre la pression de gonflement et le gonflement libre, la courbe de compressibilité du sol saturé (après gonflement). Cependant, l'inconvénient est qu'elle n'est pas représentative du chemin de contrainte suivi par le sol lorsqu'il subit un gonflement sous confinement (Brackley, 1975 ; Justo *et al.*, 1984 et El Sayed & Rabbaa, 1986).

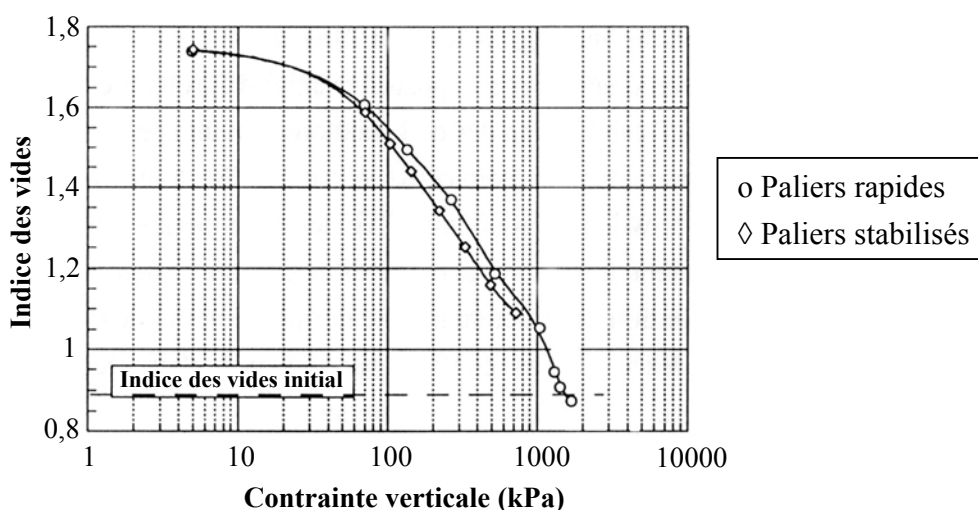


Figure I.9 - Gonflement libre puis rechargement avant et après la consolidation primaire (Guiras-Skandaji, 1996)

### 1.3.2.2- Méthode de gonflement sous charges constantes

Pour éviter l'inconvénient de la stabilisation de chaque palier de la méthode précédente, on peut utiliser une méthode dite « méthode de gonflement sous charges constantes » ou « méthode de gonflement en parallèle ». Elle nécessite plusieurs échantillons identiques : chaque échantillon est soumis à une humidification sous charge constante (pression verticale à l'œdomètre ou contrainte isotrope à l'appareil triaxial) ; selon la valeur de la charge, il se produit un gonflement ou un effondrement du sol. En traçant la courbe des déformations volumiques en fonction des contraintes appliquées ( $\text{Log } \sigma$ ) lors de l'humidification, on peut déterminer la contrainte correspondant à une déformation nulle, qui est la pression de gonflement (fig. I.10). Selon Gilchrist (1963), Noble (1966), Sridharan *et al.*, (1986), Guiras-Skandaji (1996), Bigot *et al.*, (1998) et Yahia-Aïssa (1999), cette courbe est une droite, tandis que Chu & Mou (1973) trouvent une courbe exponentielle et Philipponnat (1991), une droite ou une hyperbole. Le potentiel de gonflement dans cette méthode est variable, il correspond à la variation de hauteur sous une pression donnée.

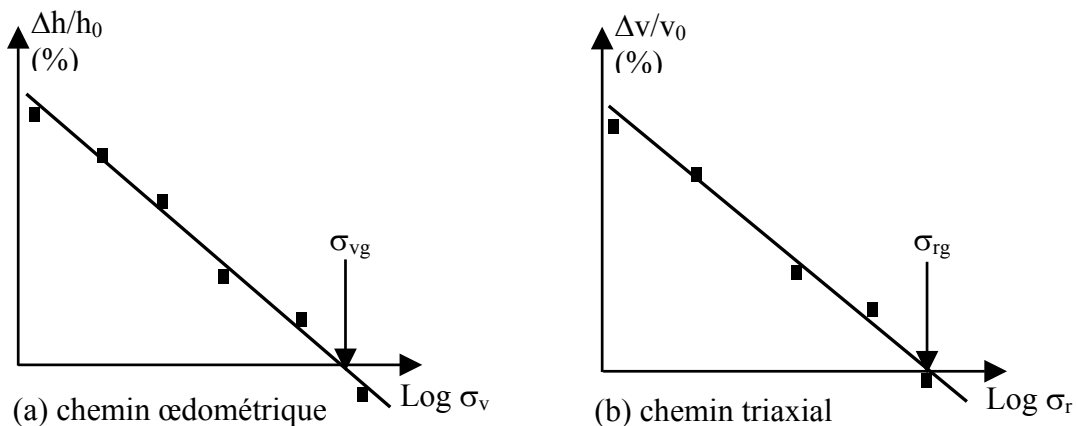


Figure I.10 - Méthode de gonflement sous différentes charges à l'appareil œdométrique et triaxial

Guiras-Skandaji (1996) a montré que le remouillage de l'échantillon au moment du chargement ou après préconsolidation sous charge constante influe sur les déformations finales et la pression de gonflement (fig. I.11). Le comportement lors du remouillage après préconsolidation engendre des déformations plus importantes et par conséquent une pression de gonflement plus importante. Ainsi pour les faibles charges, l'ordre du mouillage de l'échantillon n'a pas une grande influence sur les déformations finales alors que pour des fortes charges l'écart peut être important.

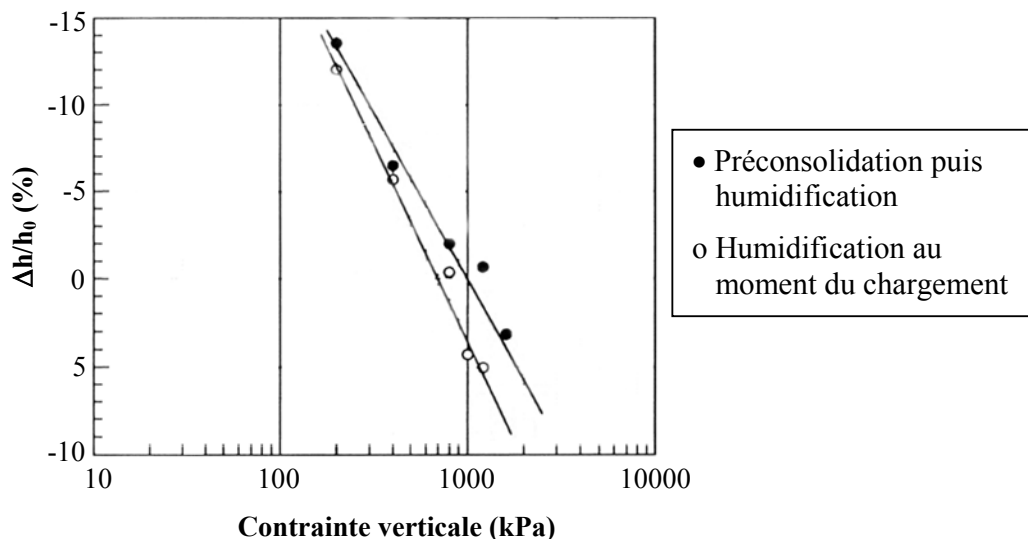


Figure I.11 - Déformations axiales en fonction de la charge verticale pour deux chemins d'humidifications (Guiras-Skandaji, 1996)

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de s'approcher le plus des conditions *in situ* (Sridharan *et al.*, 1986 ; El Sayed & Rabbaa, 1986 ; Edil et Alanazy, 1992). En effet, le gonflement vertical *in situ* se fait généralement sous charge verticale constante. En revanche, l'inconvénient est qu'elle nécessite au minimum trois échantillons identiques, qui dans certains cas, sont difficiles à préparer si l'on veut travailler sur des échantillons intacts. C'est pour cela qu'elle est plutôt utilisée pour des matériaux remaniés.

### 1.3.2.3- Méthode de gonflement à volume constant

Le principe de cette méthode est d'humidifier une éprouvette tout en maintenant son volume constant. L'essai est poursuivi jusqu'à ce que l'échantillon ne présente plus de tendance au gonflement. La pression nécessaire pour maintenir le volume constant est la pression de gonflement. A l'œdomètre ceci consiste à bloquer le piston sur un bâti de presse afin d'empêcher la déformation de hauteur et à mesurer l'évolution de la contrainte de gonflement verticale  $\sigma_{vg}$  (fig. 1.12a) à l'aide d'un capteur de force intercalé entre la cellule et le bâti de presse. Pour l'appareil triaxial, la contrainte de gonflement latérale  $\sigma_{rg}$  (fig. 1.12b) est aussi mesurée à l'aide d'un contrôleur pression-volume.

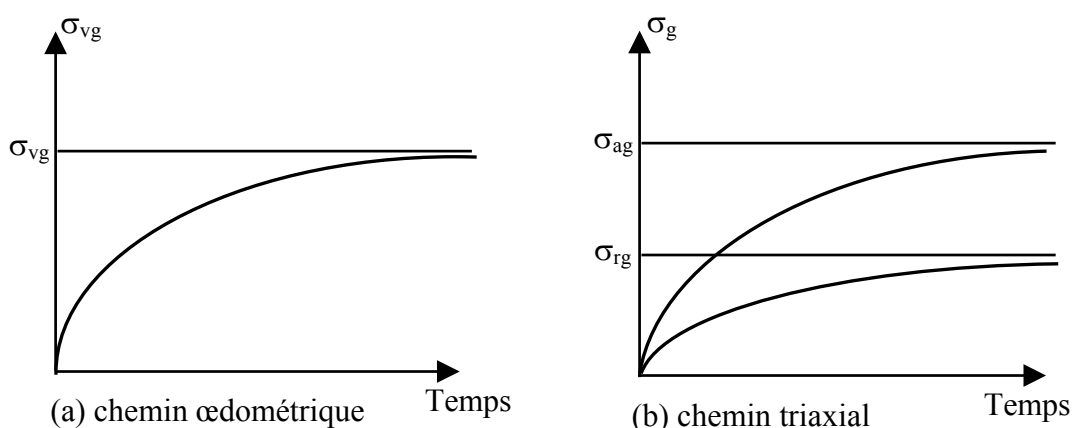


Figure 1.12 - Méthode de gonflement à volume constant

Le mécanisme de gonflement à volume constant modifie et réorganise la structure interne de minéraux argileux, l'éprouvette conserve son énergie potentielle et l'eau trouve accès aux micro-vides internes.

D'un point de vue pratique, deux méthodes expérimentales existent :

- *déformations totalement empêchées* : l'essai consiste à bloquer totalement le piston durant la saturation contre un capteur de force qui permet de lire directement la pression de gonflement développée par l'échantillon pour un volume rigoureusement constant ;
- *chargement suite à une faible déformation selon la norme ASTM D 4546-90* : une contrainte initiale égale à la contrainte estimée *in situ* ou à la pression de gonflement est appliquée ; la lecture initiale est effectuée après 5 minutes puis l'éprouvette est humidifiée ; la tendance de l'échantillon à gonfler est neutralisée par l'application d'une charge croissante dès que le déplacement du comparateur atteint 1/100 mm ; la valeur de la charge lorsque l'échantillon est stabilisé est la pression de gonflement.

Yahia-Aïssa (1999), a montré que la pression de gonflement induite lors de l'hydratation à gonflement empêché dépend fortement de l'état de contrainte initial avant hydratation (fig. 1.13). En effet, les hydratations à volume constant sous des contraintes verticales initiales de 15, 40 et 50 MPa ont donné respectivement des contraintes verticales de gonflement de 33 ; 50,7 et 60 MPa. De plus, les résultats obtenus montrent que le gradient de pression généré après hydratation diminue avec l'augmentation de la contrainte initiale appliquée.

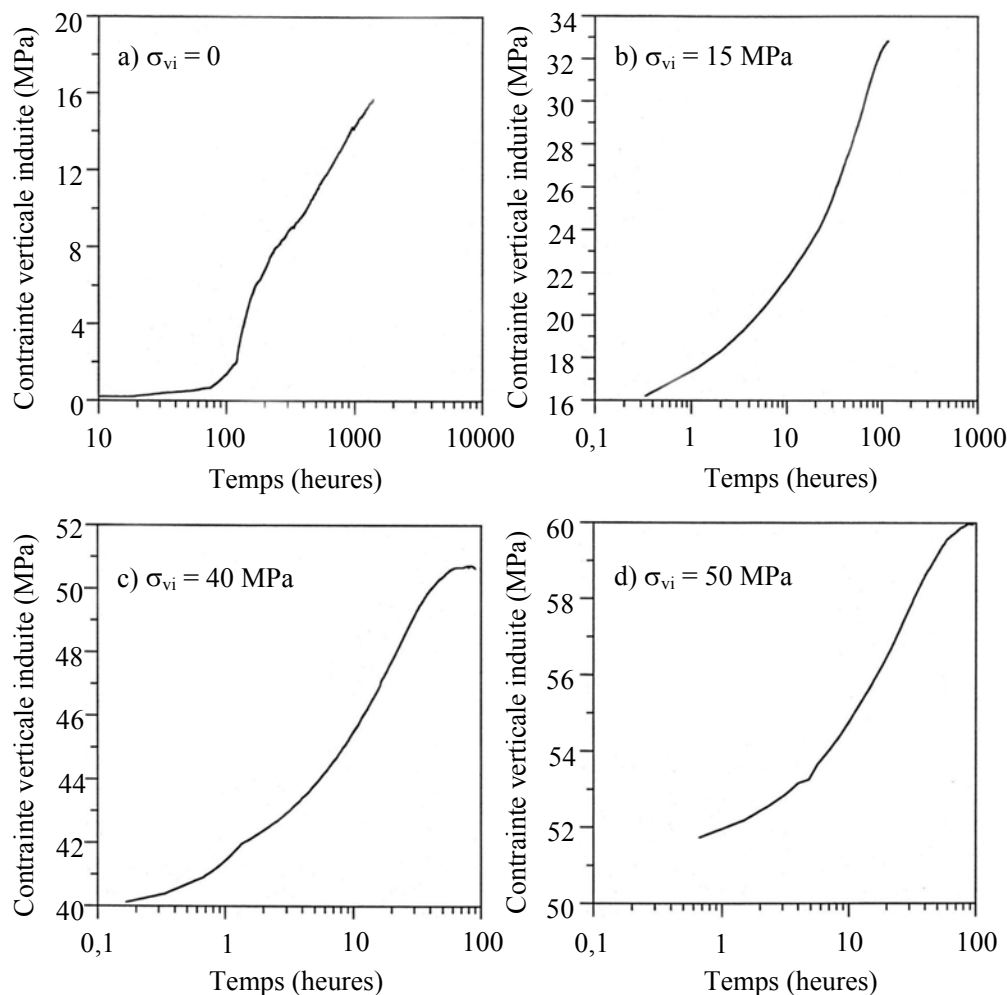


Figure I.13 - Hydratation d'échantillons de FoCa compactés, à gonflement empêché à différentes contraintes verticales initiales (Yahia-Aïssa, 1999)

En utilisant cette méthode, certains auteurs (Brackley, 1973 ; Push, 1982 ; Alonso *et al.*, 1999 ; Cuisinier, 2002) observent que la pression de gonflement passe par un maximum avant de décroître au cours de l'hydratation. Ces auteurs expliquent ce phénomène par une plastification de l'éprouvette au cours de l'hydratation. En même temps que la succion diminue et que la pression de gonflement augmente, la résistance entre les agrégats du sol diminue. A partir d'un certain seuil, les particules s'effondrent, provoquant la baisse de la pression de gonflement.

### I.3.2.4- Autres méthodes

Il existe une multitude de méthodes pour mesurer les deux paramètres caractérisant le gonflement. Ofer *et al.*, (1983) indiquent qu'il y a plus de 20 méthodes qui permettent de déterminer le taux de gonflement. La plupart de ces méthodes se sont basées sur les méthodes déjà citées pour définir leur protocole d'essai. Parmi ces méthodes on peut citer : la méthode de gonflement à l'œdomètre double (Jennings et Knight, 1957), la méthode de Sullivan et McClelland (1969), la méthode d'Huder et Amberg (1970), la méthode de Porter et Nelson (1980), les méthodes de Sridharan *et al.*, (1986), la méthode d'Erol *et al.*, (1987), les méthodes d'Edil et Alanazy (1992), la méthode chinoise (Shuai, 1996) et la méthode de Windal (2001).

### I.3.2.5-Comparaisons des différentes méthodes

Les chemins suivis et les valeurs obtenues dans les méthodes citées ci-dessus sont très différents (Brackley, 1975 ; Justo *et al.*, 1984 et Ali & Elturabi, 1984). Selon les comparaisons réalisées par Gilchrist (1963), Brackley (1975), Sridharan *et al.*, (1986), Abduljawwad & Al-Sulaimani (1993) et Guiras-Skandaji (1996), la méthode de gonflement

libre donne toujours des valeurs de la pression de gonflement plus élevées que les autres, pouvant aller jusqu'au double de celles des autres méthodes. La méthode de gonflement sous charges constantes donne des valeurs plus faibles et la méthode à volume constant donne des valeurs moyennes qui se situent entre les deux.

La méthode de gonflement libre est très lente (plusieurs semaines). La mesure du gonflement à volume constant est délicate à mettre en œuvre et demande un appareillage particulier permettant un contrôle précis de la déformation de l'échantillon (déformation presque nulle). Mais, elle semble être la plus avantageuse car l'essai peut se faire sur un seul échantillon et elle est rapide (quelques jours). Cependant, la méthode de gonflement sous charges constantes, bien qu'elle nécessite plusieurs échantillons identiques qui sont difficiles à réaliser, est plus rapide, car elle ne nécessite aucune augmentation de la charge exercée sur les échantillons et permet de définir la pression de gonflement après avoir obtenu l'équilibre sur chacun d'entre eux.

En comparant les déformations de gonflement mesurées *in situ* et celles déterminées avec les différentes procédures expérimentales, il semble que les valeurs de la pression de gonflement estimées à volume constant soient les plus proches de celles effectivement constatées sur le terrain (Erol *et al.*, 1987) et soient donc les plus pertinentes. Khaddaj (1992) est arrivé aux mêmes conclusions et a préconisé l'utilisation systématique de la méthode à volume constant, d'une part, pour éviter les hétérogénéités inhérentes à l'utilisation de différents échantillons (essais de gonflement sous charges constantes) et, d'autre part, pour limiter les problèmes de mesure, dus notamment aux frottements parasites survenant à l'intérieur des œdomètres lors d'essais à gonflement libre.

### 1.3.3- Influence de différents facteurs sur le gonflement

L'amplitude du gonflement et les forces qu'il engendre dépendent pour une large part des facteurs suivants :

#### 1.3.3.1- Influence de la composition minéralogique

La quantité d'argile gonflante dans un sol est le premier facteur qui affecte le gonflement. En effet, les propriétés gonflantes du sol seront d'autant plus marquées que le pourcentage de minéraux expansifs (montmorillonite) sera élevé (Komine & Ogata, 1994 ; Tabani, 1999 et Xu *et al.*, 2003). Ainsi, à partir d'un mélange de limon de Xeuilley (Lx) et de bentonite calcaïque (B), Tabani (1999) montre que le potentiel de gonflement passe de 6,3 % à 44,4 % lorsque le pourcentage massique de bentonite augmente de 10 à 100 %. Dans le même temps, la pression de gonflement croît de 205 à 740 kPa (fig. I.14).

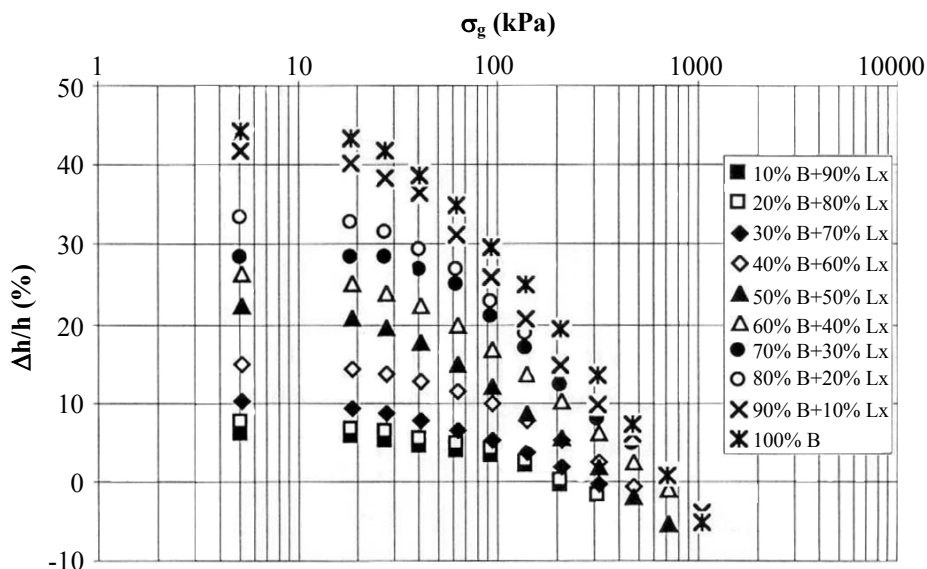


Figure I.14 - Le potentiel et la pression de gonflement en fonction du pourcentage de bentonite (Tabani, 1999)



### I.3.3.2- Influence de l'état initial du sol

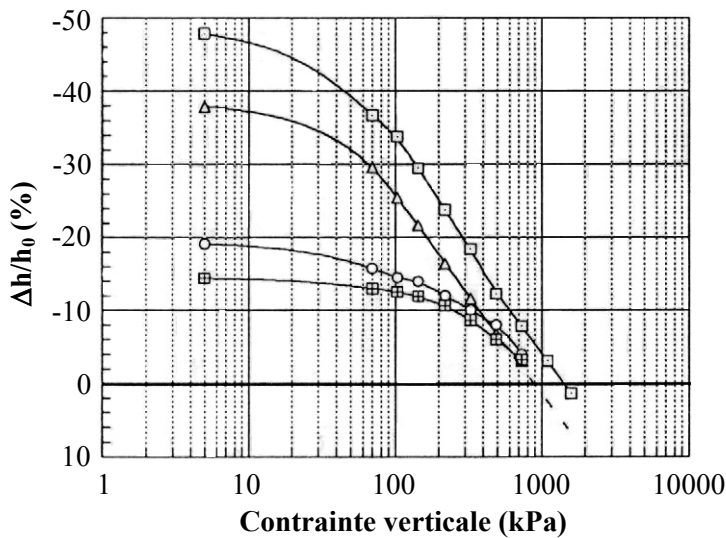
#### a) Influence de la teneur en eau initiale

L'influence de la teneur en eau initiale sur le gonflement dépend des caractéristiques du sol et des conditions de l'essai. A volume constant, la pression de gonflement est indépendante de la teneur en eau initiale (Aboushook, 1984 ; Sridharan *et al.*, 1986 ; Edil & Alanazy, 1992 ; Komine & Ogata, 1992 et 1994 et Guiras-Skandaji, 1996). Pour les essais de gonflement libre ou sous différentes charges, le potentiel et la pression de gonflement varient avec la teneur en eau initiale (Barden *et al.*, 1969 ; Karalis, 1977 ; Gromko, 1974 ; Sridharan *et al.*, 1986 ; Edil et Alanazy, 1992 ; Komine et Ogata, 1994 ; Saiyouri, 1996 ; Guiras-Skandaji, 1996 ; Hachichi & Fleureau, 1999, Tripathy *et al.*, 2002 et Carof, 2002).

Guiras-Skandaji (1996) a trouvé que la teneur en eau initiale des échantillons compactés à la même densité sèche a une influence considérable sur les caractéristiques du gonflement. La pression de gonflement augmente lorsque la teneur en eau initiale diminue (fig. I.15). L'évolution du taux de gonflement final en fonction de la teneur en eau initiale est linéaire (fig. I.16).

Hachichi et Fleureau (1999) ont réalisé des essais de gonflement libre sur des argiles intactes provenant de cinq sites différents dans plusieurs régions d'Algérie à partir de différentes teneurs en eau initiales. Leurs résultats montrent une tendance classique à la diminution du gonflement lorsque la teneur en eau initiale augmente.

Komine & Ogata (1992 et 1994), en travaillant sur une bentonite sodique (contenant 48 % de montmorillonite) avec deux poids volumiques secs initiaux, 1,3 et 1,8 kN/m<sup>3</sup>, montrent qu'à forte densité sèche, le taux de gonflement dépend de la teneur en eau initiale et qu'à faible densité le taux de gonflement est indépendant de la teneur en eau initiale. Il n'est pas possible donc d'avoir une idée claire sur l'influence de la teneur en eau initiale sur le gonflement.



Contrainte verticale $\sigma_v = 5 \text{ kPa}$		
Symbol	$w_i$ (%) $\gamma_{di}$ (kN/m <sup>3</sup> )	$\sigma_{vg}$ (kPa)
□	20 14,5	1600
△	26 14,5	1000
○	32 14,5	900
⊕	34 14,5	800

Figure I.15 - Influence de la teneur en eau initiale sur la pression de gonflement mesurée par la méthode de gonflement libre ( $\gamma_{d\text{moy}} = 14,5 \text{ kN/m}^3$ ) (Guiras-Skandaji, 1996)

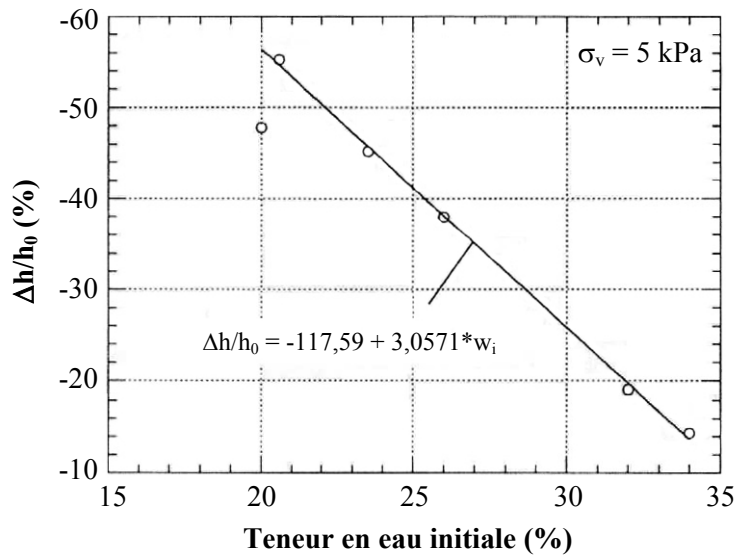
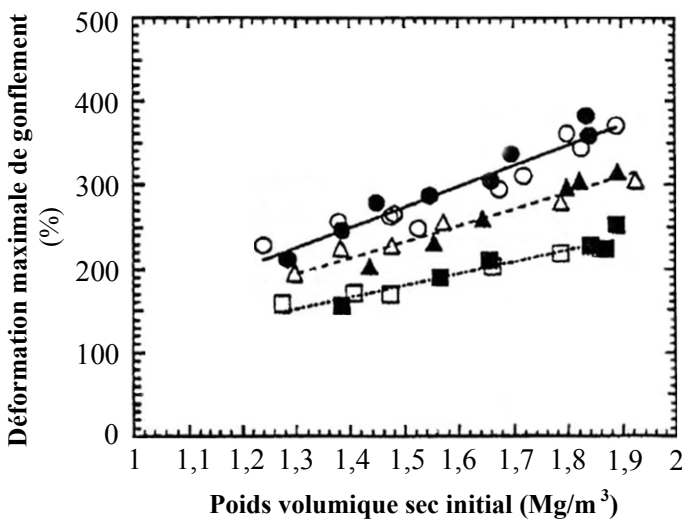


Figure I.16 - Évolution du taux de gonflement final en fonction de la teneur en eau initiale pour la bentonite compactée à un poids volumique sec de  $14,5 \text{ kN/m}^3$  (Guiras-Skandaji, 1996)

### b) Influence du poids volumique sec initial et de la contrainte appliquée

Le poids volumique sec initial est reconnu comme le facteur ayant le plus d'importance sur le potentiel et la pression de gonflement. Tous les auteurs indiquent que les valeurs du potentiel et de la pression de gonflement augmentent lorsque, toutes valeurs égales par ailleurs, le poids volumique sec augmente. En effet, la pression de gonflement est d'autant plus grande que la distance entre les particules est petite. Comme le gonflement est expliqué par la répulsion entre les particules de charges de même signe, celles-ci vont se repousser davantage si la distance qui les sépare est petite, donc si la densité de l'échantillon est grande.

Komine et Ogata (1994) ont effectué des essais œdométriques d'hydratation à succion nulle sous différentes charges sur une argile gonflante fortement compactée (bentonite Na) à différents poids volumiques secs initiaux. Les résultats sont représentés sur la figure I.17. On peut voir sur cette figure que le taux de gonflement maximum augmente linéairement avec l'augmentation du poids volumique sec initial et qu'une forte réduction du gonflement se produit avec l'augmentation de la contrainte extérieure appliquée. Ce dernier résultat a été confirmé par Komornik *et al.*, (1980), Fleureau *et al.*, (1992), Guiras-Skandaji (1996) et Romero *et al.*, (1998).



Symbole	○	●	△	▲	□	■
Contrainte verticale (kPa)	5,38		9,81		18,6	
Teneur en eau initiale (%)	6,5	14	6,5	14	6,5	15

Figure I.17 - Relation entre le taux de gonflement maximum et le poids volumique sec initial (Komine et Ogata, 1994)

Komine et Ogata, (1994) ont également montré que la pression de gonflement croît de façon exponentielle avec le poids volumique sec initial (fig. I.18). Cette observation a été confirmée par Push (1982), Gray *et al.*, (1984), Sridharan *et al.*, (1986), Dardaine & Gatabin, (1986), Kanno et Wakamatsu (1992), Dixon *et al.*, (1996) et Guiras-Skandaji (1996). Xu *et al.*, (2003) quant à eux, en travaillant sur une bentonite de Tsukinuno (Japon), ont montré que la pression de gonflement augmente linéairement avec le poids volumique sec initial (fig. I.19). Sur cette figure, nous retrouvons aussi la conclusion énoncée au § I.3.3.1 concernant l'influence du pourcentage de bentonite sur la pression de gonflement : la pression de gonflement augmente avec l'augmentation du pourcentage de bentonite (Cb). De plus, pour de pourcentage de bentonite élevé, l'augmentation de la pression de gonflement avec le poids volumique sec initial est plus rapide. La pente de la courbe (pression de gonflement, poids volumique sec initial), pour l'échantillon contenant 100 % de bentonite, est la plus grande (fig. I.19).

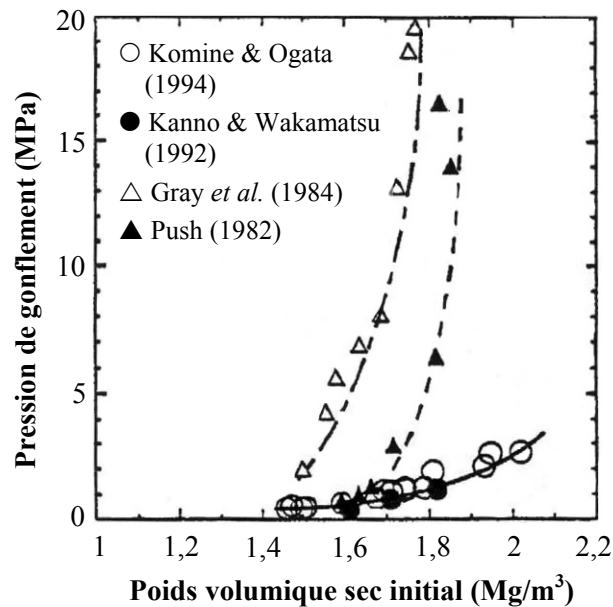


Figure I.18 - Influence de la densité sèche initiale sur la pression de gonflement (Komine et Ogata, 1994)

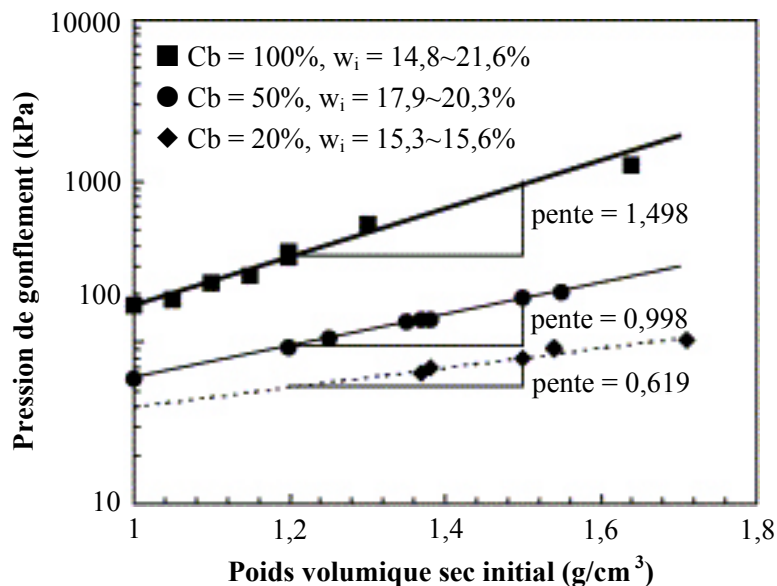


Figure I.19 - Influence de la densité sèche initiale et du pourcentage de bentonite sur la pression de gonflement (Xu *et al.*, 2003)

### c) Influence de la succion initiale et du mode de compactage

Comme la pression de gonflement et le taux de gonflement dépendent du poids volumique sec initial et/ou de la teneur en eau initiale, en conséquence ils dépendent de la succion

initiale, car cette dernière dépend à son tour de ces deux paramètres. En effet, quand la succion initiale du sol diminue, la capacité d'absorption d'eau du sol diminue et à la fin de la saturation, le sol aura absorbé une quantité d'eau plus faible d'où un taux de gonflement moins important.

Mou et Chu, (1983) ont étudié l'effet de la variation de la succion initiale sur le gonflement d'une argile compactée. Les résultats sont représentés sur la figure I.20. Cette figure montre qu'il existe une relation unique entre la variation du pourcentage de gonflement et de la succion initiale de l'échantillon, indépendamment de l'état initial du sol. De plus, l'allure de la courbe est une droite qui passe par l'origine. En revanche, Guiras-Skandaji (1996) a constaté que cette relation suit une loi hyperbolique.

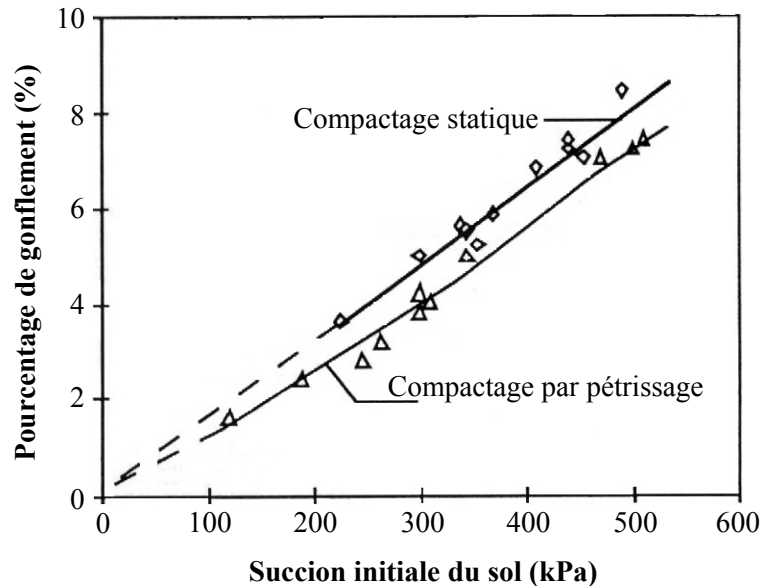


Figure I.20 - Influence de la succion initiale et du mode de compactage sur le potentiel de gonflement (Mou et Chu, 1983)

Cette figure (fig. I.20) montre également que le gonflement est influencé par le mode de compactage. Les échantillons compactés statiquement aboutissent à un gonflement plus fort. En effet, le compactage statique donne une structure orientée en parallèle beaucoup plus marquée que le compactage par pétrissage et aboutit donc à un gonflement plus important (Parcher et Lu, 1965 cités par Edil et Alanazy, 1992). Ce résultat a été déjà constaté par Seed *et al.*, (1962) et confirmé par Edil et Alanazy (1992).

Skempton (1961) et Kassif & Ben Shalom (1971) montrent que la pression de gonflement, mesurée à partir d'un essai de gonflement à volume constant, à l'état saturé est égale à la succion initiale de l'échantillon. En revanche, Alonso et Gens (1993) mentionnent cela dans le cas des faibles succions initiales. Ce résultat a été confirmé par Guiras-Skandaji (1996).

#### d) Influence de la hauteur et du remaniement des échantillons

Pour mettre en évidence l'influence de la hauteur des échantillons, Hachichi et Fleureau, (1999) ont effectué des essais de gonflement libre sur des argiles intactes provenant de deux sites différents (Abadla et Mers El Kebir en Algérie) pour différentes hauteurs d'échantillons (Tableau I.2). Les résultats montrent une diminution du gonflement libre lorsque la hauteur des échantillons augmente. Cette diminution peut être due à l'augmentation des frottements inévitables entre l'échantillon et le moule oedométrique. Ces auteurs ont également montré qu'en effectuant une comparaison entre le gonflement libre des échantillons intacts et celui des échantillons remaniés préparés par compactage *quasi* statique, les échantillons remaniés présentent un gonflement final plus faible que celui des échantillons intacts.

Tableau I.2 - Influence de la hauteur des échantillons sur le gonflement (Hachichi et Fleureau, 1999)

Matériau	Gonflement libre pour des échantillons de hauteur :		
	10 mm	12 mm	20 mm
Argile d'Abadla	9,9 %	9,7 %	6 %
Argile de Mers El Kebir	23,2 %	21,8 %	17 %

Le gonflement dépend aussi d'un certain nombre de paramètres supplémentaires comme la température (Guiras-Skandaji, 1996 ; Tessier *et al.*, 1998), de l'appareillage utilisé, triaxial ou bien œdomètre (Guiras-Skandaji, 1996), de la concentration de l'électrolyte (Didier *et al.*, 1973 ; Karalis, 1977 ; Di Maio, 1996 ; Wong, 1998 ; Hachichi et Fleureau, 1999), de la profondeur de prélèvement de l'échantillon, de l'orientation du prélèvement par rapport à la structure initiale, des conditions d'environnement de l'essai et encore du temps.

### 1.3.4- Modèles de calcul du gonflement (Méthodes indirectes)

Les méthodes indirectes consistent à établir une corrélation entre le taux de gonflement ou la pression de gonflement et quelques paramètres géotechniques faciles à obtenir au laboratoire. Ainsi, après avoir déterminé les paramètres géotechniques du sol, l'emploi de formules empiriques permet de connaître rapidement le potentiel de gonflement de ce sol, c'est-à-dire d'estimer ou de quantifier le gonflement et (ou) la pression de gonflement qui peuvent se développer en cas de variations des conditions hydriques et (ou) mécaniques et de juger ainsi si le phénomène est à prendre en compte ou non. Quelques approches empiriques sont présentées ci-dessous.

#### 1.3.4.1- Formules empiriques

De nombreux auteurs ont tenté de relier la pression de gonflement,  $\sigma_g$ , ou le potentiel de gonflement,  $\varepsilon_g$ , aux paramètres classiques de mécanique des sols (teneur en eau initiale  $w_i$ , densité sèche initiale  $\gamma_{d0}$ , limite de liquidité  $w_L$ , indice de plasticité  $I_p$ , limite de retrait  $w_s$ , pourcentage des particules d'argiles  $< 2\mu\text{m}$ ,...) qui semblent être les facteurs les plus influents sur le gonflement des argiles. Plusieurs relations empiriques ont été proposées. Les principales équations sont regroupées dans le tableau I.3.

#### 1.3.4.2- Modèle de Low, 1980

Ce modèle est uniquement valable pour les argiles de type montmorillonite. Le modèle prend en compte la capacité d'échange des cations, la surface spécifique ainsi que le rapport massique entre l'eau et la montmorillonite ( $m_w/m_m$ ). La relation est la suivante :

$$(\Pi + 1) = e^{\left(\frac{\alpha}{m_w/m_m}\right)} \quad (\text{I.12})$$

La relation donne la pression de gonflement ( $\Pi = p_{\text{gonflement}}/p_a$ ) en atmosphère. Le paramètre  $\alpha$  est calculé à partir de la surface spécifique  $S_a$  et de la capacité d'échange des cations (CEC) :

$$\alpha = 3,609 \times 10^{-7} \times S_a + 1,332 \times \text{CEC} - 0,678 \quad (\text{I.13})$$

Tableau I.3 - Modèles empiriques de calcul du taux de gonflement ( $\varepsilon_g$ ) et de la pression de gonflement ( $\sigma_g$ )

Auteur(s)	Équations	Paramètres
Seed <i>et al.</i> (1962)	$\varepsilon_g = 2,16.10^{-3} (I_p)^{2,44}$	$\varepsilon_g$ et $I_p$ sans unités (-)
Ranganatham et Satyanarayana (1965)	$\varepsilon_g = 41,13.10^{-5} (w_L - w_s)^{2,67}$	$\varepsilon_g$ , $w_L$ et $w_s$ sans unités (-)
Komornik et David (1969)	$\varepsilon_g = 6,7 + 2,4 I_p \rightarrow$ marnes $\varepsilon_g = 0,9 + 2,1 I_p \rightarrow$ argiles $\log \sigma_g = -2,132 + 0,0208 w_L + 6,66.10^{-4} \gamma_{d0} - 0,0269 w_i$	$\varepsilon_g$ (%) $\sigma_g$ (kPa) $w_i$ (%) $w_L$ (%) $\gamma_{d0}$ (kg/m <sup>3</sup> )
Vijayvergiya et Ghazzaly (1973)	$\log \varepsilon_g = 0,033 w_L - 0,083 w_i + 0,458$ $\log \sigma_g = 0,033 w_L - 0,083 w_i - 1,967$	$\varepsilon_g$ (%) $\sigma_g$ (kPa) $w_L$ (%) $w_i$ (%)
Vijayvergiya et Ghazzaly (1973)	$\log \varepsilon_g = 0,033 w_L + 0,0032 \gamma_{d0} - 6,692$ $\log \sigma_g = 0,033 w_L + 0,0032 \gamma_{d0} - 5,154$	$\varepsilon_g$ (%) $\sigma_g$ (kPa) $w_L$ (%) $\gamma_{d0}$ (kg/m <sup>3</sup> )
Didier <i>et al.</i> (1973)	$\log \sigma_g = u w_L + v \gamma_{d0} - t w + k = 2,55 \frac{\gamma_{d0}}{\gamma_w} - 1,705$	$u, v, t$ et $k$ sont des constantes $w$ : teneur en eau naturelle (%) $w_L$ (%) ; $\gamma_{d0}$ (g/cm <sup>3</sup> ) et $\sigma_g$ (bars)
Brackley (1983)	$\varepsilon_g = (5,3 - 147 \frac{e}{I_p} - \log P)(0,525 I_p + 4,1 - 0,85 w_i)$ $\log \sigma_g = 5,3 - 147 \frac{e}{I_p}$	$\varepsilon_g$ (%) $\sigma_g$ (kPa) $e$ : indice des vides $P$ : surcharge extérieure (kPa) $w_i$ (%) et $I_p$ (-)
Nagaraj <i>et al.</i> (1983)	$\sigma_g = 17,86 - \frac{100 \frac{e_0}{e_l}}{4 - \log P_c}$	$e_0$ : indice des vides initial $e_l$ : indice des vides correspondant à la limite de liquidité $P_c$ : pression de consolidation (kg/cm <sup>3</sup> )
Komine et Ogata (1994)	$\varepsilon_g = (K \gamma_{d0} - 1) \times 100$	$\varepsilon_g$ (%) $K$ est un constant $\gamma_{d0}$ (g/cm <sup>3</sup> ).
Guiras-Skandaji (1996)	$\varepsilon_g = -117,59 + 3,0571 \times w_i$	$\varepsilon_g$ (%) $w_i$ (%)
Yahia-Aïssa (1999)	$\sigma_g = \left[ \frac{e_0}{A_p(0)} \right] \left[ \frac{1}{N_p(0)} \right]$	voir <sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup>  $A_p(0)$  : indice des vides à la pression correspondante à 1 MPa lors d'un essai de compression à succion nulle ;  $N_p(0)$  : pente de la courbe de compression virge dans le plan logarithmique et  $\sigma_g$  (en MPa).

### **I.3.5- Conclusion**

Différents essais de gonflement existent et conduisent à la détermination de paramètres caractéristiques du gonflement provoqué par imbibition à l'eau (taux de gonflement et/ou pression de gonflement). Nous en avons cité quelques-uns dans la première part de cette partie.

La mesure de la pression de gonflement ou du taux de gonflement au laboratoire dépend du type de matériel et de la méthode utilisés, de l'état initial de l'échantillon et du chemin de contrainte suivi. L'influence de chacun de ces facteurs sur les paramètres du gonflement a fait l'objet du deuxième part de cette partie. Cette étude nous montre que la pression de gonflement n'est pas une caractéristique intrinsèque du matériau mais dépend de son état en place.

Enfin, l'exposé des modèles empiriques montre le grand nombre de lois différentes mises au point pour estimer le gonflement des sols de façon indirecte, c'est-à-dire sans faire d'essai de gonflement. Les relations sont en général déterminées à partir d'échantillons remaniés dont le comportement n'est pas identique à celui du matériau dans son état naturel. De plus, il semble que les lois mathématiques citées, qui sont significatives quand elles sont appliquées à un grand nombre de sols très différents au plan de la minéralogie et de la granulométrie, doivent être utilisées avec beaucoup de précautions sur des sols de natures voisines.

Les modèles de gonflement sont donc très utiles en tant qu'indicateurs du potentiel de gonflement des sols, et sont significatifs lors d'études statistiques sur des sols différents, mais en aucun cas ne peuvent remplacer les essais directs de gonflement lors de l'étude pratique d'un sol donné.

Dans la partie qui suit, une synthèse des principaux résultats bibliographiques expérimentaux obtenus sur les sols gonflant, permettant de caractériser les principaux aspects du comportement hydromécanique de ces matériaux, sera présentée.

## **I.4- COMPORTEMENT HYDROMÉCANIQUE DES SOLS GONFLANTS NON SATURÉS**

### **I.4.1- Introduction**

Le recours à l'utilisation des sols compactés est très répandu en géotechnique ainsi qu'en géotechnique de l'environnement pour l'élaboration de noyau de barrages, pour la réalisation de barrières ouvragées dans les sites de stockage de déchets,... Dans ces cas, les matériaux employés contiennent une part importante de minéraux argileux de la famille des smectites qui présentent une forte capacité de gonflement lors d'une humidification. Après leur mise en place, ces matériaux, initialement non saturés, risquent d'être soumis à des sollicitations hydriques et/ou mécaniques, dues aux conditions climatiques (pluie et sécheresse) et/ou aux activités humaines (constructions, terrassements), qui peuvent entraîner de fortes modifications de leurs propriétés hydromécaniques susceptibles de mettre en cause leur bon fonctionnement. La compréhension du comportement hydromécanique couplé de ces matériaux est donc un enjeu majeur compte tenu des applications sensibles auxquelles ils sont destinés.

De nombreux travaux réalisés à l'œdomètre et au triaxial à succion contrôlée ont été consacrés à l'étude du comportement volumique des matériaux gonflants sous sollicitations hydriques et mécaniques. L'objectif de cette partie est d'élaborer une synthèse bibliographique des principaux résultats expérimentaux obtenus sur les sols gonflants, permettant de caractériser les principaux aspects du comportement hydromécanique de ces matériaux.

## I.4.2- Comportement volumique des matériaux gonflants lors d'une variation de succion

Robinet *et al.*, (1997) ont réalisé à l'œdomètre des essais cycliques de sorption-désorption sous contrainte verticale constante de 5,5 MPa, sur un échantillon d'argile de Boom obtenu à partir d'une boue consolidée. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure I.21. Ils montrent une réponse analogue à celle observée dans les mêmes conditions sur le limon de Jossigny (sol non gonflant) (Vicol, 1990). L'évolution de l'indice des vides en fonction de la succion fait apparaître trois zones : une première zone de faible variation de l'indice des vides, associée aux faibles valeurs de succions ( $s \leq 2$  MPa), ce qui correspond à un comportement de type surconsolidé ; une seconde zone dont le comportement est de type normalement consolidé, correspondant aux succions variant entre 2 et 20 MPa, pour laquelle la variation de l'indice des vides est plus significative ; une troisième zone, qui correspond aux valeurs de succions supérieures à 20 MPa, pour laquelle la variation de l'indice des vides est faible et réversible. Dans cette dernière zone, les déformations sont élastiques. Ces résultats montrent également qu'un cycle de dessiccation-humidification entraîne un retrait irréversible. Comme dans le cas des sols non gonflants (Josa *et al.*, 1987 ; Vicol, 1990), la pente de la partie en humidification (DE) est *quasiment* égale à celle de la partie surconsolidée en séchage (AB). Biarez *et al.* (1988), Fleureau *et al.*, (1993), Robinet & Rhattas, (1993) et Fleureau *et al.*, (2002) ont obtenu le même type de comportement, les premiers à partir d'une kaolinite artificielle pure, les deuxièmes à partir d'une montmorillonite calcique remaniée, les troisièmes à partir d'une argile de Boom et les derniers à partir d'un interstratifié smectite-kaolinite provenant du Sud-Ouest de la France (argile FoCa) (fig. I.22).

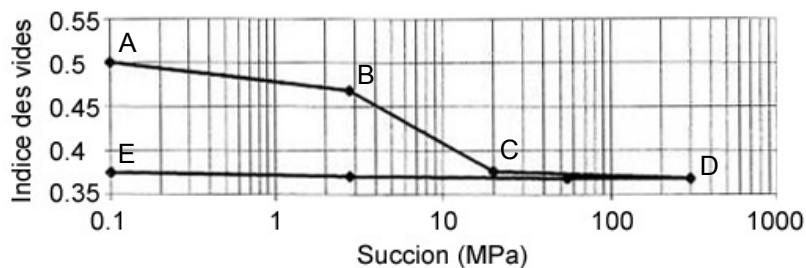


Figure I.21 - Variation de l'indice des vides en fonction de la succion pour un échantillon d'argile de Boom sous contrainte verticale constante de 5,5 MPa (Robinet *et al.*, 1997)

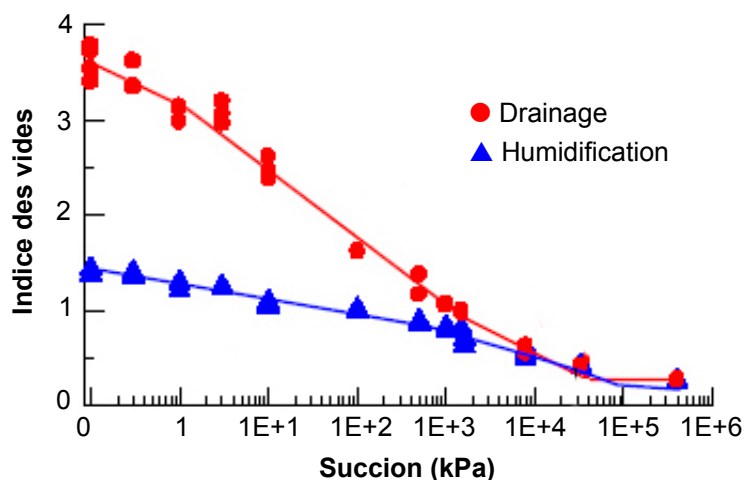


Figure I.22 - Comportement d'une pâte d'argile plastique FoCa lors d'un cycle de drainage-humidification (Fleureau *et al.*, 2002)

Pour examiner le rôle de la préconsolidation mécanique sur les irréversibilités sous cycle hydrique, Pakzad (1995) a réalisé des essais de séchage-humidification sur des argiles gonflante (smectite) et non-gonflante (kaolinite). Les échantillons utilisés sont initialement



saturés et fortement consolidés sous trois contraintes verticales différentes (respectivement 0,5 ; 2 et 5 MPa). Ils sont ensuite soumis à un cycle séchage-humidification à l'œdomètre entre 0 et 300 MPa de succion sous contraintes verticales constantes égales aux contraintes de consolidation. Les résultats, présentés sur la figure I.23, font apparaître une déformation irréversible qui diminue quand la contrainte de consolidation augmente. Villar, (1995) a obtenu le même résultat en travaillant sur l'argile de Boom et une gamme de succion de 0 à 100 MPa.

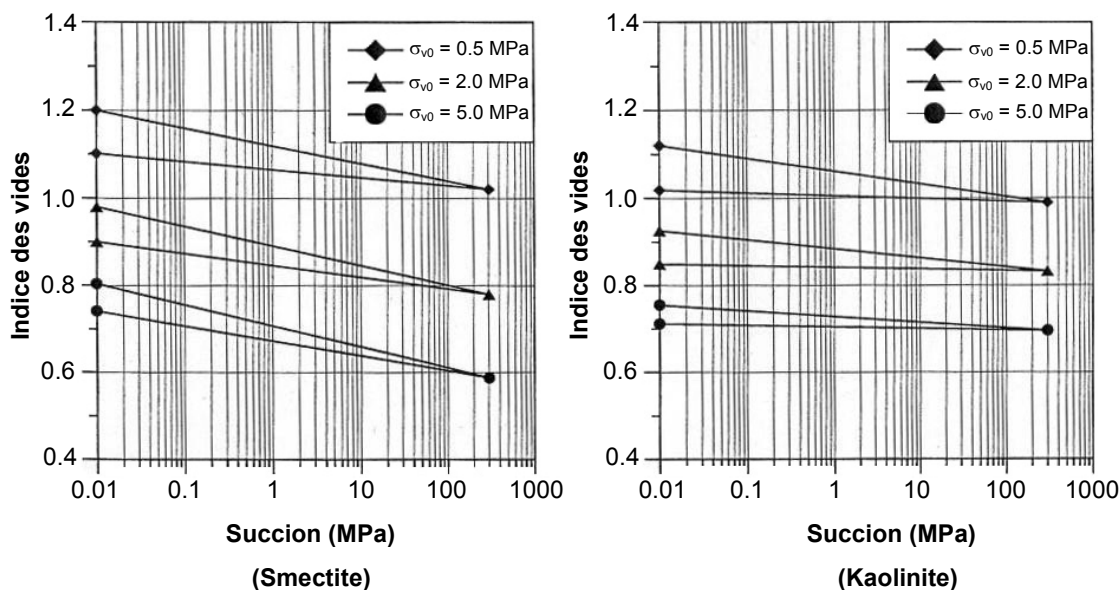


Figure I.23 - Variation de l'indice des vides avec la succion lors d'un cycle séchage-humidification d'échantillons compactés sous différentes pressions de consolidation (Pakzad, 1995)

En extrapolant cette observation, on peut envisager l'existence d'un seuil de consolidation à partir duquel les déformations irréversibles disparaissent totalement. C'est ce qui est confirmé par les résultats obtenus par Delage *et al.* (1998) et Yahia-Aïssa (1999) sur des échantillons de l'argile FoCa fortement compactés (contrainte isotrope de compactage = 60 MPa,  $\gamma_{d0} = 19,2 \text{ kN/m}^3$ ), soumis à un cycle humidification-séchage sous une contrainte extérieure nulle. La figure I.24 montre que le comportement volumique est réversible le long de la gamme de succion étudiée (0,39-262 MPa). Donc, l'apparition de déformations irréversibles au cours de cycles de succion est associée au type de structure du matériau testé qui est contrôlée par les paramètres du compactage. En effet, si le matériau est fortement compacté, la macroporosité n'existe pas et le comportement du matériau tend vers celui des plaquettes argileuses dont le comportement est supposé élastique (Bolt, 1956).

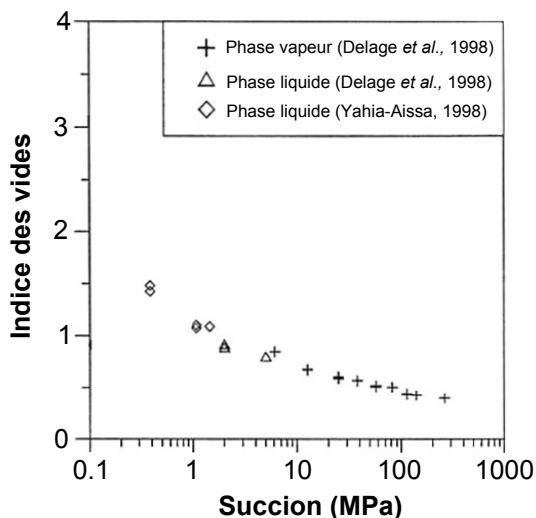


Figure I.24 - Évolution de l'indice des vides de l'argile gonflante FoCa fortement compactée au cours d'un cycle d'humidification-séchage sous contrainte nulle (Yahia-Aïssa, 1999)

Alonso *et al.*, (1995) ont réalisé des cycles d'humidification-dessiccation sous différentes charges verticales constantes sur une argile de Boom de poids volumique sec initial de  $14 \text{ kN/m}^3$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure I.25. Comme précédemment, les cycles humidification-dessiccation font apparaître des déformations irréversibles, qui dépendent fortement de la contrainte appliquée. De plus, les déformations macroscopiques engendrées correspondent soit à un gonflement suivi d'un effondrement<sup>(2)</sup>, soit à un effondrement instantané. La valeur de succion correspondant à l'effondrement semble être d'autant plus grande que la contrainte appliquée est grande. Le couplage hydromécanique est donc clairement mis en évidence. Au niveau microscopique, le phénomène d'effondrement peut être expliqué par une destruction des ponts capillaires matérialisés par les ménisques entraînant une réorganisation de la structure dans le sens d'une densification.

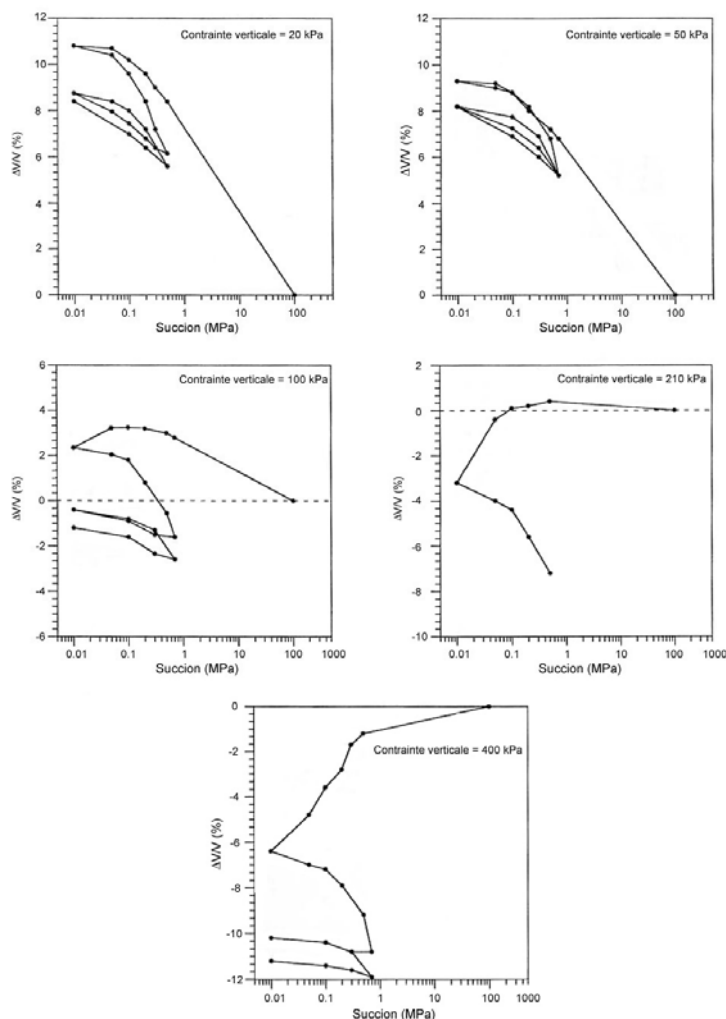


Figure I.25 - Variations de volume d'une argile gonflante lors de cycles d'humidification-dessiccation réalisés sous différentes charges verticales constantes (Alonso *et al.*, 1995)

<sup>2</sup> Les sols effondrables ont une structure ouverte métastable (Barden *et al.*, 1973). Ce sont des sols qui se caractérisent par l'existence de liens entre leurs différents constituants. Ces liens peuvent être de nature chimique, cimentations par différents minéraux, ou bien minéralogiques, par la présence d'argiles. Lorsque ces sols sont humidifiés, les liens entre les constituants sont détruits, soit par dissolution, soit par hydratation des argiles, entraînant ainsi une forte réduction de leur indice des vides, ce qui correspond à un effondrement.

Il est nécessaire de distinguer cette notion, applicable à certains sols, de celle d'effondrement qui est commune à tous les sols. Lorsqu'un sol initialement non saturé est humidifié sous une faible charge verticale, une tendance à un léger gonflement est observée. En revanche, si la charge appliquée est suffisamment importante, une réduction de l'indice des vides se produit lors de la mise en eau ; c'est le phénomène d'effondrement.

L'apparition des déformations irréversibles lors de cycles d'humidification-dessiccation n'est pas un phénomène spécifique aux sols argileux gonflants, contrairement à ce que Alonso *et al.* (1994) ont initialement suggéré. Un exemple d'apparition des déformations irréversibles lors de cycle d'humidification-dessiccation sur un sol argileux non gonflant (kaolin) a été présenté par Buisson (2003) (fig. I.26). Tandis que, ce phénomène ne se produit pas toujours, Sharma (1998) et Buisson (2003) ont trouvé que l'apparition des déformations irréversibles lors des cycles d'humidification-dessiccation sur un sol argileux non gonflant est absente si le volume spécifique initial du sol, avant l'application de cycles hydriques, est faible (sol fortement compacté ou le sol a subi un cycle de chargement avant l'application de cycles de succion).

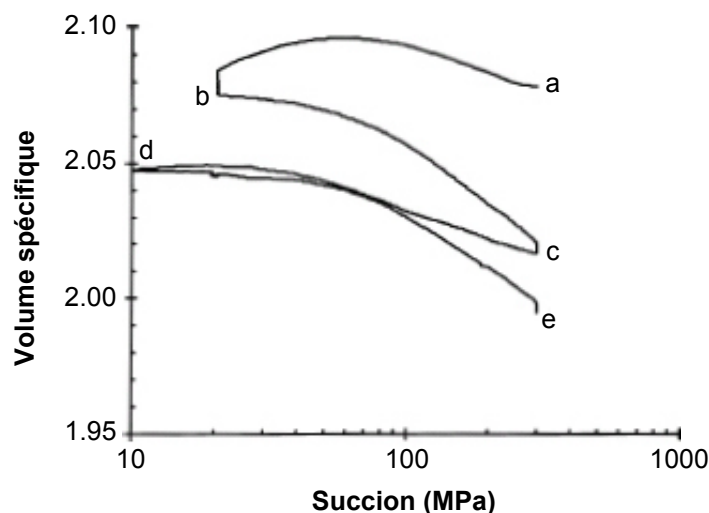


Figure I.26 - Variations de volume spécifique d'une argile non gonflante (kaolin) lors de cycles d'humidification-dessiccation réalisés sous une contrainte isotrope de 50 kPa (Buisson, 2003)

Yahia-Aïssa, (1999) a étudié l'influence d'un cycle d'humidification-séchage sous différentes contraintes verticales constantes sur le comportement volumique d'une argile gonflante fortement compactée. Le matériau choisi est une smectite calcique FoCa compactée statiquement sous une pression de 60 MPa avec une succion initiale de 113 MPa. Les résultats sont présentés sur la figure I.27. Ces résultats montrent que sous fortes contraintes, le comportement de cette argile est *quasi* réversible, donc élastique avec des pentes de gonflement-rétraction dépendant de la contrainte appliquée. Par ailleurs, trois zones spécifiques ont été mises en évidence : une première zone, correspondant aux très fortes valeurs de succion (> 82 MPa), pour laquelle la variation de volume est très faible ; une seconde zone ; pour laquelle la déformation volumique sous sollicitation hydrique est *quasi* linéaire ; une troisième zone, définie par la stabilité du gonflement.

Yahia-Aïssa, (1999) a également montré que le comportement du matériau gonflant fortement compacté ne dépend pas du chemin de chargement suivi par l'échantillon dans son histoire.

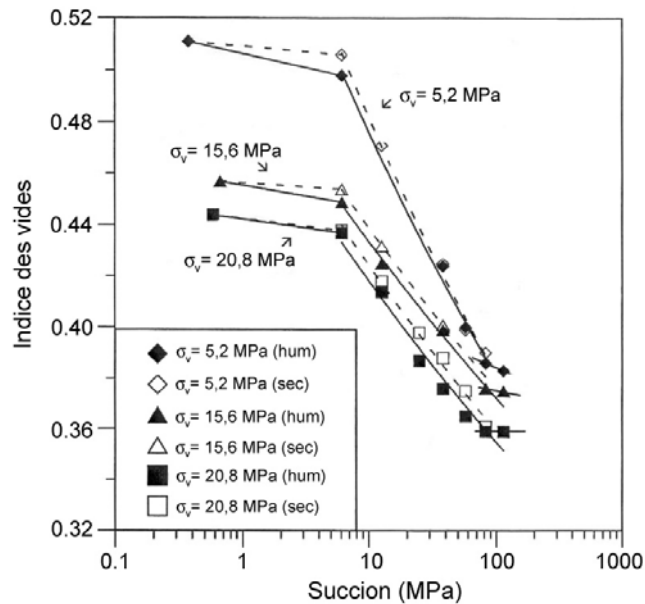


Figure 1.27 - Variation de l'indice des vides d'une argile gonflante fortement compactée au cours de cycles d'humidification-dessiccation sous contraintes verticales constantes (Yahia-Aïssa, 1999)

### 1.4.3- Comportement volumique des matériaux gonflants lors d'un chargement mécanique

La différence significative du comportement entre les sols gonflants saturés et les sols peu ou non gonflants saturés s'observe essentiellement en décharge. Les résultats de Bélanteur *et al.* (1997) obtenus lors de cycles de charge-décharge-recharge sur une argile gonflante (smectite) et une argile non gonflante (kaolinite), présentés sur la figure 1.28, font apparaître que la pente de déchargement est d'autant plus grande que l'argile est gonflante. Les résultats de Yahia-Aïssa (1999) obtenus lors du cycle mécanique sur une argile très gonflante FoCa compactée et saturée, montrent que la pente de déchargement est sensiblement équivalente à la pente de chargement (fig. 1.29a). Par ailleurs, Alshihabi (2002) a trouvé, en travaillant sur l'argile de Bavent, que la pente de déchargement est dix fois plus grande que celle de la partie surconsolidée pendant le chargement (fig. 1.29b). En revanche, les résultats obtenus par Cuisinier (2002), sur un mélange de bentonite et de limon de Xeuilley lors d'un cycle de chargement-déchargement sous succion nulle, montrent que la pente de décharge est faible et égale à celle de la partie surconsolidée de chargement. D'après ces différents résultats, on peut conclure que la pente de déchargement à l'état saturé est fortement liée au type de sol. Elle semble augmenter en fonction de la fraction d'argile gonflante présente dans le sol.

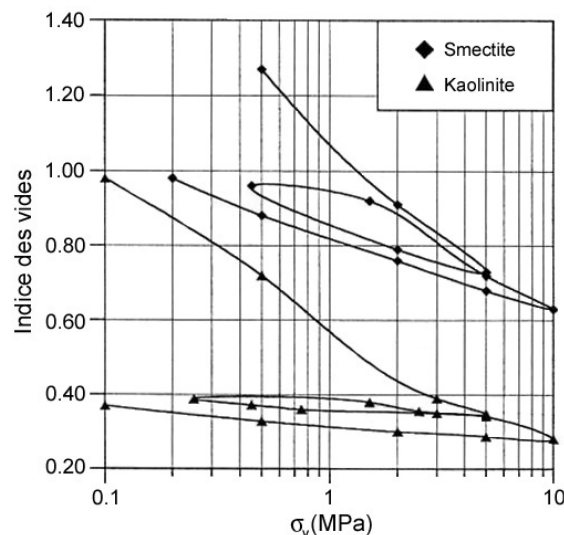


Figure 1.28 - Essais de compressions cycliques sur des argiles saturées (Bélanteur *et al.*, 1997)

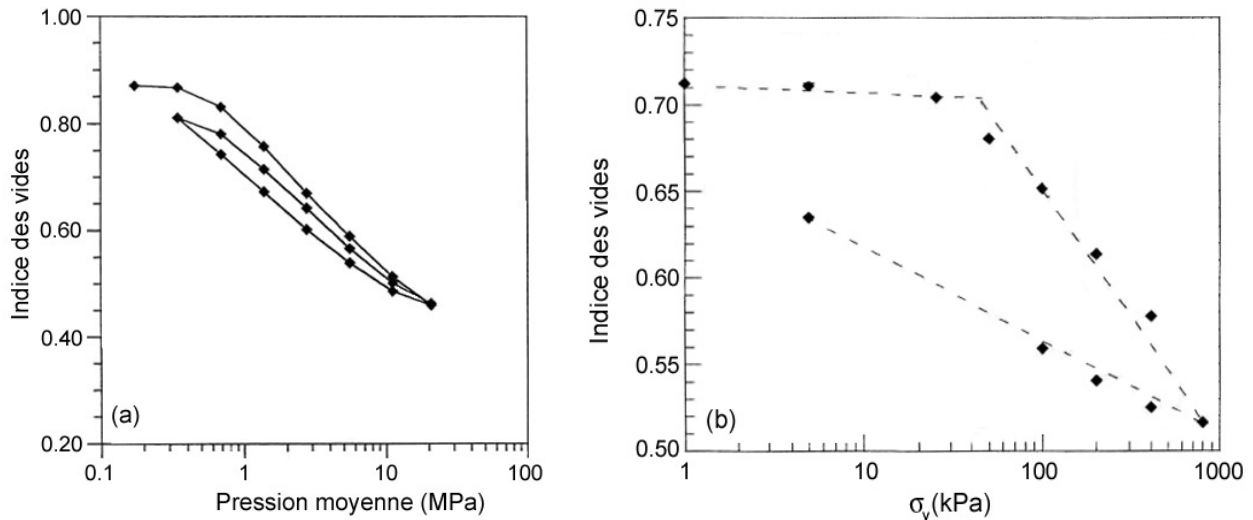


Figure I.29 - Évolution de l'indice des vides avec la contrainte appliquée lors d'un cycle mécanique sur des échantillons d'argile a) FoCa compactée (Yahia-Aïssa, 1999) et b) Bavent saturée (Alshihabi, 2002)

La prise en compte expérimentale de la non saturation se fait par le biais d'essais à succion contrôlée. Différents travaux ont été effectués à l'œdomètre et au triaxial à succion contrôlée afin d'étudier l'effet de la succion sur la compressibilité. La plupart de ces travaux ont révélé une augmentation de la rigidité du matériau avec une augmentation de la succion, comme pour les sols non saturés non gonflants (Delage et Howat, 1993 ; Guiras-Skandaji, 1996 ; Robinet *et al.*, 1997 ; Yahia-Aïssa, 1999 ; Al-Mukhtar *et al.*, 1999 ; Alonso *et al.*, 2001 ; Collin *et al.*, 2002 ; Alshihabi, 2002 ;...).

Delage et Howat, (1993) ont réalisé à l'œdomètre des essais de chargement/déchargement à succion contrôlée sur des échantillons d'argile gonflante FoCa compactés ( $w_i = 12,5 \%$ ,  $\gamma_{di} = 18,5 \text{ kN/m}^3$ ). Après hydratation à succion contrôlée sous faible contrainte verticale ( $\sigma_v = 25 \text{ kPa}$ ), et stabilisation du gonflement, un cycle de chargement/déchargement par paliers à succion contrôlée a été réalisé. Les résultats sont présentés sur la figure I.30. Ils montrent que le comportement volumique est marqué par trois caractéristiques principales :

- un comportement de type surconsolidé, avec une contrainte limite analogue à la pression de préconsolidation des sols saturés " $p_0$ " (dans le cas des sols non saturés, le terme de pression de préconsolidation apparente est adopté) séparant un comportement élastique raisonnablement réversible d'un comportement plastique, dont la valeur augmente avec la succion ; Delage et Cui, (2001) ont montré que cette contrainte limite est fonction de la contrainte de compactage et de la succion appliquée ensuite ;
- un raidissement avec l'augmentation de la succion, dans la zone normalement consolidée où le comportement est plastique, qui engendre une diminution des coefficients de compression vierge, notés  $\lambda(s)$ , avec l'augmentation de la succion ;
- la pente de déchargement est sensiblement équivalente à la pente de la partie surconsolidée, noté  $\kappa$ . Pour des succions supérieures à 1,5 MPa, cette pente peut être considérée comme indépendante de la succion.

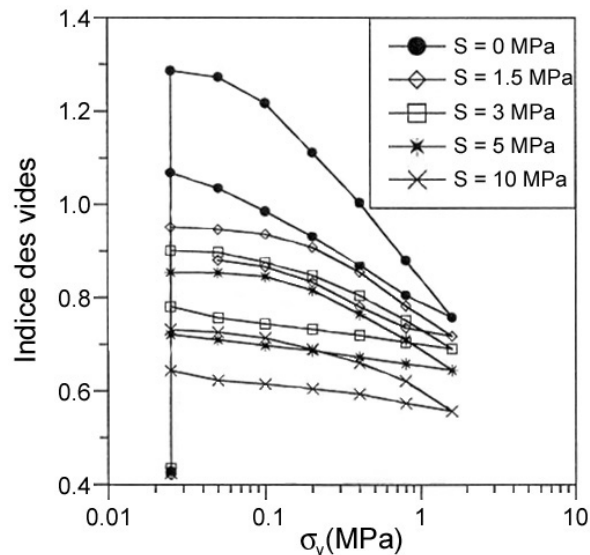


Figure 1.30 - Variations volumiques lors de cycles charge-décharge à l'œdomètre à succion contrôlée (Delage et Howat, 1993)

De même, Yahia-Aïssa (1999), a réalisé des essais de compression-décompression isotrope à succion contrôlée (entre 0 et 113 MPa) en utilisant la technique des solutions salines saturées. L'étude a été réalisée sur une argile gonflante FoCa fortement compactée ( $w_i = 13 \%$ ,  $\gamma_{di} = 19,2 \text{ kN/m}^3$ ). Le programme expérimental consiste en une phase d'équilibre suivie par un chargement en cellule isotrope jusqu'à 60 MPa puis un déchargement puis un rechargement. Les résultats obtenus indiquent que la réponse mécanique dépend fortement de la succion (fig. 1.31). On observe un bon ordonnancement des différentes courbes et de leurs pentes en fonction de la succion imposée ; la pente de compressibilité diminue avec la succion, ce qui rigidifie le matériau. Par ailleurs, le cycle chargement-déchargement-rechargement fait apparaître une boucle d'hystérésis d'autant plus importante que la succion est faible. Ce phénomène peut être interprété suivant le modèle micro-macro, développé par Gens et Alonso (1992) et Alonso *et al.* (1999), et explicité dans le chapitre suivant (§ II.3.1), attribuant la réversibilité à la microporosité et l'irréversibilité à l'effet de la macroporosité. En effet, à fortes succions, l'eau est principalement adsorbée, avec des propriétés très proches de celles du solide, conséquence de la très forte orientation des dipôles d'eau. Dans ce cas, la réponse volumique lors de l'application d'une contrainte extérieure est réversible. La réduction de la succion conduit au gonflement des agrégats argileux, et à la création de macropores. De par leurs tailles, les macropores contiennent de l'eau faiblement liée, et sont plus sensibles aux effets de la contrainte mécanique appliquée, qui peut se manifester par des irréversibilités. De plus, on remarque qu'à l'exception de l'essai réalisé sous une succion de 12,6 MPa, les courbes de compression à succion contrôlée tendent à rejoindre la courbe de compressibilité à l'état saturé ( $s = 0$ ), pour s'y confondre ensuite. Cette observation est clairement mise en évidence avec l'essai de compression à succion contrôlée  $s = 38 \text{ MPa}$ . En revanche, les essais à plus fortes succions contrôlées semblent rejoindre la courbe de compressibilité à l'état saturé à des contraintes plus fortes que la gamme de pression étudiée. Ce résultat est typique du comportement des sols fins non gonflants non saturés (Delage *et al.*, 1992). On peut ainsi mentionner qu'il existe une pression limite relative à chaque succion, qu'on peut appeler "*pression de gonflement en compression*" au-delà de laquelle l'influence de la succion sur la déformation volumique devient négligeable. Le comportement du matériau dans ce cas est identique à celui de l'échantillon à l'état saturé. Cette pression, limitant la zone d'influence de la succion, augmente avec l'augmentation de la succion.

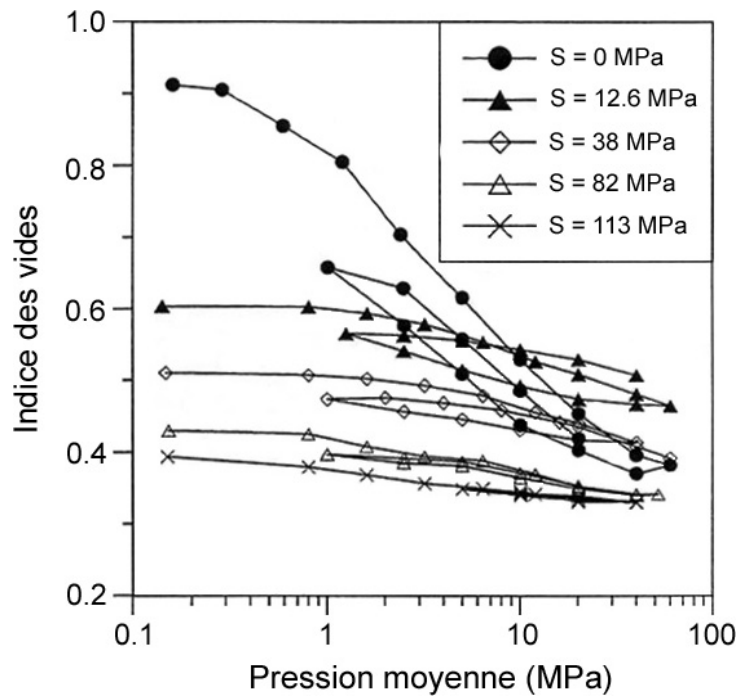


Figure I.31 - Évolution de l'indice des vides lors du cycle chargement-déchargement-rechargement à succions contrôlées sur une argile gonflante FoCa fortement compactée (Yahia-Aïssa, 1999)

Des résultats concordants sur une bentonite calcique ont été trouvés par Guiras-Skandaji (1996) à l'œdomètre en adoptant la méthode osmotique. Le sol a été préparé par compactage statique à l'optimum ;  $\gamma_{di} = 14,9 \text{ kN/m}^3$ ,  $w_i = 22,4 \%$ . Les résultats obtenus (fig. I.32) montrent de nouveau que la courbe de compressibilité à l'état saturé ( $s = 0$ ) se trouve au-dessus des courbes à succion plus élevée et si on prolonge la pente de la partie vierge (normalement consolidée), elle coupe les autres courbes. Ces résultats montrent également que, dans la gamme de succion choisie pour les tests (entre 0 et 1 MPa), la compressibilité baisse et la pression de préconsolidation apparente  $p_0(s)$  augmente avec l'augmentation de la succion. L'augmentation de la pression de préconsolidation apparente avec la succion a été constatée dans les travaux de plusieurs auteurs ; Robinet *et al.* (1997) sur une poudre de smectite, Romero (1999) sur l'argile de Boom compactée, Alonso *et al.* (2001) sur un mélange sable-bentonite, Cuisinier (2002) sur un mélange limon-bentonite, Medjo Eko (2002) sur un sol argileux agricole du Québec, Lloret *et al.* (2003) sur une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite et Sun *et al.* (2004) sur une argile peu gonflante (argile de Pearl).

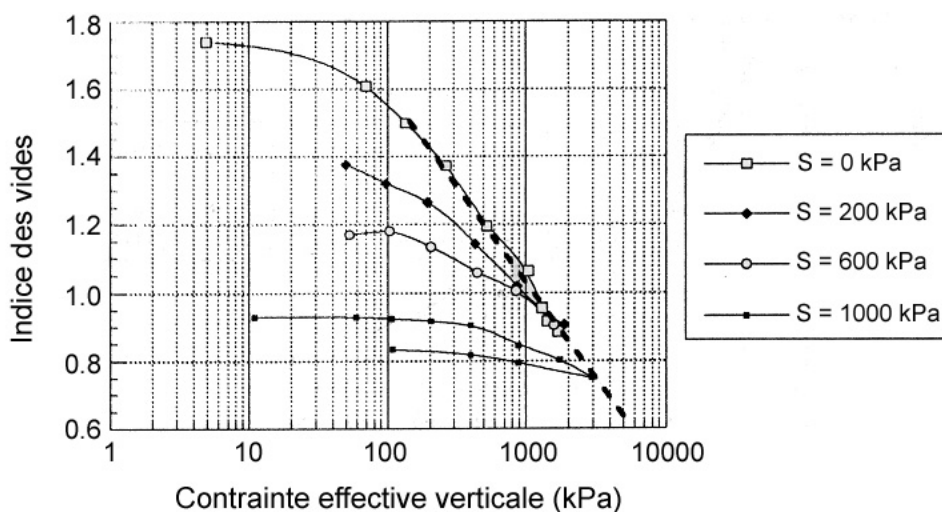


Figure I.32 - Évolution des courbes œdométriques en fonction de la succion (Guiras-Skandaji, 1996)

Dans l'étude menée par Alshihabi (2002) sur l'argile de Bavent ( $w_p = 28 \%$ ,  $w_L = 44 \%$ ) compactée en utilisant un œdomètre à surpression d'air, où la teneur en eau initiale est de 24 % et le poids volumique sec après compactage est de l'ordre de  $16,2 \text{ kN/m}^3$ , après la mise en place des échantillons dans l'œdomètre, une charge nette axiale de 25 kPa et des succions initiales de (0, 150, 300 et 450 kPa) ont été appliquées respectivement. Après la phase d'équilibre, le chargement-déchargement est effectué par paliers. Les résultats sont représentés sur la figure I.33. Ces résultats mettent en évidence clairement l'existence de la "pression de gonflement en compression" définie précédemment. De même, l'augmentation de la succion se traduit par une augmentation de la contrainte de préconsolidation apparente et par une réduction de la pente de compression vierge qui indique une augmentation de la rigidité du sol avec l'augmentation de la succion. Dans la zone surconsolidée, les courbes ont presque la même pente en chargement, alors que les pentes pendant le déchargement pour les essais SP1, SP2, et SP3 sont différentes de celle de l'état saturé.

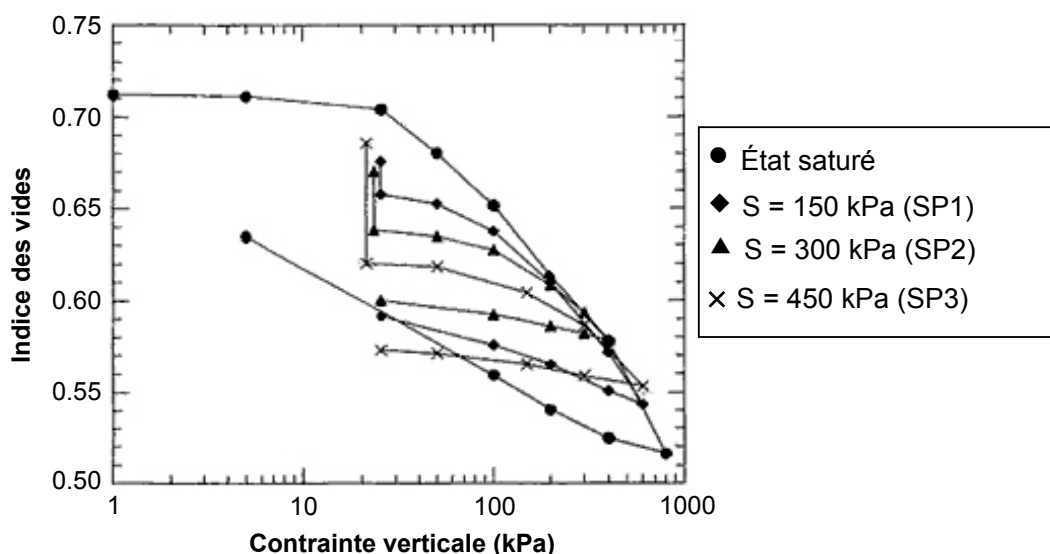


Figure I.33 - Effet de la succion sur le comportement mécanique de l'argile de Bavent (Alshihabi, 2002)

En revanche, d'après les résultats de Cuisinier (2002) sur un mélange limon-bentonite compacté statiquement dans la cellule œdométrique à  $12,7 \text{ kN/m}^3$  et en utilisant la méthode osmotique et la méthode des solutions salines, il apparaît que l'existence de la "pression de gonflement en compression" n'est confirmée que pour des succions inférieures ou égales à 2 MPa (fig. I.34). En effet, lorsque la succion appliquée est inférieure ou égale à 2 MPa, les courbes de compressibilité correspondantes tendent vers la courbe de compressibilité obtenue sous une succion nulle. Lorsque la succion imposée est supérieure à 2 MPa, les courbes de compressibilité coupent la courbe de compressibilité à l'état saturé sans la rejoindre.

La plupart des résultats disponibles dans la littérature s'accordent donc sur le fait que la pente de compression vierge,  $\lambda(s)$ , diminue avec l'augmentation de la succion (Soemitro, 1994 ; Guiras-Skandaji, 1996 ; Robinet *et al.*, 1997 ; Al-Mukhtar *et al.*, 1999 ; Romero, 1999, Rampino *et al.*, 2000 et Alonso *et al.*, 2001). Certains auteurs trouvent cependant qu'elle peut varier de manière différente avec la succion (Cuisinier, 2002). En effet, les résultats obtenus par cet auteur montrent une variation non monotone de la pente  $\lambda(s)$  (fig. I.35) ; elle est *quasi* constante dans le domaine de faibles succions (entre 0 et 2 MPa) puis la compressibilité du matériau augmente entre 2 et 4 MPa. Au-delà de 4 MPa, l'augmentation de succion se traduit par une décroissance très importante de la pente  $\lambda(s)$ . Une relation  $\lambda(s)$  similaire à celle trouvée par Cuisinier (2002) a été obtenue par Geiser (1999) à partir d'un limon compacté et Sivakumar & Wheeler (1993) et Wheeler & Sivakumar (1995) en travaillant sur du kaolin compacté. Geiser (1999) associe la succion pour laquelle la compressibilité est maximale au point d'entrée d'air du matériau.



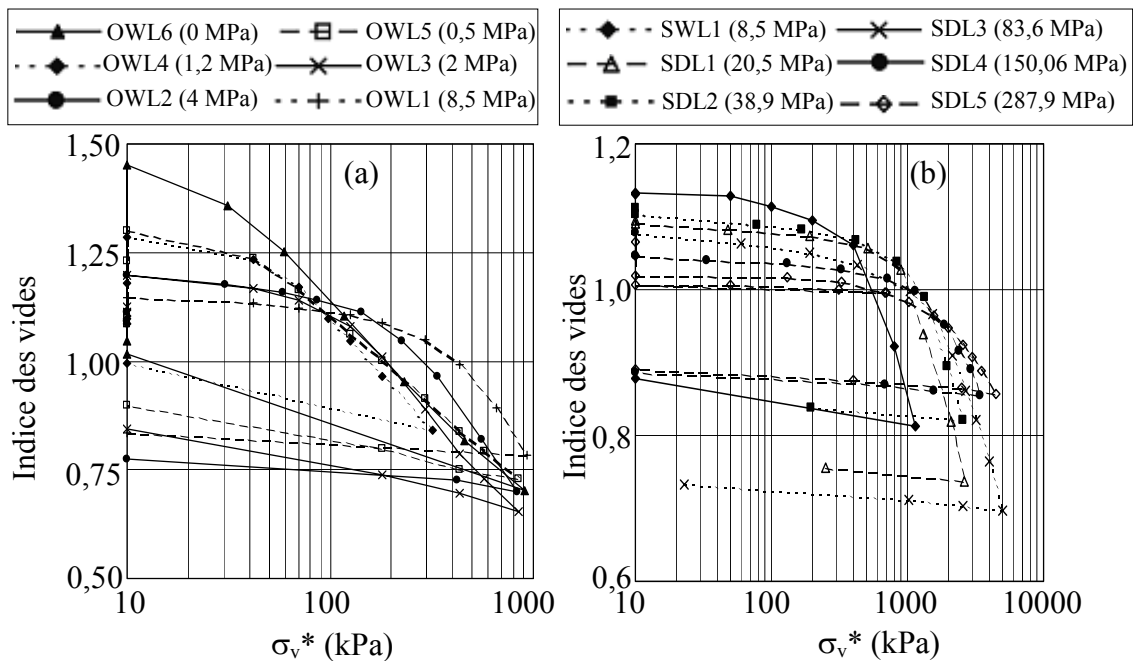


Figure I.34 - Courbes de compressibilité en fonction de la succion appliquée (Cuisinier, 2002) : a) œdomètre osmotique, b) œdomètre à solutions salines

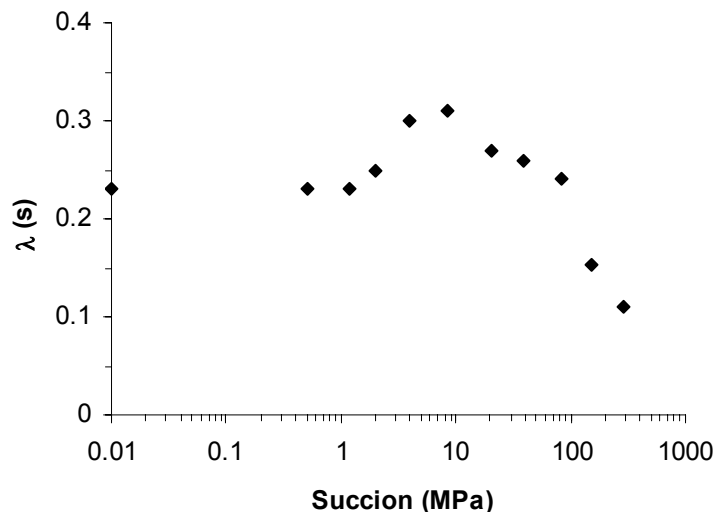


Figure I.35 - Variation de  $\lambda$ (s) avec la succion (Cuisinier, 2002)

#### 1.4.4- Influence des cycles de succion sur le gonflement

Plusieurs études ont été réalisées pour étudier l'évolution des propriétés de gonflement, potentiel ou pression de gonflement, au cours de cycles hydriques successifs sur différents matériaux gonflants. En effet, le potentiel de gonflement et la pression de gonflement évoluent sous sollicitations cycliques avec le nombre de cycles d'humidification-séchage.

Al-Hamoud *et al.* (1995), travaillant sur six sols intacts différents (composés de 50 à 80 % d'argile dont 80 % sont de smectite-illite et le reste de kaolinite), ont mis en évidence la diminution des propriétés du gonflement avec le nombre de cycles (fig. I.36). Les résultats obtenus montrent un phénomène de fatigue du potentiel de gonflement qui résulte des cycles d'humidification-séchage. Le premier cycle cause la réduction maximale du potentiel de gonflement. Un équilibre est atteint après 4 à 5 cycles. Les auteurs attribuent Ce phénomène de fatigue au réarrangement continu des particules du sol durant les cycles hydriques qui conduit de plus en plus à la destruction de la structure interne de l'argile. Cela conduit à une structure moins gonflante.

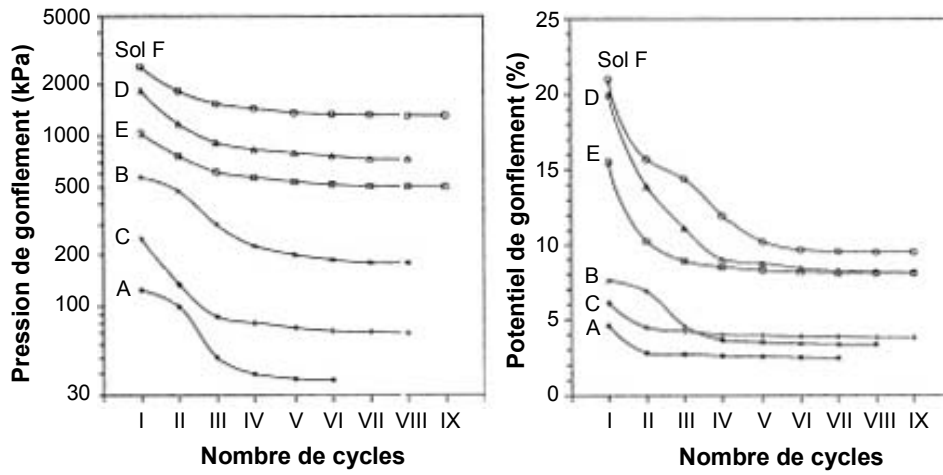


Figure 1.36 - Évolution des propriétés du gonflement avec le nombre de cycles hydriques sur six sols intacts (Al-Hamoud et al., 1995)

Des résultats concordants ont été trouvés par Dif et Bluemel (1991) en réalisant des essais d'humidification-séchage sur des sols intacts (ils contiennent entre 60 et 69 % d'argiles). Ces auteurs ont observé une diminution du gonflement et un changement du retrait d'un cycle à l'autre (fig. 1.37). Ils ont constaté aussi que la teneur en eau en fin d'humidification (sommet haut) diminue d'un cycle à l'autre. Les mêmes phénomènes (diminution du gonflement et de la teneur en eau) ont été observés sur les résultats obtenus par Alshihabi (2002) sur l'argile de Bavent compactée du côté humide de l'optimum (fig. 1.38). Alshihabi (2002) lie la diminution de la teneur en eau aux déformations résiduelles observées au cours des cycles, et à l'hystérésis de la courbe de rétention.

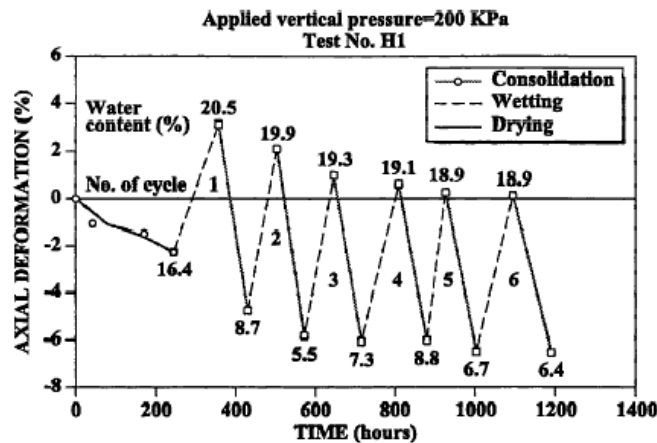


Figure 1.37- Essai de gonflement-retrait sur un sol intact (Dif et Bluemel, 1991)

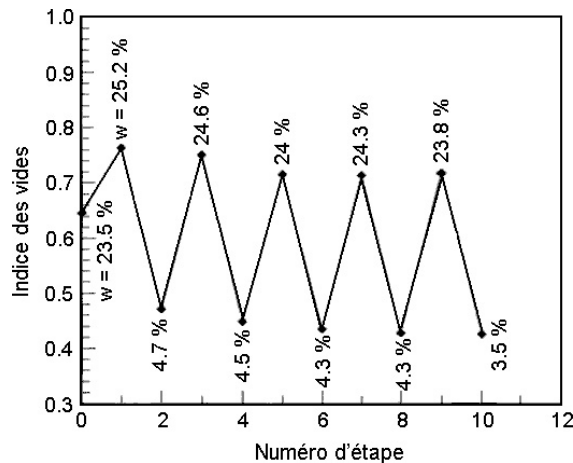


Figure 1.38 - Essai de cycles humidification-séchage sur l'argile de Bavent compactée du côté humide de l'optimum (Alshihabi, 2002)

Le phénomène inverse (augmentation du potentiel de gonflement au fil des cycles) a été mis en évidence par d'autres auteurs. Osipov *et al.*, (1987) à partir d'une étude sur cinq types de sol, ont trouvé que la pression et le potentiel de gonflement augmentent avec le nombre de cycles, ceci en utilisant des échantillons intacts et remaniés. Ainsi, Day (1994), dans une étude sur un silt argileux compacté du côté humide de l'optimum proctor modifié, a observé que l'amplitude du gonflement-retrait augmente considérablement d'un cycle à l'autre (fig. I.39). Day a expliqué ce phénomène par la destruction, causée par les cycles d'humidification-séchage, de la structure formée par le compactage à une teneur en eau du côté humide de l'optimum, ce qui rend le gonflement plus important. Ce même auteur en 1995 a constaté, à partir d'une étude sur un mélange de 80 % de quartz et 20 % de montmorillonite compacté sous différentes teneurs en eau initiales ( $w = 10\%$  : compactage du côté sec et  $w = 30\%$  : compactage du côté humide), que la teneur en eau initiale de compactage joue un rôle important (fig. I.40). Le sol manifeste un phénomène de fatigue pour un compactage de côté sec ( $w = 10\%$ ), et une augmentation du potentiel de gonflement pour un compactage de côté humide ( $w = 30\%$ ). Après un certain nombre de cycles, l'amplitude du gonflement-retrait se stabilise.

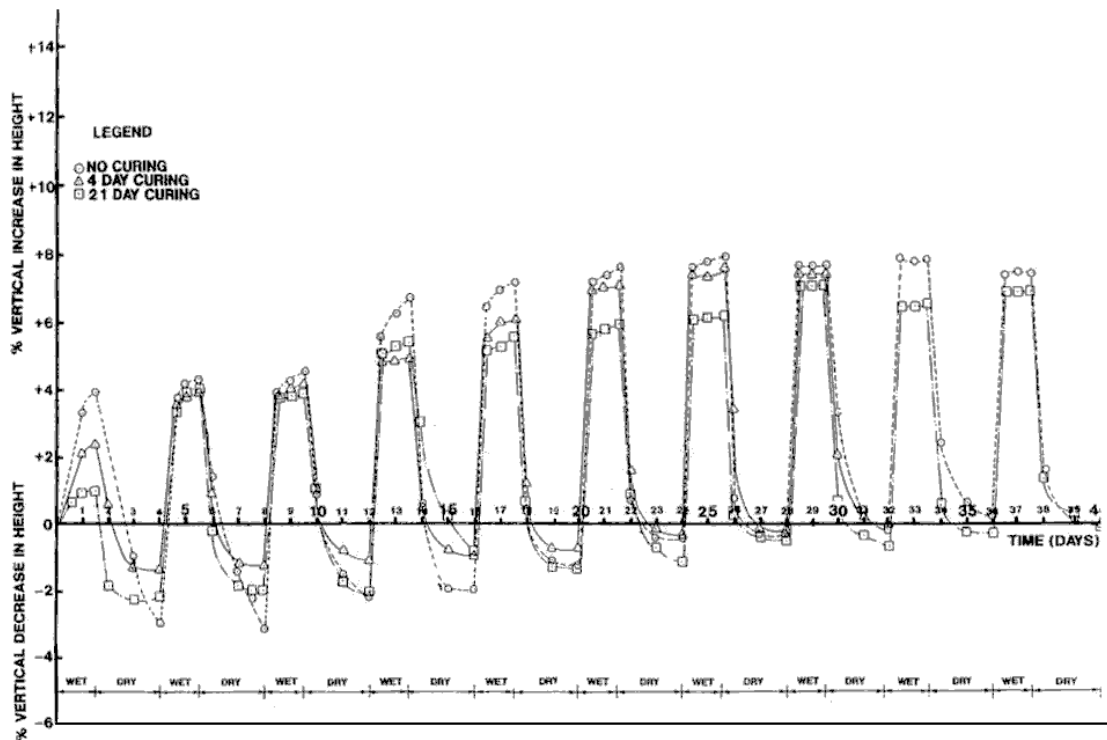


Figure I.39 - Essais de gonflement-retrait réalisés sur un silt argileux compacté du côté humide de l'optimum (Day, 1994)

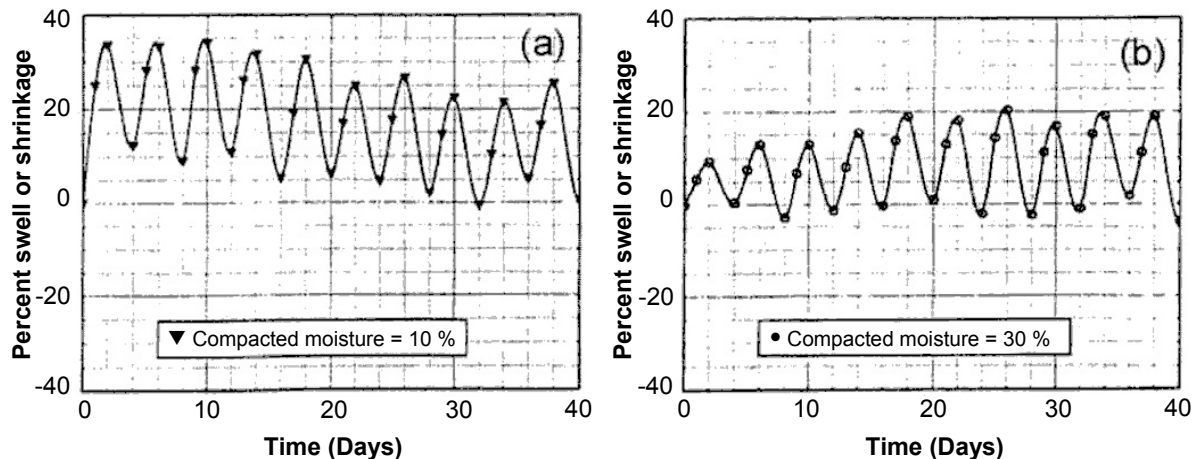


Figure I.40 - Essais de gonflement-retrait sur un mélange de quartz et montmorillonite : a) compactage du côté sec ( $w = 10\%$ ), b) compactage du côté humide ( $w = 30\%$ ), Day (1995)

En plus de ces modifications des propriétés de gonflement, les auteurs notent l'accumulation de déformations plastiques au cours d'essai de sollicitations hydriques cycliques. Alonso *et al.*, (1999) citent deux cas bibliographiques aux résultats opposés : Pousada (1984) montre une accumulation de déformations d'expansion alors que Dif et Bluemel (1991) montrent l'accumulation de déformations de compression avec le nombre de cycles. La figure I.41, issue d'Alonso *et al.* (1999), donne les résultats obtenus dans les deux cas.

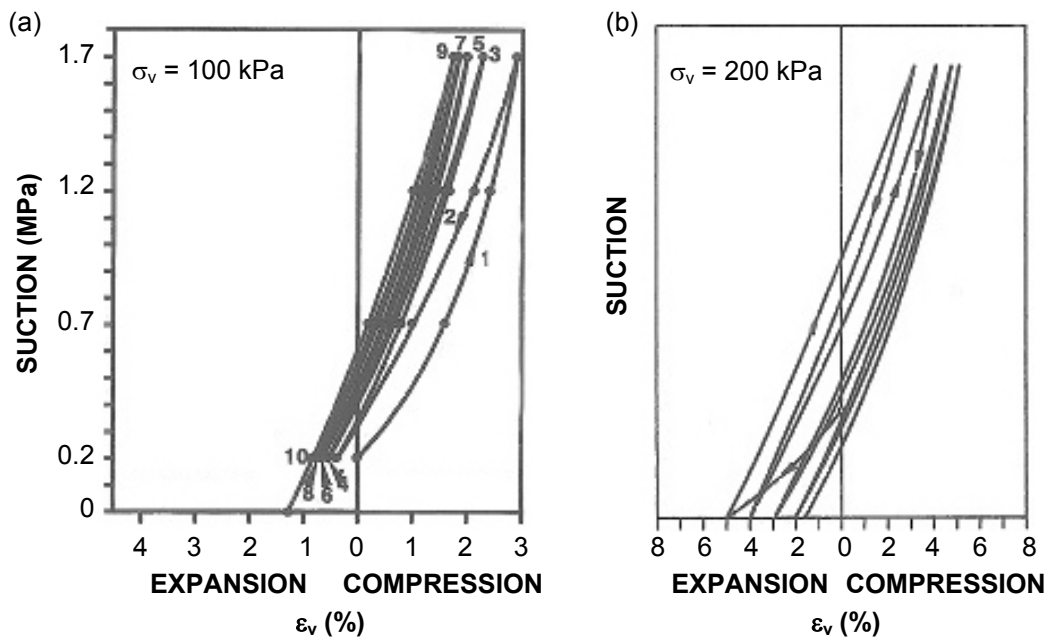


Figure I.41 - Exemple d'accumulation des déformations dû aux cycles de succion (Alonso *et al.*, 1999) :  
 a) accumulation de déformation d'expansion, b) accumulation de déformation de compression

Les résultats d'Alonso *et al.* (1995), présentés précédemment sur la figure I.25, montrent qu'il est possible d'obtenir une accumulation des déformations de compression ou d'extension avec un même type de sol, uniquement en faisant varier la contrainte verticale. Ceci a été confirmé par les résultats obtenus par Tripathy *et al.* (2002) sur un sol gonflant de l'Inde (fig. I.42). Alonso *et al.* (1995) avancent l'hypothèse qu'à faible contrainte, les agrégats peuvent gonfler librement tandis qu'à forte contrainte le gonflement des agrégats est empêché, il y a tendance à l'effondrement et donc l'apparition de déformations plastiques de compression.

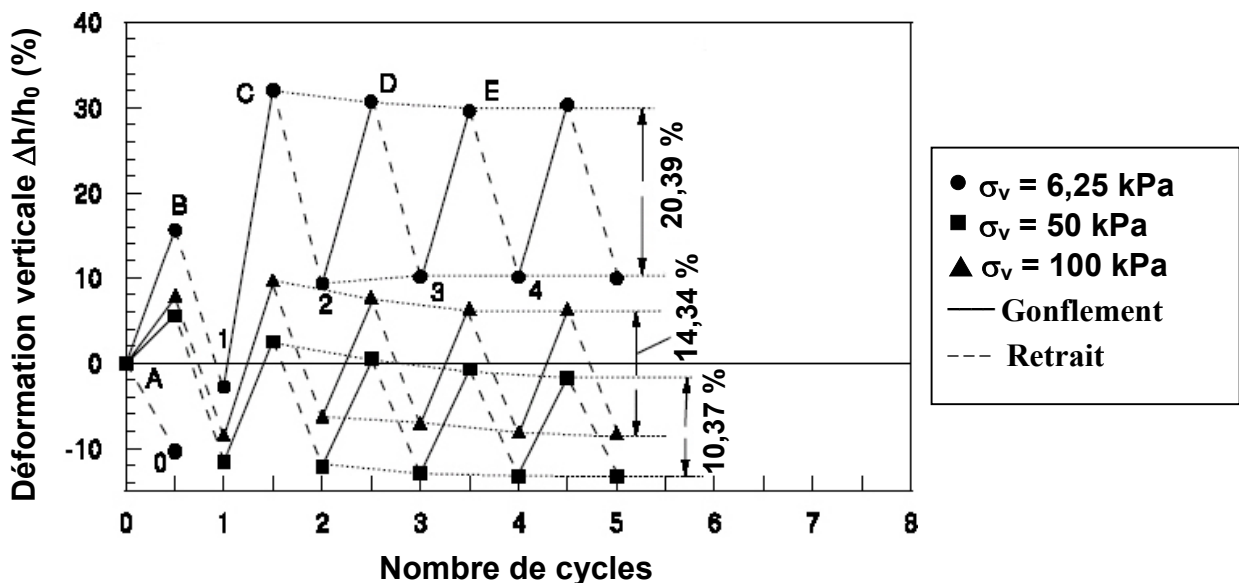


Figure I.42 - Influence de la pression de surcharge sur les déformations verticales (Tripathy *et al.*, 2002)

Tripathy *et al.* (2002) ont montré également que l'équilibre du chemin gonflement-retrait n'est pas influencé par les conditions initiales (poids volumique sec  $\gamma_d$  et teneur en eau  $w$ ). Sur la figure I.43, nous constatons que pour différents poids volumiques secs et teneurs en eau initiales, les déformations verticales entre retrait et gonflement se stabilisent autour d'une même valeur d'équilibre. En revanche, il varie avec la pression de surcharge : l'amplitude des déformations verticales diminue avec l'augmentation de la surcharge (figure I.42).

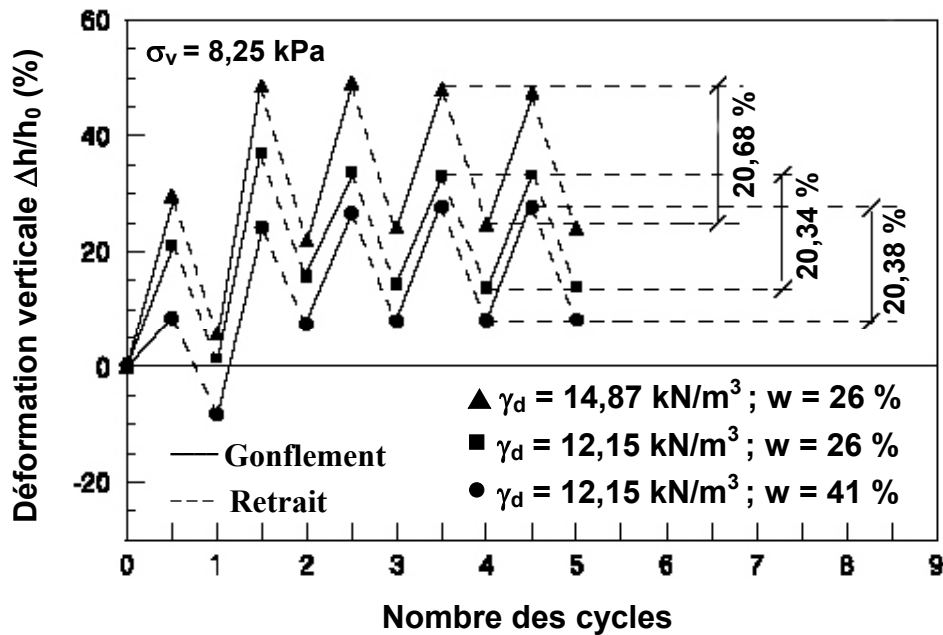


Figure I.43 - Influence des conditions initiales (Tripathy *et al.*, 2002)

Subba Rao *et al.*, (2000) ont réalisé des cycles hydriques sous une faible charge de 6,25 kPa sur un sol gonflant de l'Inde. Ils ont montré que la différence entre l'indice des vides initial et l'indice des vides obtenu après quatre cycles d'humidification-dessiccation est indépendante de la teneur en eau initiale, mais elle est fortement influencée par l'indice des vides initial (fig. I.44). Les résultats présentés sur cette figure montrent également qu'il est possible d'obtenir une accumulation des déformations de compression ou d'extension avec un même type de sol, uniquement en faisant varier l'indice des vides initial.

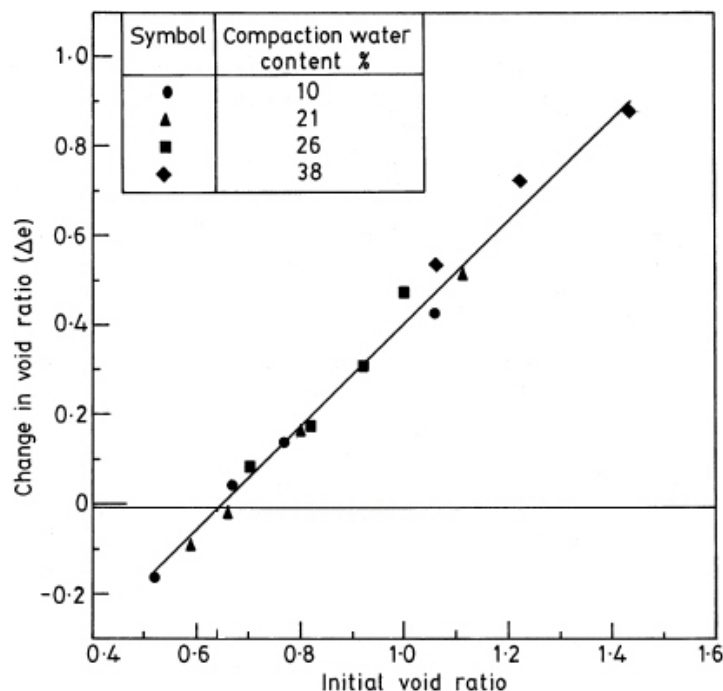


Figure I.44 - Influence de l'indice des vides initiale sur la variation de l'indice des vides après 4 cycles d'humidification-séchage sur un sol gonflant de l'Inde (Subba Rao *et al.*, 2000)

### 1.4.5- Influence du chemin de contrainte sur les déformations

Dans le cas d'un sol non saturé non gonflant, il est classiquement admis que le résultat d'un essai est indépendant du chemin de contrainte suivi si la succion n'est pas augmentée au cours de l'essai (Alonso *et al.*, 1990, Vicol, 1990). Cuisinier (2002) a testé cette hypothèse dans le cas des sols gonflants en réalisant deux essais comprenant une humidification en cours d'essai, chacun sous une charge verticale différente. Ces essais ont été réalisés sur un mélange limon-bentonite compacté à un poids volumique de  $12,7 \text{ kN/m}^3$ . La figure I.45a représente les chemins de contrainte suivis et la figure I.45b la variation de l'indice des vides en fonction de la succion. La succion initiale est d'environ 20,5 MPa.

Les essais SWL1 et SLWL1 comprennent tous les deux une phase de réduction de la succion initiale vers 8,5 MPa, sous une pression verticale de 10 et 800 kPa respectivement. Les chemins de contrainte suivis dans chacun de ces essais passent tous les deux par le point H (fig. I.45a), point pour lequel les indices des vides atteints dans chacun des essais peuvent être comparés. Les résultats obtenus (fig. I.45b) montrent que l'indice des vides atteint dépend du chemin de contrainte qui a été suivi. Le même type de résultat a été observé par Villar (1999) sur une bentonite compactée et par Lloret *et al.*, (2003) sur une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite. Ce résultat est très intéressant car il marque une différence importante entre le comportement des sols gonflants et des sols non gonflants.

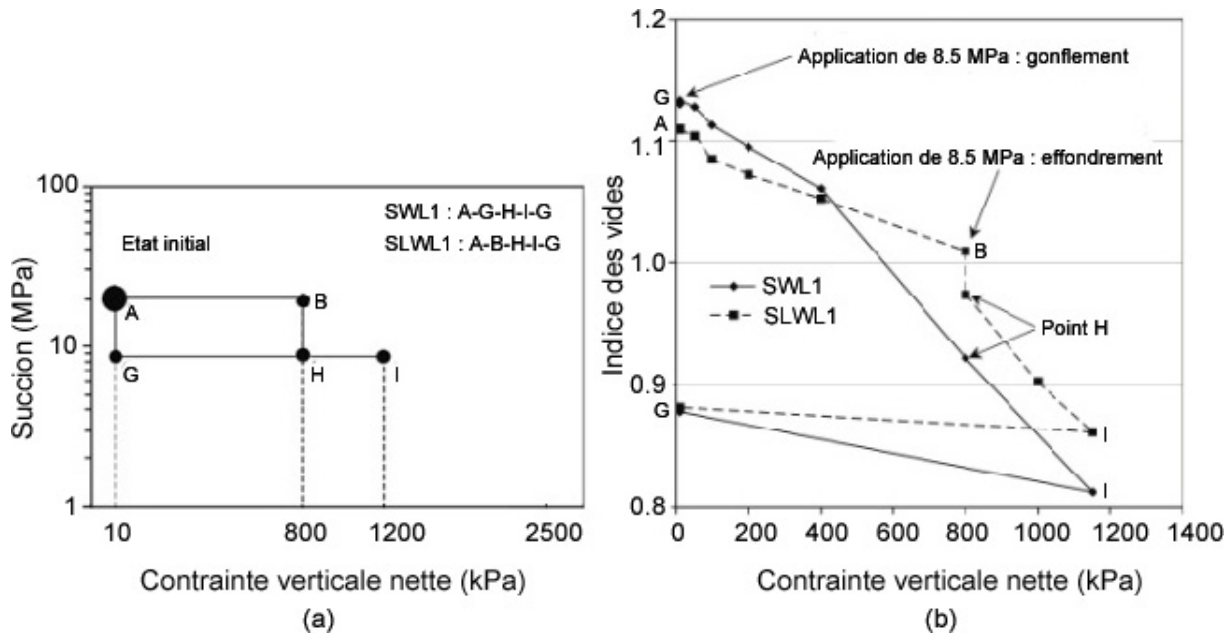


Figure I.45 - Influence du chemin de contrainte sur les déformations :  
 a) chemins suivis ; b) variations de l'indice des vides (Cuisinier, 2002)

### 1.4.6- Conclusion

Cette partie a été consacrée à l'étude des conséquences de sollicitations hydriques et mécaniques sur le comportement hydromécanique des sols gonflants. De nombreuses études expérimentales du comportement des sols non saturés gonflants ont été réalisées, ce qui a permis la mise en évidence de leurs caractéristiques principales. Ainsi, l'ensemble de ces études démontre l'extrême sensibilité des propriétés hydromécaniques des sols gonflants à toute variation de succion, comme par exemple l'augmentation de la pression de préconsolidation apparente et de la rigidité du sol avec l'augmentation de la succion. De même, le chemin de contrainte hydrique apparaît déterminant sur le résultat final d'un essai mené sur un sol gonflant, ce qui est un trait de comportement spécifique aux sols gonflants par rapport aux sols non gonflants.

La synthèse des essais de compression à succions contrôlées a mis en évidence l'existence d'une pression limite relative à chaque succion, au-delà de laquelle l'influence de la succion sur la déformation volumique devient négligeable. Le comportement du matériau dans ce cas est identique à celui de l'échantillon à l'état saturé.

Des essais cycliques de d'humidification-séchage sur des sols intacts ou compactés ont montré soit une densification soit un gonflement du sol d'un cycle à l'autre selon les conditions de l'étude, une stabilisation est atteinte au troisième ou quatrième cycle. Et il est possible d'obtenir une accumulation de déformations plastiques d'extension ou de compression au cours de ces essais hydriques cycliques selon la contrainte verticale appliquée au cours de l'essai.

L'ensemble des données existantes a permis l'élaboration des différents modèles pour décrire le comportement des sols non saturés gonflants. Le chapitre suivant regroupe les différents modèles développés pour les sols non saturés.

---

---

***CHAPITRE II***

**MODÉLISATION DU COMPORTEMENT  
DES SOLS NON SATURÉS**

---

---





## Chapitre II

# Modélisation du comportement des sols non saturés

### II.1- INTRODUCTION

La partie précédente a permis d'avoir une vue d'ensemble des traits fondamentaux du comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés. L'ensemble des données existantes a servi aux développements de modèles de comportement qui ont d'abord cherché à intégrer la succion dans leur formulation, en se limitant au cas des sols présentant un gonflement limité. Dans la première partie de ce chapitre, seront d'abord exposés les concepts de base de la formulation de modèle en non saturé.

L'extension du concept des contraintes effectives aux états non saturés sera évoquée dans le premier point en insistant notamment sur ses limites. Puis, les notions de variables d'état indépendantes et de surface d'état seront introduites. Ensuite, nous présenterons les travaux qui ont aidé l'équipe de Barcelone à définir leur modèle pour les sols non saturés et son extension pour les sols gonflants non saturés. Nous exposerons également les différents modèles permettant de prendre en compte l'effet du degré de saturation et de la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau<sup>(3)</sup> sur le comportement contrainte-déformation. La dernière partie de ce chapitre décrit le modèle développé par Cui *et al.*, (1998) et Yahia-Aïssa (1999) concernant des argiles gonflantes fortement compactées.

### II.2- MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DES SOLS NON SATURÉS PEU GONFLANTS

Cette partie décrit les différents modèles utilisés pour modéliser le comportement des sols non saturés non gonflants.

---

<sup>3</sup> Dans un sol non saturé, la teneur en eau ( $\theta$ ) (ou le degré de saturation ( $S_r$ )) et la succion ( $s$ ) varient de manière simultanée. La relation entre ces deux paramètres constitue un élément essentiel de description de l'état hydrique du milieu poreux non saturé. Graphiquement, cette relation  $\theta(s)$ , ou  $S_r(s)$ , est représentée par une courbe, dénommée courbe caractéristique d'humidité du sol ou courbe de rétention d'eau.

Les courbes de rétention sont généralement déterminées en soumettant un échantillon à un cycle de séchage et de remouillage par application de paliers de succion croissante puis décroissante. Le chemin parcouru lors du séchage se situe au-dessus du chemin de remouillage, ce qui met en évidence un phénomène d'"hystérésis" ; Il n'existe pas de relation biunivoque entre la succion et la teneur en eau (ou le degré de saturation), et la valeur de teneur en eau (ou du degré de saturation) à une succion donnée dépend du chemin hydrique parcouru pour parvenir à ce point.

## II.2.1- Hypothèse des contraintes effectives en sol non saturé

Dans le cas des sols saturés, la contrainte effective ( $\sigma'$ ) est définie comme étant l'unique facteur mécanique qui contrôle toute déformation volumique du matériau. Selon Terzaghi (1923), cette contrainte s'exprime comme la différence entre la contrainte totale  $\sigma$ , et la pression interstitielle de l'eau  $u_w$ . La validité de ce concept a été vérifiée pour les sols saturés, où généralement  $u_w$  est positive ou nulle, notamment par les travaux de Bishop & Edlin (1950), Rendulic (1963) et Skempton (1961). Rappelons que la validité de ce principe nécessite l'incompressibilité des grains de sol. Biarez *et al.* (1987) et Fleureau *et al.* (2002) ont vérifié la validité de ce concept pour des valeurs négatives de  $u_w$  où le sol reste *quasi* saturé, c'est-à-dire dans le cas où la succion est inférieure à la valeur de la succion au point d'entrée d'air  $s_e$ <sup>(4)</sup>.

L'utilité du concept des contraintes effectives dans la prédiction du comportement des sols saturés a conduit de nombreux auteurs à étendre ce principe aux sols non saturés (Corney *et al.*, 1958 ; Bishop, 1959 ; Lambe, 1960 ; Aitchison, 1961 ; Jennings, 1961). Les expressions proposées par ces auteurs ont montré une certaine concordance dans la prise en compte de certains paramètres tels que les contraintes totales, la pression interstitielle négative et les contraintes effectives. L'expression la plus répandue est celle de Bishop (1959), qui fait intervenir la pression de l'air  $u_a$  et la pression de l'eau  $u_w$  :

$$\sigma' = (\sigma - u_a) + \chi (u_a - u_w) \quad (\text{II.1})$$

où  $\chi$  est un coefficient de pondération, connu sous le nom de coefficient de Bishop, compris entre 0 et 1, nul pour les sols secs et égal à 1 pour les sols saturés. Ce paramètre dépend principalement du degré de saturation et de la nature du sol (Bishop et Donald, 1961). Khalili et Khabbaz (1998) ont trouvé une relation unique entre  $\chi$  et le rapport  $s/s_e$  :

$$\chi = 1 \quad \text{pour } s \leq s_e \quad (\text{II.2})$$

$$\chi = \left( \frac{s_e}{s} \right)^{0,55} \quad \text{pour } s > s_e \quad (\text{II.3})$$

avec  $s_e$  est la succion au point d'entrée d'air et  $s$  la succion ( $s = u_a - u_w$ ).

Cependant l'évaluation des variations volumiques dans les sols non saturés à l'aide de cette équation a montré très rapidement ses limites pour les raisons suivantes :

- ce principe ne peut prévoir le phénomène d'effondrement d'un sol lorsque celui-ci est remouillé sous charge constante ; en effet, l'humidification induit une diminution de succion qui devrait, vu l'équation (II.1), entraîner une diminution de la contrainte effective et donc un gonflement, contrairement à ce qui est observé lors de l'humidification sous charge (Jennings et Burland, 1962) ;
- la détermination du paramètre  $\chi$  est difficile expérimentalement car ce paramètre dépend en réalité de nombreux facteurs ; les études de Blight (1967) et Barden *et al.* (1969) ont montré que  $\chi$  n'est pas seulement fonction du degré de saturation mais aussi du chemin suivi dans l'espace ( $\sigma - u_a, u_a - u_w$ ), ce qui est cohérent avec l'hystérésis des courbes de rétention d'eau, et de l'essai pratiqué, œdométrique ou triaxial (Jennings et Burland, 1962). De plus, certains auteurs ont obtenu des valeurs anormales de  $\chi$ , non comprises entre 0 et 1 (Matyas et Radhakrishna, 1968 ; Gulhati et Satija, 1981).

---

<sup>4</sup> la succion au point d'entrée d'air correspond à la succion quand la phase gazeuse (air) commence à investir le sol et que le drainage commence à se faire.

Le phénomène d'effondrement est souvent cité comme preuve de non validité du principe de contrainte effective pour la description du comportement volumique des sols non saturés. Cependant, cela n'est pas suffisant pour émettre un jugement définitif sur l'utilisation de la contrainte effective pour les matériaux non saturés. La seule conclusion que l'on peut tirer est que le principe de contrainte effective n'est pas capable d'interpréter, à lui seul, tous les phénomènes qui caractérisent le comportement des sols non saturés comme le phénomène d'effondrement. En effet, Kohgo *et al.*, (1993) et Abou-Bekr (1995) en utilisant le principe de contrainte effective dans le cadre de l'élastoplasticité avec un écrouissage négatif de la surface de charge ont pu reproduire ce phénomène. Le modèle élastoplastique proposé par Kohgo *et al.*, (1993) est une généralisation du modèle de Tanaka (1979) développé initialement pour les sols saturés et celui proposé par Abou-Bekr (1995) est une généralisation du modèle élastoplastique de Hujeux (1985) qui est un modèle de comportement des sols saturés en chargement monotone et cyclique. Il est à souligner que très peu de nouveaux paramètres ont été introduits pour tenir compte de la non saturation.

De nombreux auteurs ont aussi émis des critiques liées au paramètre  $\chi$ . Blight (1967) et Barden *et al.* (1969) ont montré que  $\chi$  n'est pas seulement fonction du degré de saturation mais aussi du chemin suivi dans l'espace ( $\sigma - u_a$ ,  $u_a - u_w$ ), ce qui est cohérent avec l'hystérésis des courbes de rétention d'eau, et de l'essai pratiqué, œdométrique ou triaxial (Jennings et Burland, 1962). De plus, certains auteurs ont obtenu des valeurs anormales de  $\chi$ , non comprises entre 0 et 1 (Sparks, 1963 ; Matyas et Radhakrishna, 1968 ; Gulhati et Satija, 1981).

Toutefois, il a été montré que la contrainte effective de Bishop décrit correctement le comportement des sols non saturés au-delà d'un degré de saturation critique qui dépend de la granulométrie. Jennings et Burland (1962), à la base d'essais d'humidifications sous contrainte constante à différents niveaux de degré de saturation initiaux, ont montré que ce degré de saturation critique est d'environ 0,5 pour les sables et limons et s'élève à 0,85 pour des argiles. En revanche, Taibi (1994) propose de restreindre l'utilisation du concept aux sols non saturés dans le cas où leur succion est inférieure à la valeur de la succion au point d'entrée d'air  $s_e$ .

## II.2.2- Approche en variables indépendantes et notion de surface d'état

Du fait des nombreuses difficultés rencontrées par les chercheurs qui ont essayé de décrire le comportement des sols non saturés à l'aide d'une seule variable de contrainte (contrainte effective), la voie suivie a été de considérer l'effet des variations de contrainte nette ( $\sigma - u_a$ ) ( $\sigma$  est la contrainte moyenne totale) et de celui des variations de succion ( $u_a - u_w$ ) indépendamment pour décrire le comportement volumique et de résistance des sols non saturés (Coleman, 1962). Cet auteur suggère que, sous des conditions de chargement triaxial, les variations de volume total  $V$  et du volume d'eau  $V_w$  de l'échantillon de sol peuvent être exprimées à partir des modifications de ( $\sigma - u_a$ ) et ( $u_a - u_w$ ) :

$$\frac{dV}{V} = C_{11} d(u_a - u_w) + C_{12} d(\sigma - u_a) + C_{13} d(\sigma_1 - \sigma_3) \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{dV_w}{V} = C_{21} d(u_a - u_w) + C_{22} d(\sigma - u_a) + C_{23} d(\sigma_1 - \sigma_3) \quad (\text{II.5})$$

Les coefficients  $C_{ij}$  sont fonctions de l'histoire des contraintes et peuvent être positifs ou négatifs.  $\sigma_1$  et  $\sigma_3$  sont les contraintes principales majeure et mineure.

Cette approche a été ensuite largement développée (Burland, 1964 ; Aitchison, 1967 ; Matyas & Radhakrishna, 1968 ; Barden *et al.*, 1969 et Fredlund & Margenstern, 1977). Fredlund et Margenstern (1977) ont montré que n'importe quelle paire de deux tenseurs de contraintes indépendants parmi les trois possibles, ( $\sigma - u_a$ ), ( $\sigma - u_w$ ) et ( $u_a - u_w$ )

convenait pour décrire le comportement des sols non saturés. Les variables les plus utilisées sont le couple  $(\sigma - u_a)$  et  $(u_a - u_w)$ . Ces auteurs ont également proposé des relations constitutives similaires à celles proposées par Coleman (1962), mais en termes de variations d'indice des vides et de teneur en eau.

Une surface d'état est le lieu des points représentant tous les états possibles du matériau dans un espace contrainte, déformation et succion. La validité de ce principe a été pour la première fois vérifiée expérimentalement par Matyas & Radhakrishna (1968). Ils ont montré qu'en traitant  $(\sigma - u_a)$  et  $(u_a - u_w)$  comme deux variables indépendantes, on trouve que les variations de l'indice des vides et du degré de saturation sont représentées par des surfaces uniques dans les espaces  $(\sigma - u_a, u_a - u_w, e)$ ,  $(\sigma - u_a, u_a - u_w, S_r)$  comme le montre la figure II.1.

L'existence de surfaces d'état est cependant liée à des conditions restrictives de variations décroissantes de la succion (ou croissantes du degré de saturation) où le sol ne gonfle pas au cours de l'essai. Si le sol est fortement gonflant, l'existence d'une surface d'état n'est plus vérifiée (Bishop et Blight, 1963). Pour utiliser ces surfaces d'état dans la pratique, il faut les représenter d'une manière analytique. En fait, les relations constitutives proposées par Coleman (1962) et Fredlund & Margenstern (1977) ne sont autres que des représentations mathématiques de surfaces dans l'espace formé par une variable d'état de déformation et deux variables d'état de contrainte. Lloret et Alonso (1985), en se basant sur des résultats expérimentaux de la littérature, ont présenté plusieurs fonctions mathématiques linéaires et non linéaires qui peuvent décrire des surfaces d'état :

$$e = a + b \log(\sigma - u_a) + c \log(u_a - u_w) + d \log(\sigma - u_a) \log(u_a - u_w) \quad (\text{II.6})$$

$$S_r = a - \left[ 1 - \exp\left(-b(u_a - u_w)\right) \right] \left( c + d(\sigma - u_a) \right) \quad (\text{II.7})$$

où  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$  sont des paramètres caractérisant le sol. Il est évident que ces relations répondent à un certain type de problème sur un sol donné (formulant analytiquement les réponses du sol en indice des vides et degré de saturation ) mais ne modélisent en aucun cas le comportement général et complexe d'un sol non saturé. D'où la nécessité de développer des modèles plus élaborés qui permettent de modéliser le comportement d'un sol non saturé dans son intégralité (modèle d'Alonso *et al.*, 1987, 1990).

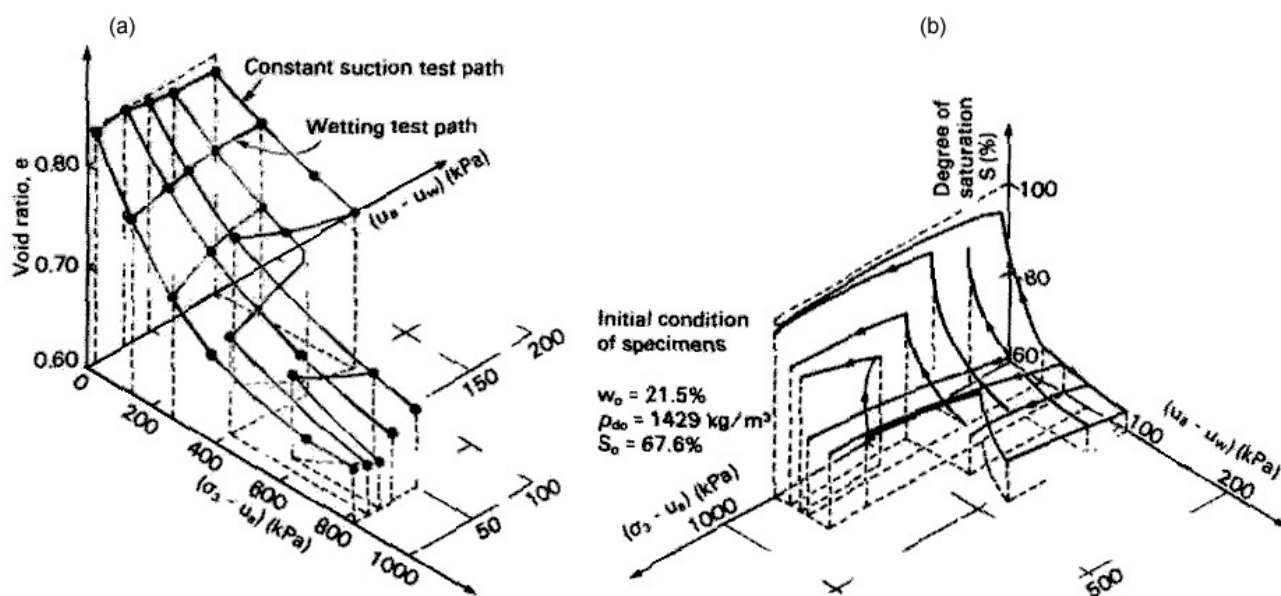


Figure II.1 - Surfaces d'état pour un mélange de silice et de kaolin sous des conditions de chargement isotrope : a) en terme d'indice des vides ; b) en terme de degré de saturation (Matyas & Radhakrishna, 1968)

## II.2.3- Modèle élastoplastique de Barcelone pour les sols non saturés non expansifs (*BBM*)

Parmi les modèles destinés aux sols non saturés, le modèle de Barcelone *BBM* (*Barcelona Basic Model*) pour les sols non saturés, présenté partiellement par Alonso *et al.* (1987) et de manière complète par les mêmes auteurs en 1990, permet d'envisager tous les traits fondamentaux du comportement des sols non saturés. Il est capable de décrire simultanément les variations de volume et de résistance au cisaillement ; les modèles développés précédemment n'ayant traité que l'un ou l'autre de ces deux aspects fondamentaux du comportement des sols non saturés. Ce modèle, basé sur la théorie élasto-plastique, est une extension du modèle de Cam-Clay modifié dans le domaine des suctions non nulles et il s'applique aux sols faiblement gonflants (sables, limons, argiles sableuses et argiles peu plastiques). Il a été conçu et formulé pour des états de contrainte isotrope et triaxial. Nous présentons dans ce paragraphe la description de ce modèle pour ces deux états de contrainte ainsi que ses formulations mathématiques.

### II.2.3.1- Modèle sous chargement isotrope

#### a) Définition des surfaces de charge

Sous chargement isotrope le modèle utilise deux variables indépendantes : la contrainte nette,  $p^* = [(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3] - u_a$ , et la suction,  $s = u_a - u_w$ .

La désaturation d'un sol soumis à une augmentation de suction a tendance à le rigidifier, ce qui se traduit par une diminution de la compressibilité et une augmentation de la pression de préconsolidation, qui limite la zone où le comportement du sol est élastique (zone surconsolidée) de la zone où la compression engendre des déformations irréversibles.

D'un point de vue volumique, ces aspects sont pris en compte par le modèle de Barcelone de la façon indiquée sur la figure II.2a, qui représente les variations du volume spécifique ( $v = 1 + e$  ; avec  $e$  est l'indice des vides) en fonction du logarithme de la contrainte nette. Si l'on représente également ces essais dans un plan suction-contrainte nette, on observe que le lieu des pressions de préconsolidation a la forme particulière indiquée sur la figure II.2b, compatible avec l'augmentation de la pression de préconsolidation avec la suction. Ce lieu est appelé courbe *LC* (*Loading Collapse*). Comme elle représente la limite d'une zone élastique et le lieu à partir duquel se développe une déformation plastique, la courbe *LC* est en fait une surface de charge.

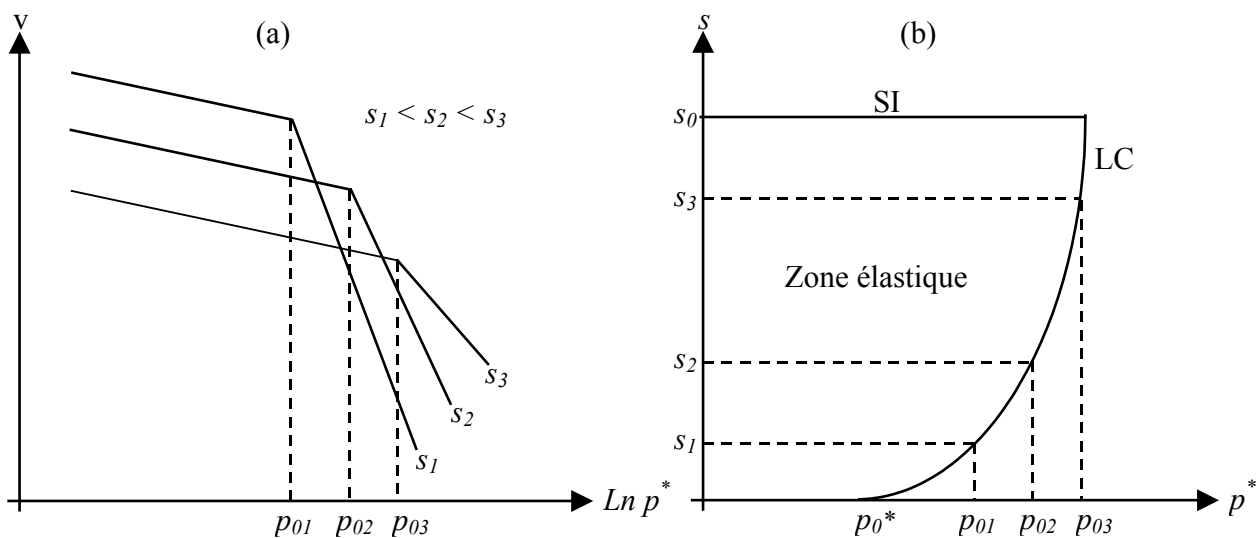


Figure II.2 - Le modèle BBM sous chargement isotrope :

a) réponse volumique lors de compression à suction contrôlée ; b) définition des surfaces de charge sur le plan  $(p^*, s)$  (Alonso *et al.*, 1987)

D'autres aspects importants du comportement, intégrés dans le modèle, sont décrits ci-dessous :

Aspect (1) lors d'un remouillage, le sol gonfle sous faibles contraintes, et s'effondre sous fortes contraintes ;

Aspect (2) un cycle de succion ayant engendré des déformations irréversibles augmente la pression de préconsolidation.

Ce dernier aspect est modélisé par l'utilisation d'une surface de charge en succion appelée *SI* (*Suction Increase*), également représentée sur la figure II.2b. Cette surface est supposée indépendante de la contrainte verticale nette ; il s'agit donc d'une ligne horizontale, placée à la plus haute succion connue par le sol.

L'ensemble des deux surfaces de charge *LC* et *SI* représente par conséquent les limites d'une zone élastique dans le plan ( $p^*, s$ ) schématisée par la figure II.2b. Dans cette zone, les réponses aux cycles de contrainte et de succion sont réversibles (zone élastique).

La courbe *LC* peut être mobilisée par des chemins verticaux descendants, à des niveaux de contrainte supérieurs à  $p_0^*$  (la pression de préconsolidation sous une succion nulle). Ceci correspond à une diminution de succion par remouillage. Partant par exemple d'un point donné sous une succion  $s_1$  et une contrainte  $p_1^* > p_0^*$  (point A sur la figure II.3), la réduction de succion dans la zone élastique engendre tout d'abord un gonflement élastique, quand le chemin vertical descendant atteint la courbe *LC*, il la déplace vers la droite, pour que l'intersection de *LC* avec l'axe des abscisses soit finalement située au point  $p_1^*$ , qui est la nouvelle valeur de la contrainte de préconsolidation. Cette diminution de volume, définie par le déplacement de *LC* depuis  $p_0^*$  ( $LC_i$ ) jusqu'à  $p_1^*$  ( $LC_f$ ), correspond à un *effondrement sous remouillage*. Le modèle reproduit donc bien l'aspect (1).

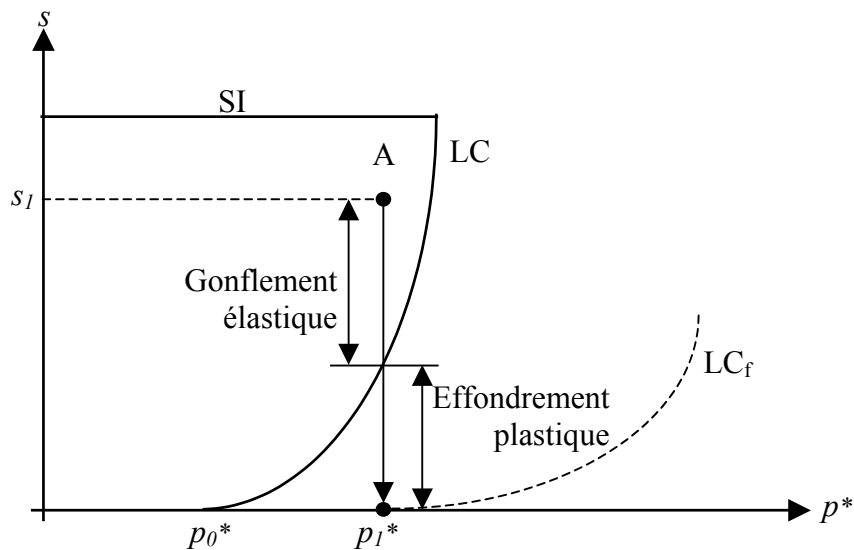


Figure II.3 - Effondrement représenté par le modèle de BBM (Alonso et al., 1987)

L'aspect (2) est pris en compte en considérant le couplage entre *SI* et *LC*. Un déplacement de *SI* déplacera, par couplage, *LC* vers la droite (chemin II) (fig. II.4). Ainsi, lors d'un cycle de succion au-dessus de la valeur maximale connue, on verra la pression de préconsolidation augmenter : en d'autres termes, l'écroutissage en succion entraîne un écroutissage couplé en contrainte. En revanche, l'accroissement de contrainte sous succion constante (chemin I), se traduit par un déplacement de la courbe *LC* vers la droite correspondant à l'élargissement de la zone élastique sans déplacement de la courbe *SI*.

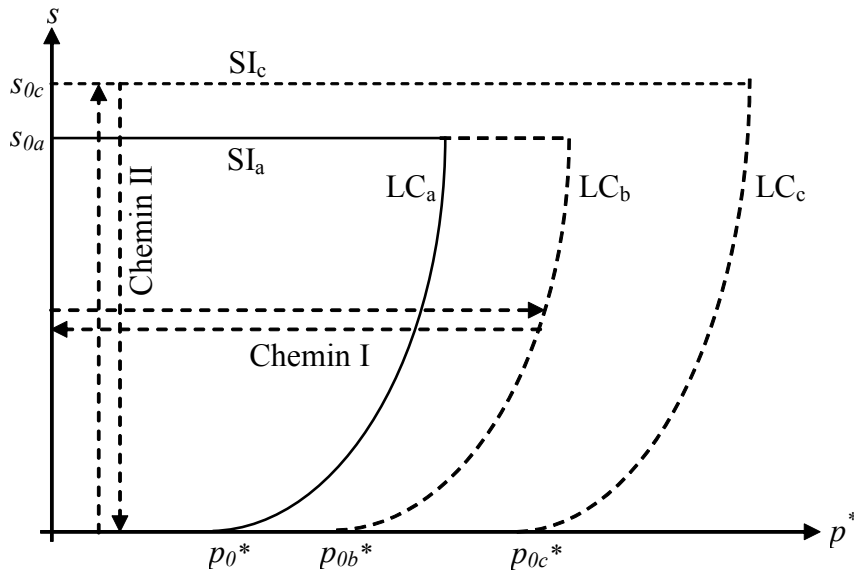


Figure II.4 - Couplages entre SI et LC (Alonso et al., 1987)

### b) Formulation du modèle

Dans le plan  $(p^*, s)$  la zone élastique est délimitée par les courbes  $LC$  et  $SI$  définies précédemment et formulées respectivement par :

$$p = p_0(s) \quad (II.8)$$

$$s = s_0 \quad (II.9)$$

$p_0(s)$  est déterminée pour chaque sol par la relation :

$$\frac{p_0}{p_c} = \left[ \frac{p_0^*}{p_c} \right]^{\frac{\lambda(0)-k}{\lambda(s)-k}} \quad (II.10)$$

avec :

$s_0$  : le seuil de plasticité en succion (plus grande succion connue par le sol) ;

$p_0$  : la pression de préconsolidation apparente sous la succion  $s$  ;

$p_c$  : une pression de référence qui joue un rôle important sur la convexité de la courbe (Wheeler et al., 2002 et Sheng, 2003) ;

$p_0^*$  : la pression de préconsolidation sous une succion nulle ;

Les auteurs respectent le modèle de Cambridge où la courbe de compressibilité à une succion donnée est représentée dans le plan  $(v, \ln p)$  par deux droites caractérisées par les deux pentes  $\lambda(s)$  et  $\kappa$  (fig. II.2a) :

$\kappa$  : le coefficient de compressibilité pour des incréments de contrainte nette dans le domaine élastique (pente de la partie réversible de la courbe chargement/déchargement dans le diagramme  $e-\ln(p^*)$ ) ;

$\lambda(s)$  : la pente de la partie normalement consolidée (vierge), appelé aussi coefficient de compressibilité plastique à succion constante.

$\kappa$  est supposé indépendant de la succion alors que  $\lambda$  diminue quand la succion augmente (le sol est plus rigide à de fortes succions) (fig. II.2). Dans un premier temps, le coefficient  $\lambda$  fut modélisé par l'expression suivante (Lloret et Alonso, 1985) :

$$\lambda(s) = b + d \ln(s) \quad \text{avec } d < 0 \quad (II.11)$$



Mais cette relation prédit un coefficient diminuant indéfiniment avec la succion ; afin de pallier à ce comportement physiquement irréaliste, Alonso *et al.*, (1987) proposent alors la fonction suivante :

$$\lambda(s) = \lambda(0) [(1-r)\exp(-\beta s) + r] \quad (\text{II.12})$$

avec :

$\lambda(0)$  : le coefficient de compressibilité plastique à l'état saturé.

$r$  : constante liée à la rigidité du sol quand la succion tend vers l'infini [ $r = \lambda(s \rightarrow \infty) / \lambda(0)$  et  $r < 1$ ];

$\beta$  : un paramètre qui contrôle la vitesse d'augmentation de la rigidité avec la succion.

Dans l'équation (II.10), Alonso *et al.* (1990) supposent que pour une valeur de  $p_0^*$  égale à la valeur de la pression de référence  $p_c$ , la surface de charge  $LC$  est une droite verticale dans le plan  $(p^*, s)$ . Des formes illogiques de cette surface sont proposées pour des valeurs de  $p_0^*$  plus petites que la pression de référence  $p_c$ . Il est alors important de sélectionner une petite valeur pour le paramètre  $p_c$  (significativement inférieure à la plus petite valeur probablement prise par le paramètre  $p_0^*$  dans une application donnée). Wheeler *et al.* (2002) ont proposé une méthode simple et précise pour identifier la valeur de  $p_c$ . Elle consiste à tracer les courbes de compression normale isotrope pour différentes valeurs de succion dans le plan  $v + \kappa_s \ln((s + p_{atm})/p_{atm}) - p^*$  (fig. II.5), avec  $v$  le volume spécifique initial et  $\kappa_s$  le coefficient de compressibilité pour des incréments de succion dans le domaine élastique. Si le comportement de sol suit le modèle  $BBM$ , les courbes doivent se croiser en un seul point qui permet d'identifier la valeur de  $p_c$ .

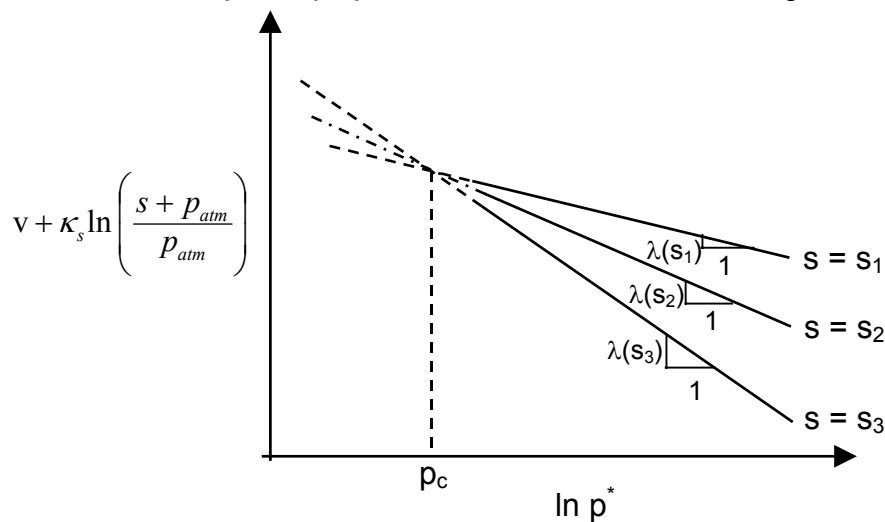


Figure II.5 - Procédure proposée par Wheeler *et al.* pour déterminer  $p_c$  (Wheeler *et al.*, 2002)

Alonso *et al.*, (1995) trouvent à partir des essais œdométriques à succion imposée sur une argile contenant 10 % de montmorillonite, que les trois paramètres définissant le modèle ( $p_0^*$ ,  $\kappa$  et  $\lambda(s)$ ) dépendent aussi de la densité sèche initiale  $\gamma_{d0}$  et proposent les formules de corrélations suivantes :

$$p_0^* = 8,022 \cdot 10^{-3} \exp(0,7242 \gamma_{d0}) \quad (\text{II.13})$$

$$\lambda = -0,00843 \gamma_{d0} + 0,276 \quad (\text{II.14})$$

$$\kappa = 0,00526 \gamma_{d0} - 0,041 \quad (\text{II.15})$$

$p_0^*$  en (kPa) et  $\gamma_{d0}$  en ( $\text{kN}/\text{m}^3$ ).

Ces formules seraient valables pour un autre sol, mais il faut refaire l'ajustement et recalculer les termes constants de ces relations.

• **Déformation volumique induite par un incrément de contrainte :**

Un chargement mécanique dans la zone élastique, à succion constante  $s$ , produit la déformation volumique élastique suivante :

$$d\varepsilon_{vp}^e = \frac{\kappa}{v} \frac{dp^*}{p^*} \quad (p^* \leq p_0) \quad (\text{II.16})$$

avec  $v$  le volume spécifique initial ( $v = 1+e_0$ ) et  $dp^*$  l'incrément de charge par rapport à la contrainte  $p^*$ .

Une fois la contrainte-seuil  $p_0$  atteinte, la déformation volumique totale est calculée par :

$$d\varepsilon_{vp} = \frac{\lambda(s)}{v} \frac{dp_0}{p_0} \quad (p^* \geq p_0) \quad (\text{II.17})$$

avec  $dp_0$  l'incrément de charge par rapport à la contrainte-seuil  $p_0$ .

Ainsi, la déformation volumique plastique est égale à :

$$d\varepsilon_{vp}^p = d\varepsilon_{vp} - d\varepsilon_{vp}^e = \frac{\lambda(s) - \kappa}{v} \frac{dp_0}{p_0} \quad (\text{II.18})$$

En utilisant la relation (II.10), définissant  $LC$ , la relation (II.18) peut s'écrire :

$$d\varepsilon_{vp}^p = \frac{\lambda(0) - \kappa}{v} \frac{dp_0^*}{p_0^*} \quad (\text{II.19})$$

avec  $dp_0^*$  l'incrément de charge par rapport à la contrainte-seuil  $p_0^*$  à l'état saturé.

• **Déformation volumique induite par un incrément de succion :**

Une augmentation de la succion se traduira, dans la zone élastique par :

$$d\varepsilon_{vs}^e = \frac{\kappa_s}{v} \frac{ds}{(s + p_{atm})} \quad (s \leq s_0) \quad (\text{II.20})$$

avec  $\kappa_s$  le coefficient de compressibilité pour des incréments de succion dans le domaine élastique (pente de la partie réversible de la courbe drainage/humidification dans le diagramme  $e-\ln(s)$ ) et  $p_{atm}$  une pression de référence (la pression atmosphérique).

Une fois la succion-seuil  $s_0$  atteinte, la déformation volumique totale sera :

$$d\varepsilon_{vs} = \frac{\lambda_s}{v} \frac{ds_0}{(s_0 + p_{atm})} \quad (s \geq s_0) \quad (\text{II.21})$$

avec  $\lambda_s$  le coefficient de compressibilité pour des incréments de succion au-delà de l'état vierge et  $ds_0$  l'incrément de succion par rapport à la succion-seuil  $s_0$ .

La déformation volumique plastique est déduite des relations (II.20) et (II.21) :

$$d\varepsilon_{vs}^p = \frac{\lambda_s - \kappa_s}{v} \frac{ds_0}{(s_0 + p_{atm})} \quad (\text{II.22})$$

$\lambda_s$  et  $\kappa_s$  seront considérés constants, bien que, expérimentalement, une dépendance vis-à-vis de la contrainte  $p$ , sous laquelle se déroule le cycle, puisse être observée (Collin *et al.*, 2002).

**c) Lois d'écrouissage**

Les équations (II.19) et (II.22) définissent le mouvement de  $LC$  et  $SI$  de façon indépendante. Le couplage peut être effectué en faisant dépendre la position de la zone élastique de la déformation volumique plastique totale :

$$d\varepsilon_v^p = d\varepsilon_{vs}^p + d\varepsilon_{vp}^p \quad (\text{II.23})$$

En considérant les équations précédentes, il est possible de proposer deux lois d'érouissage pour le modèle fonction des déformations plastiques :

- loi d'érouissage en chargement :

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = \frac{v}{\lambda(0) - \kappa} d\varepsilon_v^p \quad (\text{II.24})$$

- Loi d'érouissage en succion :

$$\frac{ds_0}{(s_0 + p_{atm})} = \frac{v}{\lambda_s - \kappa_s} d\varepsilon_{vs}^p \quad (\text{II.25})$$

On observe qu'avec les deux lois d'érouissage ainsi définies, un déplacement de  $SI$ , défini par  $ds > 0$ , correspond à une déformation plastique  $d\varepsilon_{vs}^p > 0$ . Cet apport à la déformation volumique total  $d\varepsilon_v^p$  va produire une augmentation de  $dp_0^*$  qui correspond à un déplacement de la courbe  $LC$ . C'est ainsi qu'est réalisé mathématiquement le couplage défini par la figure II.4. Par ailleurs, l'apparition de déformations plastiques dues à un chargement en contrainte  $d\varepsilon_{vp}^p$  n'induit pas une augmentation de la limite en succion,  $s_0$  : en d'autres termes, un déplacement de  $LC$  n'entraîne pas un déplacement de  $SI$ .

#### d) Modification du modèle initial

L'équation de  $LC$  proposée par Alonso *et al.* (équation II.10) suppose l'existence d'une asymptote verticale. Dans ce sens, (Wheeler et Sivakumar, 1995) proposent une solution plus générale qui ne nécessite pas cette hypothèse. Ils ont modifié la relation (II.10) proposée par Alonso *et al.*, (1987) par la relation suivante :

$$(\lambda(s) - \kappa) \ln\left(\frac{p_0}{p_{atm}}\right) = (\lambda(0) - \kappa) \ln\left(\frac{p_0(0)}{p_{atm}}\right) + N(s) - N(0) + \kappa_s \ln\left(\frac{s + p_{atm}}{p_{atm}}\right) \quad (\text{II.26})$$

où  $N(s)$  est le volume spécifique sous une contrainte moyenne nulle.

Le modèle  $BBM$  suppose ainsi que la pente  $\kappa$  de la partie surconsolidée est constante et indépendante de la succion. Cependant, les résultats des essais effectués par Rampino *et al.* (2000) sur un sable limoneux ont montré que la valeur de  $\kappa$  diminue légèrement avec l'augmentation de la succion. Pour tenir compte de ce phénomène dans la modélisation, Rampino *et al.* (2000) ont proposé d'introduire une petite modification sur l'équation de la courbe  $LC$  proposée par Wheeler et Sivakumar (1995) :

$$(\lambda(s) - \kappa(s)) \ln\left(\frac{p_0}{(p - u_a)_{ref}}\right) = (\lambda(0) - \kappa(0)) \ln\left(\frac{p_0(0)}{(p - u_a)_{ref}}\right) + N(s) - N(0) + \kappa_s \ln\left(\frac{s + p_{ref}}{p_{ref}}\right) \quad (\text{II.27})$$

où  $N(s)$  est le volume spécifique sous la contrainte moyenne de référence  $p_{ref}$  ( $p_{ref} = 1\text{kPa}$ ).

Une autre relation de la courbe  $LC$  est proposée par Josa *et al.* (1992). Ces auteurs ont suggéré cette équation pour les sols qui présentent un maximum d'effondrement :

$$p_0 = (p_0^* - p_c) + p_c \left[ (1 - m) e^{\alpha s} + m \right] \quad (\text{II.28})$$

avec :

$\alpha$  : un paramètre qui contrôle la forme de la courbe  $LC$  ;

$m$  : un paramètre qui est relié à la différence entre la pression de préconsolidation apparente lorsque la succion tend vers l'infini et la pression  $p_0^*$  ( $m \geq 1$ ).

Wu *et al.*, (2004) ont introduit l'effet de la température  $T$  dans l'équation de la courbe  $LC$  :

$$\frac{p_0(s,T)}{p_c} = \left[ \frac{p_0^*(\varepsilon_v^p, T)}{p_c} \right]^{\frac{\lambda(0)-k}{\lambda(s,\Delta T)-k}} \quad (\text{II.29})$$

avec :

$$p_0^*(\varepsilon_v^p, \Delta T) = p_0^*(\varepsilon_v^p) + a_1 \Delta T + a_2 v \Delta T |\Delta T| \quad (\text{II.30})$$

$$\lambda(s,T) = \lambda(s,T_r) + \beta_1 \Delta T + \beta_2 \Delta T |\Delta T| = \lambda(0,T_r) [(1-r) \exp(-\beta s) + r] + \beta_1 \Delta T + \beta_2 \Delta T |\Delta T| \quad (\text{II.31})$$

où  $a_1$  et  $a_2$  sont des coefficients qui dépendent de la sensibilité thermique du sol,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont des coefficients empiriques et  $T_r$  est une température de référence. Ainsi, Garcia Molina *et al.* (1996) ont introduit l'effet de la température dans le modèle *BBM*. Ils ont supposé que l'augmentation de la température réduit la dimension du domaine élastique.

Sheng *et al.*, (2003b) ont proposé d'utiliser les équations suivantes pour décrire l'évolution de la courbe de compression vierge  $\lambda(s)$  en fonction de la succion, avec l'utilisation de la contrainte moyenne effective de Bishop au lieu de la contrainte moyenne nette :

$$\lambda(s) = \begin{cases} \lambda(0) [(1-r) \exp(-\beta s) + r] & s > \frac{s_2}{\beta} \\ \lambda(0) \left[ (1-r) \left( 0,875 + \sqrt{0,015625 + (\beta s - s_1)^2} \right) + r \right] & \frac{s_1}{\beta} < s \leq \frac{s_2}{\beta} \\ \lambda(0) & s \leq \frac{s_1}{\beta} \end{cases} \quad (\text{II.32})$$

où les constants  $s_1$  et  $s_2$  peuvent être obtenus en assurant la continuité du gradient  $d\lambda(s)/ds$ .

### II.2.3.2- Extension du modèle aux états de contraintes déviatoriques

Jusqu'à présent nous avons abordé le comportement volumique des sols non saturés dans le plan de contraintes  $(p^*, s)$  sans tenir compte des effets induits par une contrainte déviatorique. Ainsi pour modéliser le comportement global d'un sol fin partiellement saturé, Alonso *et al.* (1990) se sont basés sur le modèle de Cam-Clay modifié, pour les sols saturés, pour élargir leur modèle aux cas anisotropes (étudiés au triaxial), en ajoutant une troisième variable qui est la contrainte déviatorique  $q$  définie par  $\sigma_1 - \sigma_3$ . La limite élastique dans l'espace  $(p^*, q, s)$  est construite avec deux surfaces de charge (fig. II.6). Les projections de ces surfaces dans le plan  $(p^*, q)$  et  $(p^*, s)$  sont présentés sur la figure II.7.

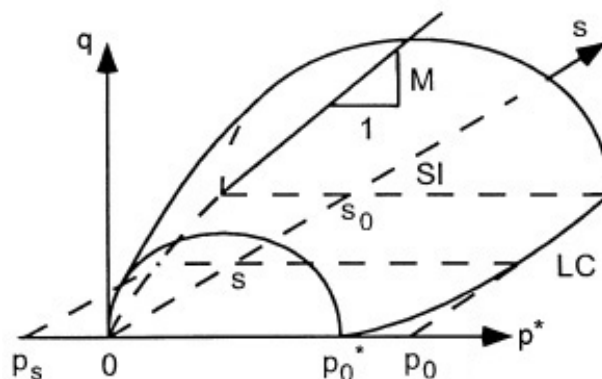


Figure II.6 - Représentations tridimensionnelles des surfaces de charge dans l'espace  $(p^*, q, s)$  (Alonso *et al.*, 1990)

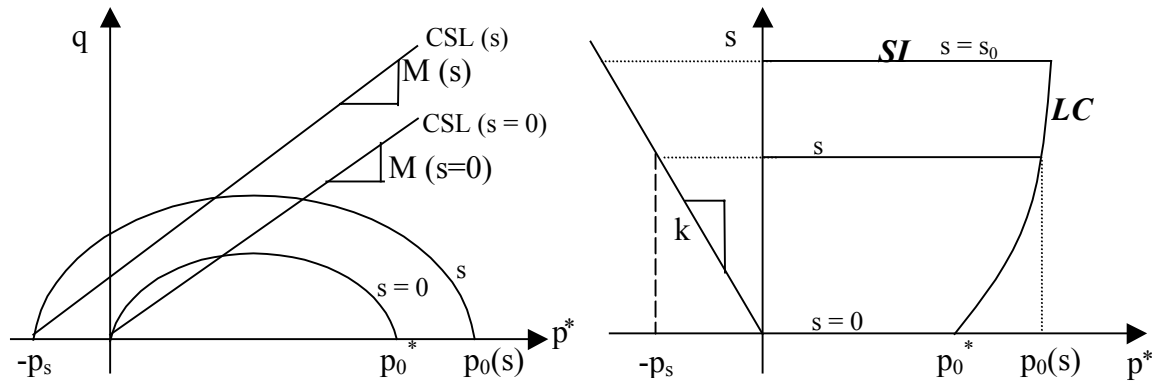


Figure II.7 - Projection des surfaces de charge dans les plans  $(p^*, q)$  et  $(p^*, s)$  (Alonso et al., 1990)

Les deux surfaces de charge sont :

$$f_1(p^*, q, s, p_0) = q^2 - M^2 (p^* + p_s)(p_0(s) - p^*) = 0 \quad (II.33)$$

$$f_2(s, s_0) = s - s_0 = 0 \quad (II.34)$$

où :

$M$  : est la pente de la ligne d'état critique (CSL : *Critical State Line*) dans le plan  $(p^*, q)$  supposé indépendante du chemin de chargement (Wheeler et Sivakumar, 1995 : fig. II.8a) et de la succion (Wheeler et Sivakumar, 1995 (fig. II.8b) ; Rampino et al., 2000) ;

$p_0(s)$  : est la pression de préconsolidation à succion constante donnée par l'équation (II.10) ;

$$p_s = k s \quad (II.35)$$

avec  $k$  un paramètre désignant l'augmentation de la cohésion avec la succion (Miao et al., 2002).

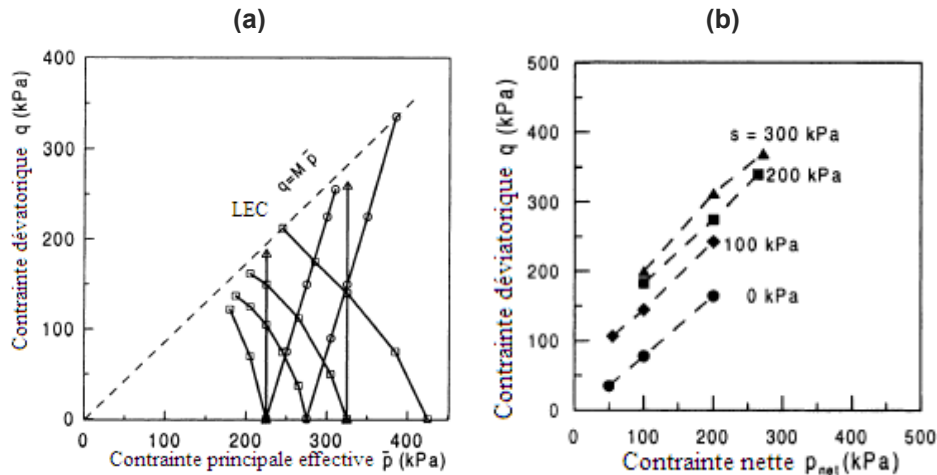


Figure II.8 - Indépendance de la pente de la ligne d'état critique :  
a) du chemin de chargement ; b) de la valeur de la succion (Wheeler et Sivakumar, 1995)

À succion constante, l'incrément de déformation totale est donné par l'équation suivante :

$$d\varepsilon = d\varepsilon^e + d\varepsilon^p = d\varepsilon_{vp}^e + d\varepsilon_s^e + d\varepsilon_{vp}^p + d\varepsilon_s^p \quad (II.36)$$

où :

$d\varepsilon_{vp}^e$ ,  $d\varepsilon_{vp}^p$  : sont respectivement les déformations volumiques élastiques et plastiques, données par les équations (II.16) et (II.19) ;

$d\varepsilon_s^e$  : désigne la déformation déviatorique (de cisaillement) élastique que l'on peut calculer à l'aide du module de cisaillement  $G$  :

$$d\varepsilon_s^e = \frac{1}{3G} dq \quad (\text{II.37})$$

$d\varepsilon_s^p$  : déformation déviatorique plastique donnée par la relation suivante :

$$\frac{d\varepsilon_s^p}{d\varepsilon_{vp}^p} = \frac{2q\alpha}{M^2(2p^* + p_s - p_0)} \quad (\text{II.38})$$

$\alpha$  est un paramètre assurant des déformations latérales nulles lors d'un chemin œdométrique :

$$\alpha = \frac{M(M-9)(M-3)}{9(6-M)} \left[ \frac{1}{1 - \kappa/\lambda(0)} \right] \quad (\text{II.39})$$

La forme exacte des surfaces de charge va dépendre du type de matériau. Dans le cadre des essais sur le limon de Jossigny menés par Cui (1993) et Cui & Delage (1996), la surface de charge trouvée expérimentalement dans le plan ( $p^*$ ,  $q$ ) est de forme elliptique avec le grand axe qui se trouve le long d'une droite de pente  $K_0$  (fig. II.9). Cet effet est attribué à l'anisotropie du matériau induite lors du compactage statique de l'échantillon en laboratoire. Cui & Delage, (1996) proposent pour ce sol une expression de la surface de charge dans le plan ( $p^*$ ,  $q$ ) de la forme :

$$f = b^2 (p^* \cos\theta + q \sin\theta - c)^2 + a^2 (-p^* \sin\theta + q \cos\theta)^2 - a^2 b^2 = 0 \quad (\text{II.40})$$

avec :

$$a = \frac{2p_o p_k \cos^2 \theta + [(p_o / p_s) - 1] p_k^2}{2p_o \cos^3 \theta + 2[(p_o / p_s) - 1] p_k \cos \theta} \quad (\text{II.41})$$

$$b^2 = \frac{\text{ctg}\theta [p_o p_s \sin 2\theta + c \sin\theta (p_o - p_s)]}{2c - (p_o - p_s) \cos\theta} \quad (\text{II.42})$$

$$c = \frac{[(p_o / p_s) - 1] p_k^2}{2p_o \cos^3 \theta + 2[(p_o / p_s) - 1] p_k \cos \theta} \quad (\text{II.43})$$

$p_o$ ,  $p_s$  et  $p_k$  dépendent de la succion, tandis que  $\theta$  est une constante qui peut facilement être liée à  $K_0$  par :

$$\tan\theta = \frac{3(1 - K_0)}{1 + 2K_0} \quad (\text{II.44})$$

où :

$p_o(s)$  : est la pression de préconsolidation à la succion  $s$  (intersection entre l'ellipse et l'axe de contrainte  $p^*$  (fig. II.10)) ;

$p_k(s)$  : est la projection sur l'axe  $p^*$  de l'intersection entre la droite de pente  $K_0$  et l'ellipse (fig. II.10). Les résultats expérimentaux (fig. II.9) montrent que le rapport  $p_k/p_o$  est approximativement indépendant de la succion ;

$p_s(s)$  : est l'autre intersection entre l'ellipse et l'axe de contrainte  $p^*$ , pour  $p^* < 0$  (fig. II.10). il est difficile de l'obtenir expérimentalement, il nécessite des expériences supplémentaires. La variation de  $p_s$  avec la succion dans le modèle *BBM* est supposée linéaire ( $p_s = k s$ ), et peut être déduite par des essais triaxiaux à succion contrôlée ;

$\theta$  : est l'inclinaison de l'ellipse avec l'axe  $p^*$ .

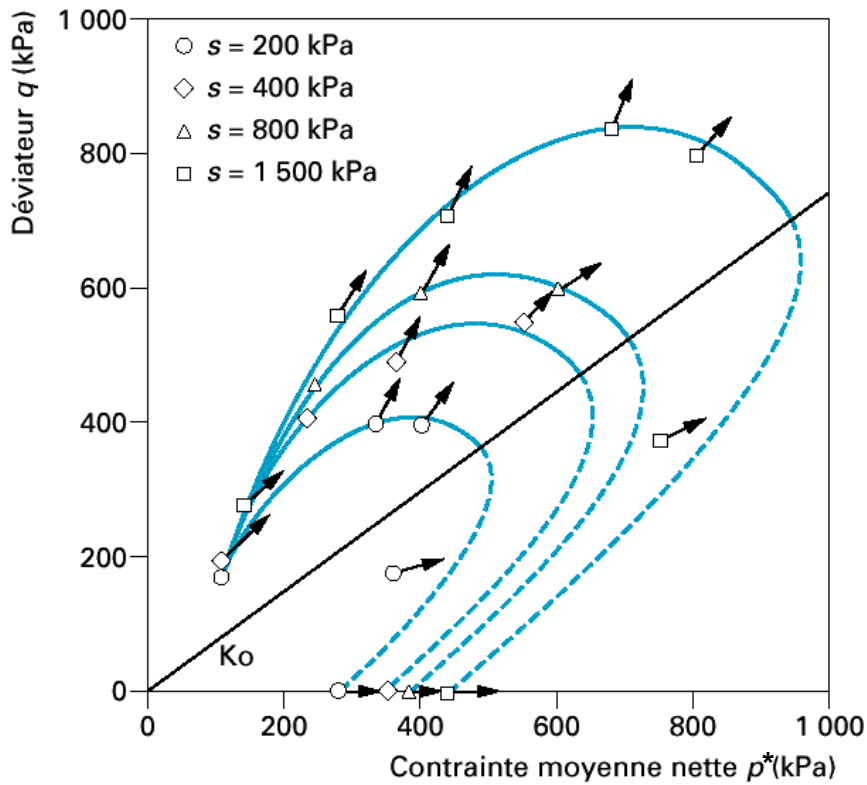


Figure II.9 - Surface de charge du limon de Jossigny compacté non saturé (Cui, 1993)

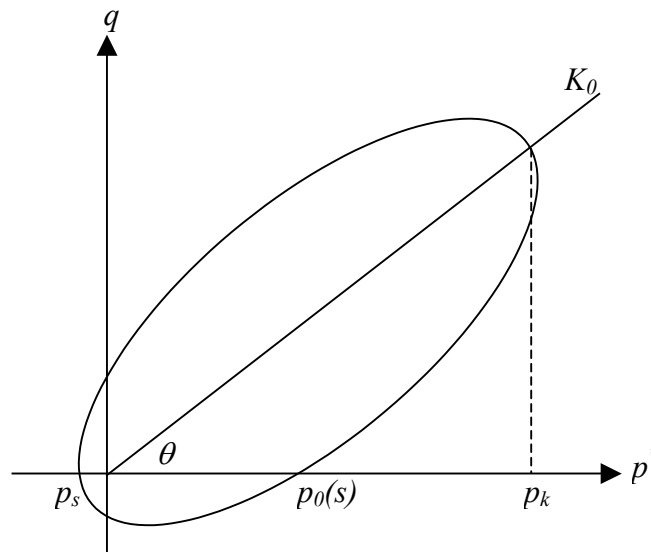


Figure II.10 - Surface de charge elliptique inclinée (Cui et Delage, 1996)

### II.2.3.3- Avantages et limites du modèle **BBM**

Ce modèle permet de décrire correctement les principaux traits de comportement caractéristiques des sols non saturés peu gonflants. Il s'agit notamment :

- de l'effondrement ou du gonflement en fonction de la charge appliquée lors de l'humidification ;
- de l'augmentation de la pression de préconsolidation apparente et de la cohésion du sol avec la succion ;
- de la diminution de la compressibilité avec la succion,

- des différentes irréversibilités rencontrées le long de chemins où la succion et la contrainte varient simultanément ;
- de l'indépendance du chemin de contrainte pour une variation monotone du degré de saturation.

Certaines limites peuvent être cependant décelées dans ce modèle, en plus du cas particulier des sols fortement expansifs. La pente  $\lambda(s)$  varie de manière monotone (la pente  $\lambda(s)$  diminue avec l'augmentation de la succion :  $r < 1$ ), alors que certains auteurs mettent en évidence des comportements plus complexes. Wheeler et al. (2002) ont montré que le modèle *BBM* peut également être utilisé dans le cas où  $\lambda(s)$  augmente avec l'augmentation de la succion, en prenant une valeur plus grand que 1 pour le paramètre  $r$  du modèle. Dans ce cas ( $r > 1$ ), une valeur importante doit être sélectionnée pour le paramètre  $p_c$  (significativement supérieure à la plus grande valeur probablement prise par le paramètre  $p^*_0$  dans une application donnée).

L'hypothèse dans le modèle *BBM* qu'il y a une pression de référence  $p_c$  pour laquelle la surface de charge *LC* est une droite verticale, est une supposition majeure du modèle. En effet, la conséquence de cette supposition est que, pour un sol donné, il est impossible de prédire la variation du potentiel d'effondrement avec la contrainte appliquée.

Ainsi, ce modèle ne tient pas compte d'un domaine *quasi* saturé à succion non nulle. Ce domaine ne peut être négligé dès lors que l'on sait que certains types de sols restent *quasi* saturés jusqu'à des valeurs de succion de l'ordre du MPa (Biarez et al., 1988). De plus, le gonflement irréversible n'est pas pris en compte, de même que l'augmentation de la compressibilité du sol associé au gonflement.

## II.2.4- Inclusion du volume d'eau spécifique ou du degré de saturation comme 4<sup>ème</sup> variable d'état

Dans le modèle de Barcelone (*BBM*) présenté précédemment, la définition des variations de teneur en eau n'est pas considérée. Il ne fournit aucune information sur la variation de la teneur en eau ( $w$ ) ou du degré de saturation ( $S_r$ ). Ce modèle ne peut donc pas être utilisé, par exemple, pour prédire le comportement du sol non saturé durant un chargement non drainé lorsque la variation de la succion est déterminée par la condition que la teneur en eau demeure constante. Cette partie manquante du modèle *BBM* a été complétée par Wheeler (1996) en introduisant :

- le volume d'eau spécifique  $v_w$  (le volume de l'eau et des solides dans un élément de sol contenant une unité de volume de solides :  $v_w = (v_s + v_w)/v_s$ ), définie par ;

$$v_w = 1 + S_r e = 1 + w G_s \quad (\text{II.45})$$

avec  $G_s$  la densité des grains solides.

- la variation de l'indice des vides d'air  $e_a$ , définie par :

$$e_a = (1 - S_r) e = A(s) - \alpha(s) \ln \left( \frac{p_0(0)}{p_{atm}} \right) \quad (\text{II.46})$$

où  $A(s)$  et  $\alpha(s)$  sont deux paramètres qui dépendent de la succion.

Wheeler a déduit les variations de volume d'eau spécifique élastique ( $dv_w^e$ ) et plastique ( $dv_w^p$ ) de la variation volumique totale :

$$dv_w^e = - \frac{\kappa dp^*}{p^*} - \left\{ \frac{\kappa_s}{s + p_{atm}} + \frac{d(A(s))}{ds} - \frac{d(\alpha(s))}{ds} \ln \left[ \frac{p_0(0)}{p_{atm}} \right] \right\} ds \quad (\text{II.47})$$



$$dv_w^p = -[\lambda(0) - \kappa - \alpha(s)] \frac{dp_0(0)}{p_0(0)} \quad (\text{II.48})$$

Rampino *et al.*, (2000) ont utilisé le degré de saturation ( $S_r$ ) à la place du volume d'eau spécifique ( $v_w$ ) dans la construction de leur modèle :

$$S_r = \Gamma_{S_r}(s) - \psi_{S_r}(s) \ln \left( \frac{(p - u_a)}{(p - u_a)_{ref}} \right) \quad (\text{II.49})$$

où  $\Gamma_{S_r}$  est le degré de saturation sous la contrainte moyenne nette de référence  $(p - u_a)_{ref}$  et  $\psi_{S_r}$  est la pente de la courbe donnant la variation du degré de saturation en fonction de la contrainte moyenne nette dans le plan  $(\ln(p - u_a) - S_r)$ . Selon les résultats de Rampino *et al.*, (2000), cette courbe est une droite. Ces deux paramètres qui dépendent de la succion ne sont pas facilement déterminables.

Gallipoli *et al.*, (2003a) ont présenté un modèle élastoplastique pour des sols non saturés qui prend explicitement en compte les mécanismes par lesquels la succion affecte le comportement mécanique ainsi que leur dépendance vis-à-vis du degré de saturation. Le modèle proposé est formulé en termes de deux variables constitutives directement liées à ces mécanismes de succion :

- la contrainte moyenne du squelette, qui inclut la pression de fluide moyenne dans les pores du sol (la contrainte effective de Bishop), définie par l'équation ;

$$\sigma_{hk} = \sigma_{hk} - \delta_{hk} [u_a - S_r (u_a - u_w)] \quad (\text{II.50})$$

Cette écriture vient du fait qu'ils supposent que la valeur de  $\chi$  dans l'équation de Bishop (équation II.1) est égale à  $S_r$ .

- et une autre variante constitutive scalaire supplémentaire,  $\xi$ , qui est liée à la magnitude de l'effet d'adhérence exercé par l'eau de ménisque aux contacts entre particules. Cette variable est fonction du degré de saturation de l'air  $(1 - S_r)$  et de la succion  $s$  :

$$\xi = f(s)(1 - S_r) \quad (\text{II.51})$$

La fonction  $f(s)$  varie d'une manière monotone entre 1 et 1,5 pour des valeurs de succion qui varient entre 0 et l'infini respectivement (fig. II.11). D'après les données expérimentales de Sivakumar (1993) et Sharma (1998), Gallipoli *et al.*, (2003a) ont montré que pour un état de contrainte isotrope, le rapport,  $e/e_s$ , entre l'indice des vides dans les conditions non saturés,  $e$ , et l'indice des vides correspondant à l'état saturé,  $e_s$ , est une fonction unique de la variable  $\xi$  (fig. II.12) :

$$\frac{e}{e_s} = 1 - a.[1 - \exp(b.\xi)] \quad (\text{II.52})$$

avec  $a$  et  $b$  deux paramètres d'ajustement. Gallipoli *et al.*, (2003a) ont montré que cette équation (équation II.52) peut également prédire précisément les valeurs des indices des vides pour des états de contraintes déviatoriques (fig. II.13).

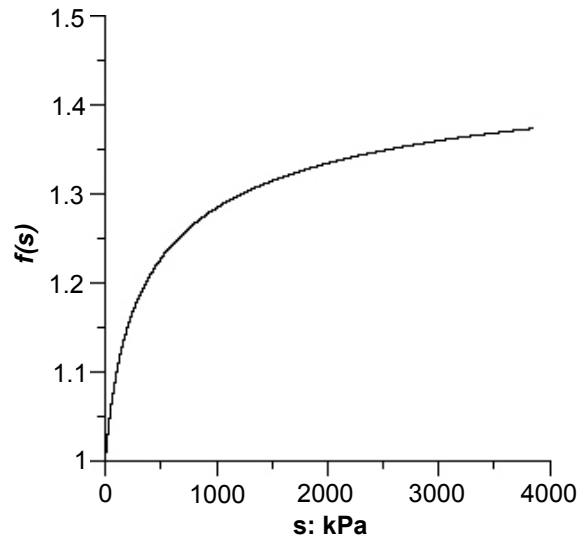


Figure II.11 - Forme typique de la fonction  $f(s)$  (Gallipoli et al., 2003a)

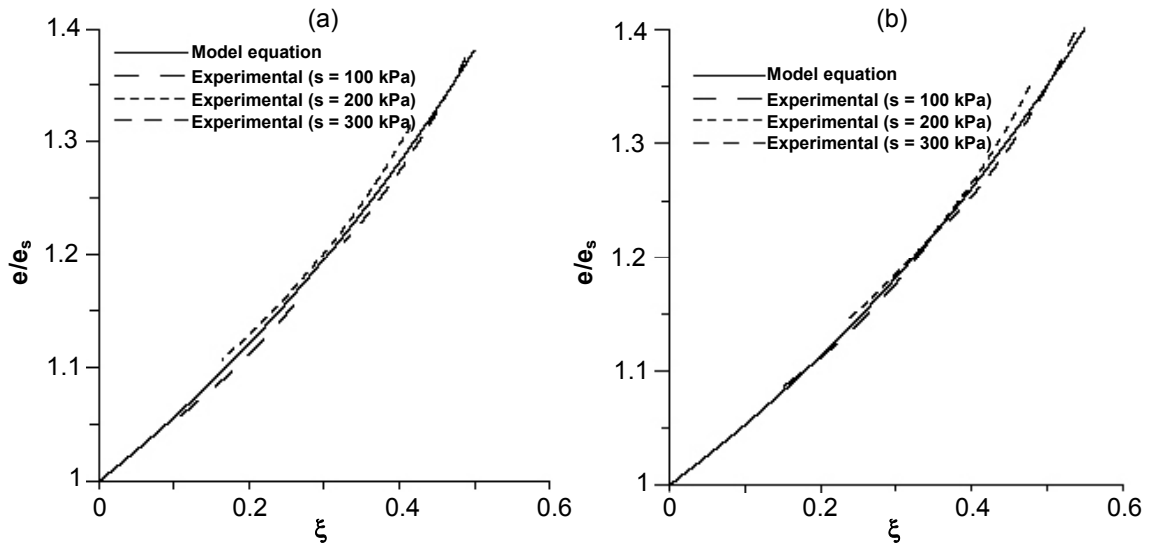


Figure II.12 - Relation entre le rapport  $e/e_s$  et la variable  $\xi$  lors d'un chargement isotrope à succion constante (Gallipoli et al., 2003a) : a) données expérimentales de Sharma (1998) ; b) données expérimentales de Sivakumar (1993)

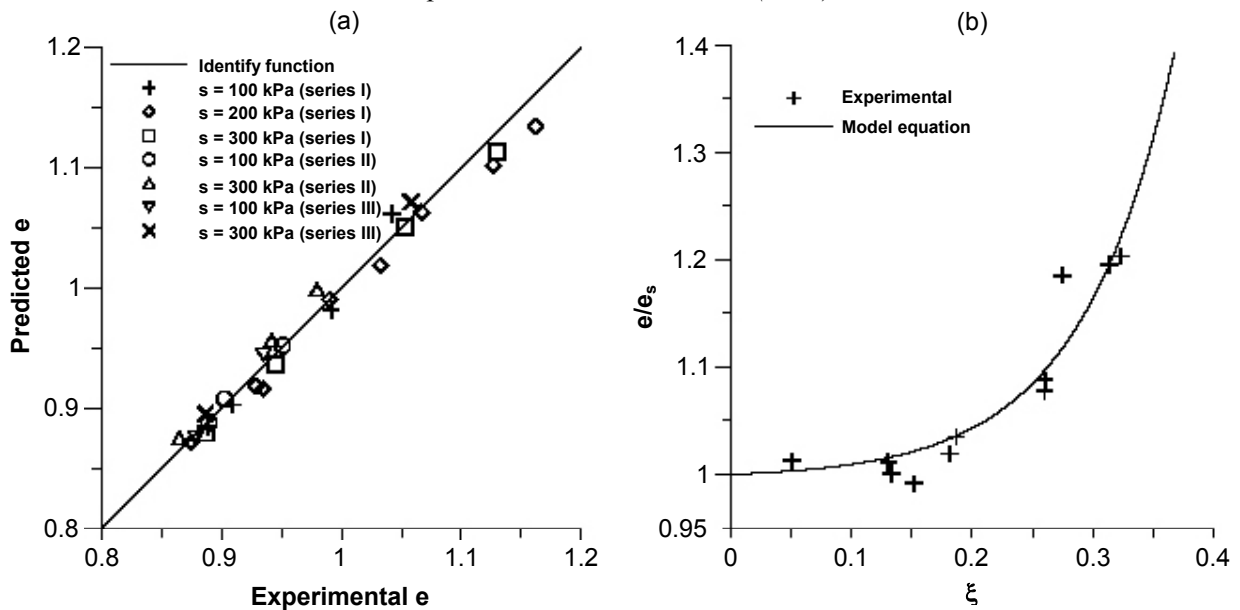


Figure II.13 - Extension de l'équation (II.52) pour des états de contraintes déviatoriques (Gallipoli et al., 2003a) : a) comparaison entre les indices des vides expérimentaux et ceux prédits par l'équation (II.52) (essais triaxiaux réalisés par Sivakumar, 2003 et Wheeler & Sivakumar, 2000) ; b) relation entre le rapport  $e/e_s$  et la variable  $\xi$  lors d'un chargement déviatorique (essais triaxiaux réalisés par Toll, 1990)

Le modèle de Gallipoli *et al.*, (2003a) a été formulé pour des états de contrainte isotrope. La formulation de ce modèle requiert la définition :

- (a) d'une surface d'état de compression normale, qui relie la valeur de l'indice des vides,  $e$ , la contrainte effective moyenne isotropique,  $p''$ , et la variable  $\xi$  lors du comportement irréversible du sol ;
- (b) d'une expression incrémentale qui relie la portion élastique du changement de l'indice de vide,  $e$ , aux changements de la contrainte effective moyenne isotropique,  $p''$ , et de la variable  $\xi$ .

La surface d'état de compression normale est définie dans ce modèle comme étant le produit de deux facteurs. Le premier facteur est l'équation de la ligne de compression normale à l'état saturé reliant la variation de l'indice des vides,  $e_s$ , au changement de la contrainte effective moyenne isotropique,  $p''$ . Le second facteur est l'équation qui relie la variation du rapport  $e/e_s$  au changement de la variable  $\xi$ . La forme analytique de la surface d'état de compression normale est alors donnée par :

$$e(p'', \xi) = \frac{e}{e_s}(\xi) e_s(p'') \quad (\text{II.53})$$

où  $e(p'', \xi)$  est la surface d'état de compression normale,  $e/e_s(\xi)$  est donnée par l'équation II.52 et  $e_s(p'')$  est la ligne de compression normale à l'état saturé (une droite dans le plan semi-logarithmique  $e - \ln p''$ ) qui a la forme suivante :

$$e_s(p'') = N - \lambda \ln p'' \quad (\text{II.54})$$

Les équations (I.53 et I.54) indiquent que les surfaces d'état de compression normale pour des valeurs de  $\xi$  constantes sont des droites dans le plan semi-logarithmique  $e - \ln p''$ . La figure (II.14a) montre trois exemples de la ligne de compression normale correspondants à des valeurs constantes de la variable  $\xi$ .

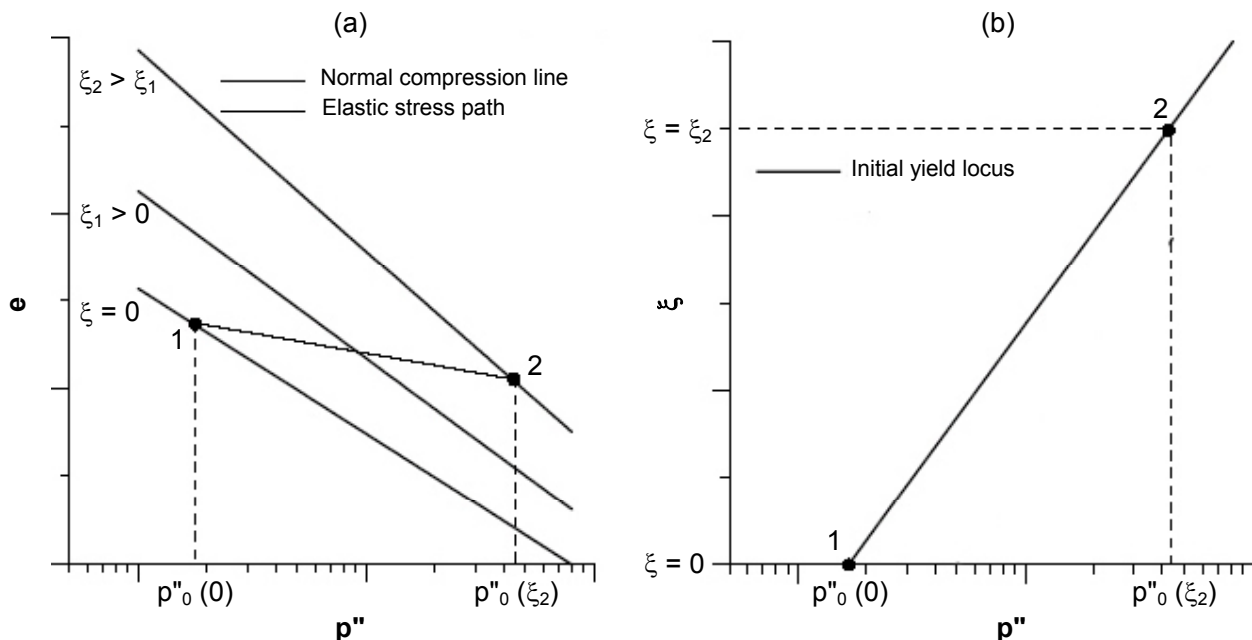


Figure II.14 - Dérivation de la surface de charge dans le plan isotropique : a) variation de l'indice des vides ; b) surface de charge dans le plan  $(\ln p'' - \xi)$  (Gallipoli *et al.*, 2003a)

Le changement élastique de l'indice des vides,  $\Delta e^e$ , est supposé donné par :

$$\Delta e^e = -\kappa \ln \frac{p_f''}{p_i''} \quad (\text{II.55})$$

où  $\kappa$  est le coefficient de compressibilité élastique et  $p''_i$  et  $p''_f$  sont respectivement les valeurs initiale et finale de la contrainte moyenne isotropique appliquée sur le squelette solide du sol.

La surface d'état de compression normale et la loi élastique (équation II.53 et II.55) peuvent définir implicitement la surface de charge. Pour obtenir la forme analytique de cette surface, considérons le chemin de contrainte élastique présenté sur la figure II.14a (chemin 1→2). Le changement de l'indice des vides durant ce chemin de contrainte de l'état 1 à l'état 2 est calculé selon l'équation élastique (équation II.55) :

$$\Delta e = -\kappa \ln \frac{p''_0(\xi_1)}{p''_0(0)} \quad (\text{II.56})$$

Une expression alternative de la variation de l'indice des vides peut être obtenue durant le chemin 1 à 2 en utilisant l'équation de la surface d'état de compression normale (équation II.53) et l'équation II.54 :

$$\Delta e = e[p''(0), 0] - e[p''(\xi_1), \xi_1] = N - \lambda \ln p''_0(0) - \frac{e_s(\xi_1)}{e_s} [N - \lambda \ln p''_0(\xi_1)] \quad (\text{II.57})$$

L'équation de la surface de charge dans le plan isotropique ( $\ln p'' - \xi$ ) est déduite des équations II.56 et II.57 :

$$\ln p''_0(\xi_1) = \frac{\lambda - \kappa}{\frac{e_s(\xi)}{e_s} \lambda - \kappa} \ln p''_0(0) + \frac{\left[ \frac{e_s(\xi)}{e_s} - 1 \right] (1 + N)}{\frac{e_s(\xi)}{e_s} \lambda - \kappa} \quad (\text{II.58})$$

La figure II.14b montre la surface de charge de l'équation II.58 dans le plan isotropique ( $\ln p'' - \xi$ ) avec les deux correspondants à l'état de sol 1 et 2.

Le paramètre  $p''_0(0)$  peut être supposé comme un paramètre d'écroûissage de ce modèle élastoplastique. Le changement irréversible de l'indice des vides,  $\Delta e^p$ , provoqué par le déplacement de la surface de charge de la position initiale identifiée par le paramètre  $p''_0(0) = p''_0(0)_i$  vers une position finale identifiée par le paramètre  $p''_0(0) = p''_0(0)_f$  est donné par :

$$\Delta e^p = -(\lambda - \kappa) \ln \frac{p''_0(0)_f}{p''_0(0)_i} \quad (\text{II.59})$$

Cette équation représente par conséquent une loi d'écroûissage du présent modèle.

Gallipoli *et al.* (2003a) ont montré que ce modèle, malgré sa simplicité, reproduit correctement bien des caractéristiques importantes du comportement d'un sol non saturé. La figure II.15 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux, obtenus par Sharma (1998) sur un sol mélange compacté de bentonite et de kaolin, et les prédictions du modèle pour trois essais de chargement isotropique à succion contrôlée (100 kPa, 200 kPa et 300 kPa respectivement). Un bon accord entre la réponse du sol et les prédictions du modèle a été observé. Cette figure montre également que le modèle proposé permet de prédire correctement les contraintes à partir desquelles les déformations plastiques apparaissent.

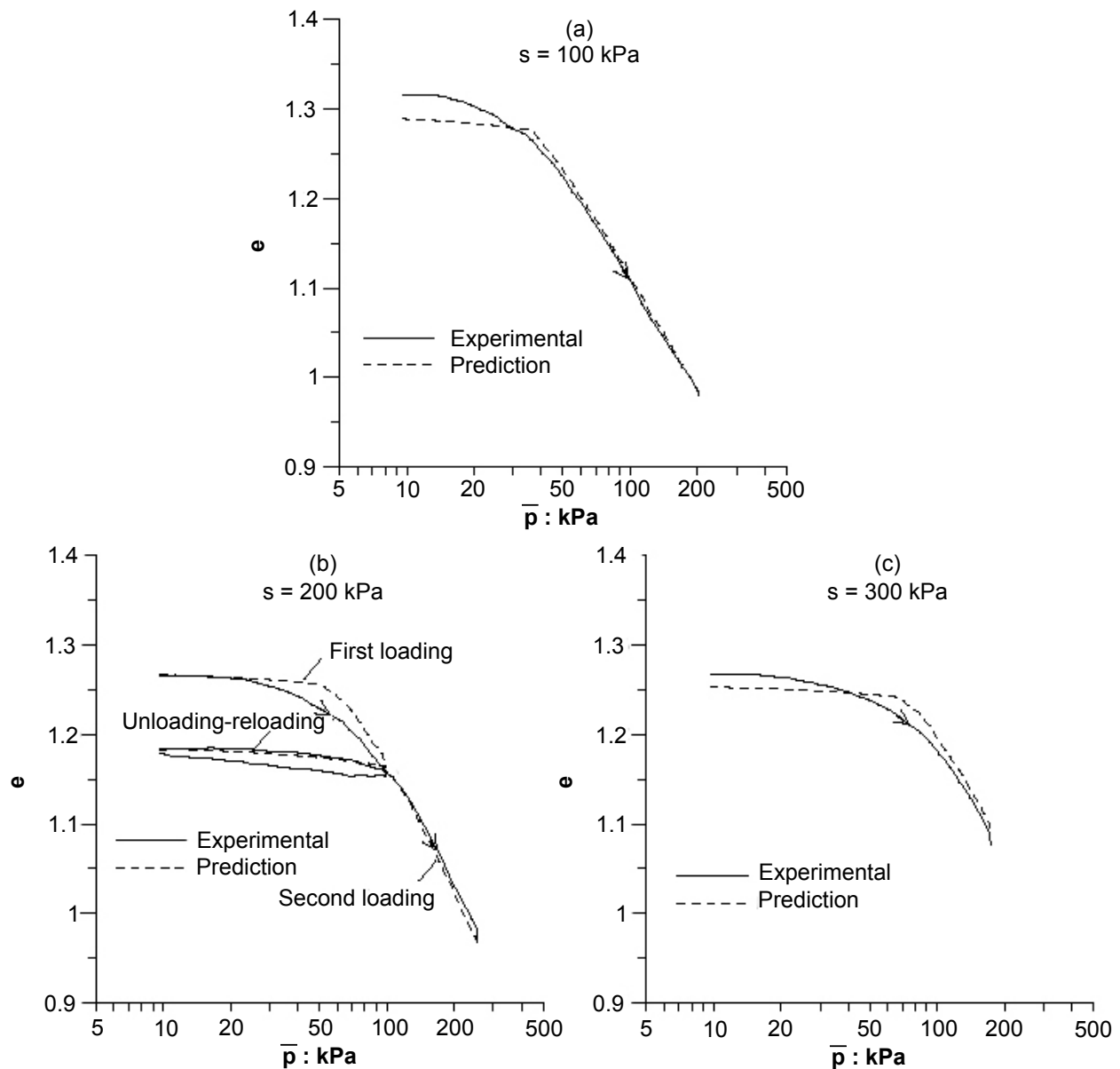


Figure II.15 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques de trois essais de chargement isotropique à succion contrôlée (Gallipoli et al., 2003a)

Les figures II.16a et II.16b représentent la comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle pour des cycles d'humidification-séchage sous des contraintes isotropiques nettes de 50 kPa et 10 kPa respectivement (essais expérimentaux réalisés par Sharma, 1998 sur un mélange compacté de bentonite et de kaolin). Cette comparaison montre que, bien qu'une seule surface de charge ait été utilisée dans la formulation du modèle, le comportement irréversible dans les cycles mouillage-séchage est bien représenté.

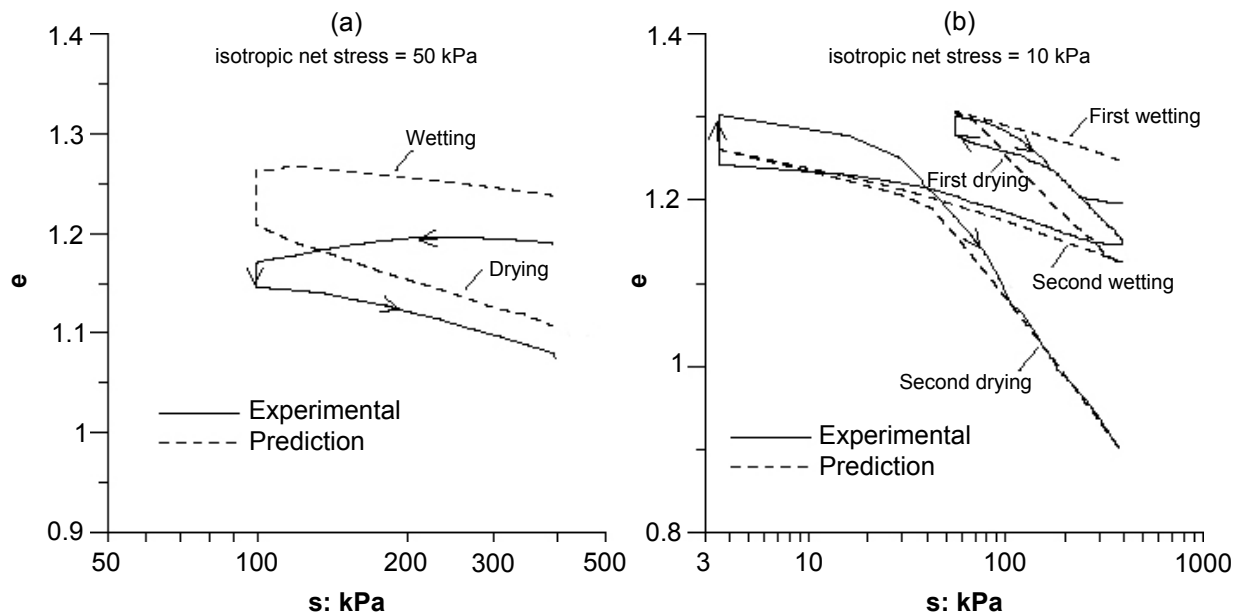


Figure II.16 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques des cycles d'humidification-séchage sous contraintes isotropiques nettes constantes (Gallipoli et al., 2003a)

Finalement, la figure II.17 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle pour deux essais de chargement isotropique à succion constante ( $s = 300$  kPa) où la dépendance de la pente de compression vierge vis-à-vis du chemin de contrainte hydrique suivi a été observée. Elle montre que le modèle est capable de prendre en compte la dépendance de la réponse du sol pendant le chargement isotropique à succion constante de la succion qu'a connu le sol au cours de son histoire.

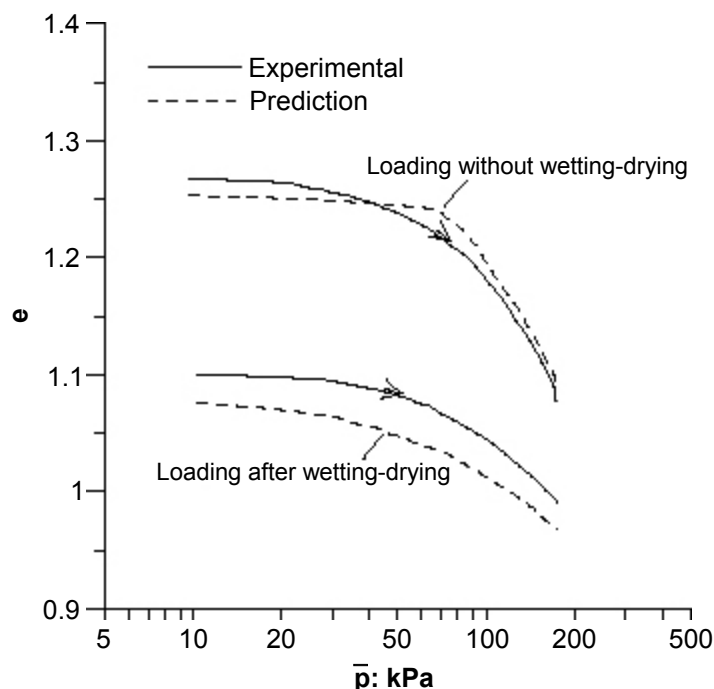


Figure II.17 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques de deux essais de chargement isotropique à succion contrôlée (données expérimentales de Sharma, 1998) (Gallipoli et al., 2003a)

Plusieurs autres auteurs ont essayé d'introduire le paramètre degré de saturation dans des modèles élastoplastiques pour mieux décrire le comportement des sols non saturés (Jommi & Di Prisco, 1994 ; Bolzon et al., 1996 ; Loret & Khalili, 2000, Karube & Kawai, 2001 et Sheng et al., 2004). Ces modèles utilisent plutôt la contrainte effective de Bishop (équation II.50) comme une variable constitutive et non la contrainte moyenne nette  $p^*$ .

## II.2.5- Prise en compte de la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention dans la modélisation élastoplastique.

L'étude des rôles différents de la pression d'air interstitielle, de la pression d'eau interstitielle dans une masse d'eau et de la pression d'eau interstitielle à l'intérieur de l'eau de ménisque laisse penser qu'en plus de l'influence de la succion, le degré de saturation a une influence significative sur le comportement contrainte-déformation d'un sol non saturé. Dans cette optique, Wheeler *et al.* (2003) ont proposé un nouveau cadre de travail élastoplastique pour des sols non saturés, passant par la combinaison de la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau et du comportement mécanique ; les changements plastiques du degré de saturation influent sur le comportement contrainte-déformation et les déformations plastiques volumétriques influent sur le comportement de rétention d'eau.

### II.2.5.1- Exemples de l'influence de la boucle d'hystérésis

L'influence du degré de saturation sur le comportement contrainte-déformation signifie que les modèles élastoplastiques existants qui ne considèrent pas le degré de saturation dans leur formulation sont incapables de représenter correctement l'aspect du comportement contrainte-déformation sous un chemin de contrainte où la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau est significative. En effet, pendant le séchage d'un échantillon de sol de l'état saturé ( $s = 0$ ), celui-ci reste *quasi* saturé jusqu'à une certaine valeur de la succion représentant la pression d'entrée d'air ( $s_e$ ) (fig. II.18). Dans cette gamme de succion ( $s = 0$  jusqu'à  $s = s_e$ ), le comportement contrainte-déformation doit être représenté en terme de la contrainte effective conventionnelle pour les sols saturés. Au contraire, après l'humidification complète de l'échantillon, le sol reste non saturé même pour une valeur nulle de succion (voir fig. II.18). Dans cette zone non saturée, le comportement contrainte-déformation n'est pas gouverné par la contrainte effective conventionnelle.

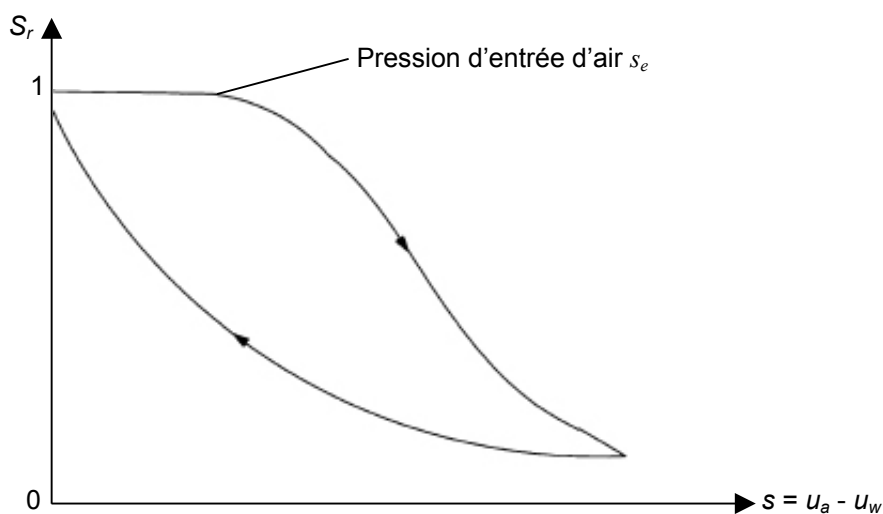


Figure II.18 - Boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau (Wheeler *et al.*, 2003)

Un autre exemple important de l'influence du degré de saturation sur le comportement contrainte-déformation est la production des déformations volumiques irréversibles significatives lors de cycles d'humidification-dessiccation (en plus de la déformation plastique de compression, due à l'effondrement, qui se produit lors du premier cycle d'humidification) qui ne sont pas pris en compte par le modèle d'Alonso *et al.* (1990) et qui peuvent être liées à la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau (Wheeler *et al.*, 2003).

La figure II.19 montre un exemple de cycle d'humidification-dessiccation sous une contrainte isotrope nette de 10 kPa, réalisé par Sharma (1998) sur un mélange de bentonite et de kaolin compacté. Après la mise en place de l'échantillon dans la cellule

triaxiale une contrainte nette isotrope de 10 kPa et une succion initiale de 300 kPa ont été appliquées respectivement. Après la phase d'équilibre, un cycle d'humidification-dessiccation est effectué. La réponse du matériau lors de son hydratation sous charge se traduit par un gonflement (chemin a-b), suivi d'un effondrement important lors du chemin de séchage (chemin b-c) (fig. II.19a). La figure II.19b, qui donne la variation du degré de saturation correspondante, montre l'influence de la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention ; le degré de saturation du chemin de drainage est plus important que celui du chemin d'humidification.

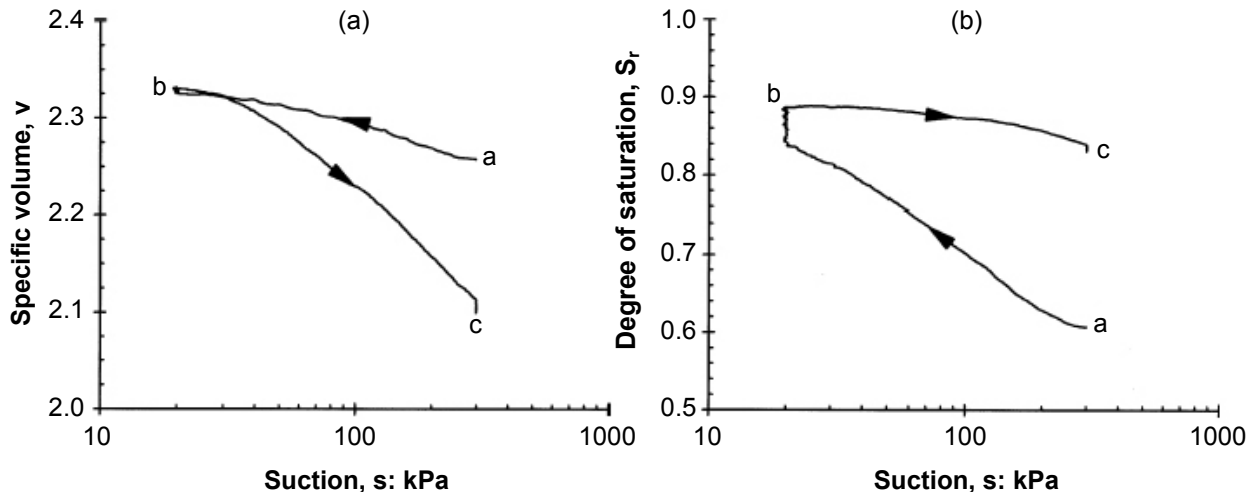


Figure II.19 - Cycle d'humidification-dessiccation sous une contrainte isotrope nette de 10 kPa réalisé sur un mélange de bentonite-kaolin compacté : a) volume spécifique, b) degré de saturation (Sharma, 1998)

Un autre exemple qui montre l'influence du degré de saturation sur le comportement contrainte-déformation est l'effet d'un cycle d'humidification-dessiccation sur le comportement mécanique lors d'un chargement isotrope suivant ce cycle. La figure II.20 montre les résultats d'un essai réalisé par Sharma (1998) sur un mélange bentonite-kaolin compacté, où un cycle de chargement/déchargement isotrope à succion constante de 200 kPa (chemin a-b-c) a été effectué. Ensuite, l'essai inclut un cycle d'humidification-dessiccation (chemin c-d-e : non présenté sur la figure) avant d'effectuer un cycle de rechargement/déchargement isotrope sous une succion imposée constante de 200 kPa (chemin e-f-g). Une augmentation significative du degré de saturation s'est produite lors du cycle d'humidification-dessiccation (chemin c-d-e) (voir fig. II.20b), conséquence de la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau. Mais, ce cycle hydrique ne produit pas des déformations irréversibles (point c et e sur la figure II.20a). Pendant la seconde étape de chargement isotrope (chemin e-f), la plastification s'est produite à une contrainte moyenne nette plus petite que la valeur de 100 kPa précédemment appliquée. Ceci signifie que la surface de charge initiale a été affectée par l'augmentation du degré de saturation lors du précédent cycle d'humidification-dessiccation. Cette conclusion a été confirmée par les résultats de la figure II.21 sur un échantillon de sol qui n'avait pas été soumis à un cycle d'humidification-dessiccation. La plastification pendant la seconde étape de chargement s'est produite à une contrainte moyenne nette égale à la valeur de contrainte précédemment appliquée.



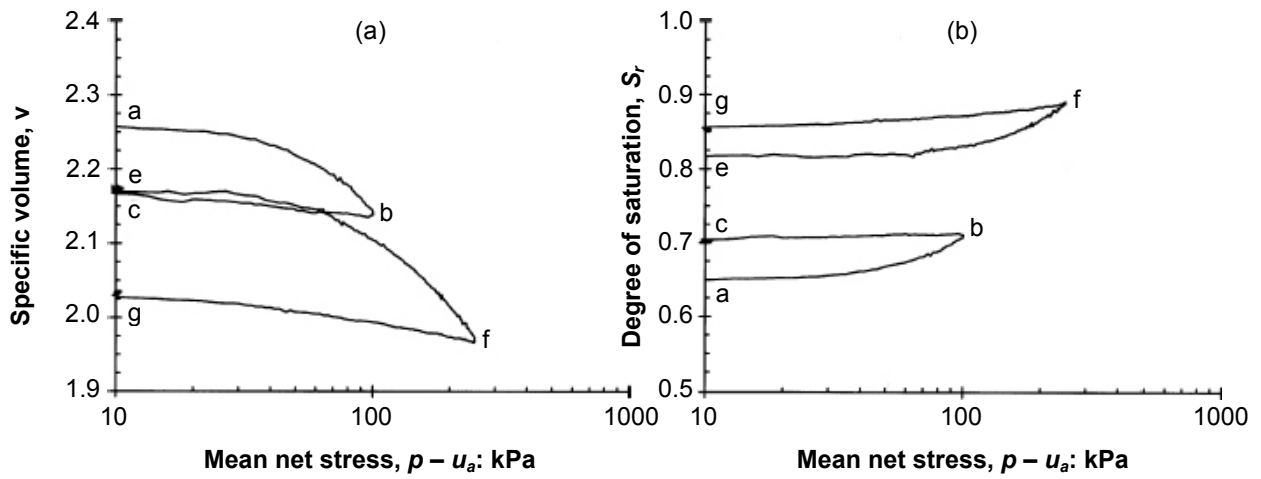


Figure II.20 - Influence du cycle d'humidification-dessiccation sur le comportement mécanique lors d'un chargement isotrope : a) volume spécifique, b) degré de saturation (Sharma, 1998)

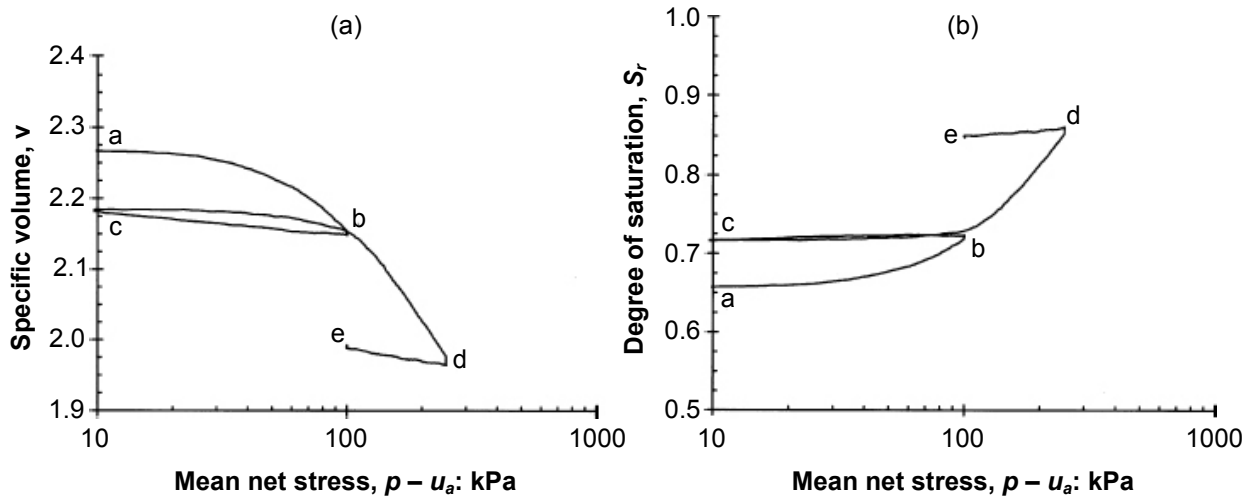


Figure II.21 - Comportement du mélange bentonite-kaolin lors d'un chargement isotope à succion constante : a) volume spécifique, b) degré de saturation (Sharma, 1998)

En plus de l'influence du degré de saturation sur le comportement contrainte-déformation, il y a également un couplage dans le sens inverse ; les déformations volumiques influent sur la variation du degré de saturation. Pendant que le volume spécifique diminue, les dimensions des vides et des pores de connexion entre les vides tendent à diminuer, de sorte qu'une valeur plus élevée de la succion soit exigée pour produire un degré de saturation donné. Ceci ayant pour résultats une variation correspondante de la courbe de rétention d'eau (Gallipoli *et al.*, 2003b). Cette influence des déformations volumiques sur le degré de saturation est démontrée par l'essai représenté sur la figure II.21, qui comporte des cycles de chargement/déchargement à succion constante. La figure II.21b montre que des changements significatifs du degré de saturation se sont produits, quoique la succion ait été maintenue constante.

Gallipoli *et al.* (2003b) ont suggéré une expression modifiée de la courbe de rétention d'eau, qui prend en compte l'influence des déformations volumiques sur le degré de saturation. Dans cette expression, l'influence de la boucle d'hystérésis n'est pas incluse :

$$S_r = S_r(s, v) = \left\{ \frac{1}{1 + [\phi(v-1)^\psi s]^n} \right\}^m \quad (\text{II.60})$$

où  $m$ ,  $n$ ,  $\phi$ ,  $\psi$  sont des paramètres caractéristiques du sol considéré,  $v$  est le volume spécifique et  $s$  est la succion.

Vaunat *et al.* (2000a) ont modélisé les effets des déformations volumiques et de la boucle d'hystérésis sur la variation du degré de saturation. L'expression pour la courbe de séchage principale est donnée par :

$$\frac{e_{wI} - e_{wm}}{e - e_{wm}} = \left(1 + (\alpha_I s)^n\right)^{-m} \left[ 1 - \frac{\ln\left(1 + \frac{s}{\beta_I}\right)}{\ln(2)} \right] \quad (\text{II.61})$$

où  $e$  est l'indice des vides,  $e_{wI}$  est l'indice de l'eau (volume de l'eau divisé par le volume de solide),  $e_{wm}$  est l'indice de l'eau affecté par des actions mécaniques (paramètre caractéristique du sol considéré),  $1/\alpha_I$  est lié à la valeur de la pression d'entrée d'air,  $n$  est lié à la pente de la courbe de rétention pour des succions plus grande que la valeur de la pression d'entrée d'air,  $m$  est lié à l'indice de l'eau résiduel et  $\beta_I$  est la succion correspondante à l'indice de l'eau  $e_{wm}$ .

De même, la courbe principale d'humidification est exprimée par :

$$\frac{e_{wD} - e_{wm}}{e - e_{wm}} = \left(1 + (\alpha_D s)^n\right)^{-m} \left[ 1 - \frac{\ln\left(1 + \frac{s}{\beta_D}\right)}{\ln(2)} \right] \quad (\text{II.62})$$

### II.2.5.2- Modèle de Wheeler *et al.* (2003)

Wheeler *et al.* (2003) ont présenté un nouveau modèle élastoplastique pour les sols non saturés, introduisant l'influence du degré de saturation sur le comportement contrainte-déformation. La boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau et le comportement mécanique sont liés dans un cadre unique, capable de prévoir la variation du degré de saturation et le développement des déformations.

#### a) Variables indépendantes du modèle

Le modèle proposé est formulé en termes de trois variables constitutives :

- la contrainte moyenne de Bishop,  $p^*$ , définie par l'équation suivante ;

$$p^* = p - S_r u_w - (1 - S_r) u_a \quad (\text{II.63})$$

Cette écriture vient du fait qu'ils supposent que la valeur de  $\chi$  dans l'équation de Bishop (équation I.6) est égale à  $S_r$ .

- la succion modifiée,  $s^*$ , définie par l'équation suivante ;

$$s^* = n(u_a - u_w) = n s \quad (\text{II.64})$$

avec  $n$  la porosité.

- et la contrainte déviatorique,  $q$ .

Ces trois variables indépendantes correspondent à trois variables de déformations : les déformations volumiques  $d\varepsilon_v$ , les incréments du degré de saturation  $-dS_r$  et les déformations déviatoriques  $d\varepsilon_s$ .

Les variables constitutives proposées sont clairement plus complexes que les variables traditionnelles : la contrainte nette et la succion. En particulier, l'expression de  $p^*$  inclut le degré de saturation (qui est influencé par la variable de déformation  $-dS_r$ ) et l'expression de  $s^*$  inclut la porosité (qui est influencée par la variable de déformation  $d\varepsilon_v$ ). Un avantage immédiatement évident de l'utilisation de la contrainte de Bishop est que cette contrainte

devient la contrainte effective une fois le sol saturé et même si la succion régnant dans le sol est non-nulle. Tandis que, ceci n'est pas vrai en utilisant la contrainte nette.

### b) Surfaces de charge du modèle

La limite élastique de ce modèle dans le plan  $(p^*, s^*)$  est construite avec trois surfaces de charge : une surface de charge mécanique ( $LC$ ) et deux surfaces de charge hydriques ( $SI$  et  $SD$ ).

- **Surface de charge  $LC$**

La surface de charge  $LC$  proposée est une ligne droite dans le plan  $(p^*, s^*)$  (fig. II.22). Lors d'un chemin de chargement ABC (fig. II.22a), avec la surface de charge  $LC$  est initialement à la position  $LC_1$ , le glissement interparticulaire du sol commence quand la surface de charge est atteinte au point B. Au delà de ce point (chemin B-C), les déformations volumiques plastiques se produisent et la surface de charge se déplace de la position  $LC_1$  vers la position  $LC_2$ .

La figure II.22b montre un chemin de séchage (chemin D-E) qui reste à l'intérieur de la courbe  $LC$ . Si ce chemin de séchage a comme conséquence une diminution plastique du degré de saturation, ceci est associé à une augmentation du nombre de ménisques d'eau et par conséquent, une stabilisation du squelette de sol contre le glissement interparticulaire. Comme il est maintenant plus difficile de plastifier le squelette de sol, un mouvement couplé extérieur de la surface de charge  $LC$  de la position  $LC_1$  à la position  $LC_3$  s'est produit. Réciproquement, si un chemin d'humidification (chemin D-F) produit une augmentation plastique du degré de saturation, ceci a comme conséquence une réduction de la stabilité du squelette de sol et un mouvement couplé intérieur de la courbe  $LC$  vers la position  $LC_4$ . Les mouvements couplés de la courbe  $LC$  représentés sur la figure II.22b, qui sont provoqués par des changements plastiques du degré de saturation, ne sont pas accompagnés par des déformations volumiques et déviatoriques plastiques. Les déformations volumiques et déviatoriques plastiques requièrent les contacts entre les particules, et ceci se produit seulement quand l'état de contrainte atteint la surface de charge  $LC$ .

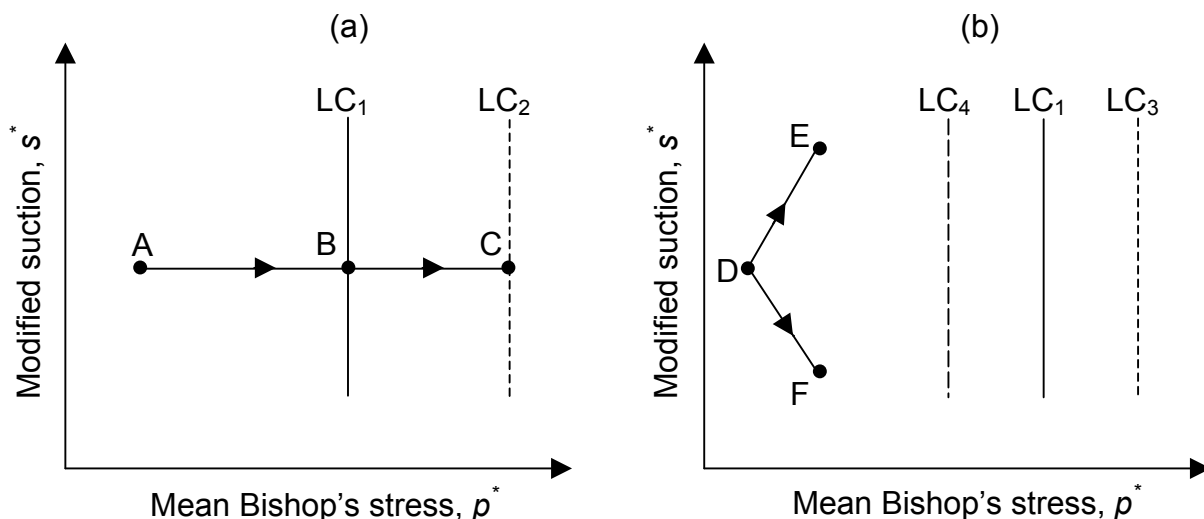


Figure II.22 - La surface de charge  $LC$  : a) mouvement direct provoqué par le dépassement de la surface de charge  $LC$ , b) mouvement couplé de la courbe  $LC$  provoqué par un changement plastique du degré de saturation (Wheeler et al., 2003)

- **Surfaces de charge  $SI$  et  $SD$**

La boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau est modélisée comme un processus élastoplastique, comme représenté sur la figure II.23. Les changements plastiques du degré de saturation, correspondants à la vidange ou le remplissage des

pores par l'eau, se produisent quand l'état de sol se déplace le long de la courbe primaire de séchage ou le long de la courbe primaire d'humidification. Les changements élastiques du degré de saturation, correspondants au mouvement réversible de l'interface air-eau sans vider ou remplir les vides, se produisent si l'état du sol est entre les courbes primaires de séchage et d'humidification.

Pour un chemin de séchage depuis l'état initial représenté par le point A sur la figure II.23, les diminutions plastiques du degré de saturation commencent lorsque la courbe de séchage primaire est atteinte en point B. De la même façon, l'humidification à partir du point A provoque une augmentation plastique du degré de saturation lorsque l'on atteint la courbe primaire d'humidification en point D. Ce comportement peut être représenté par les surfaces de charge (*SI* : *Suction Increase*) et (*SD* : *Suction Decrease*) dans le plan ( $p^*, s^*$ ) (fig. II.24a).

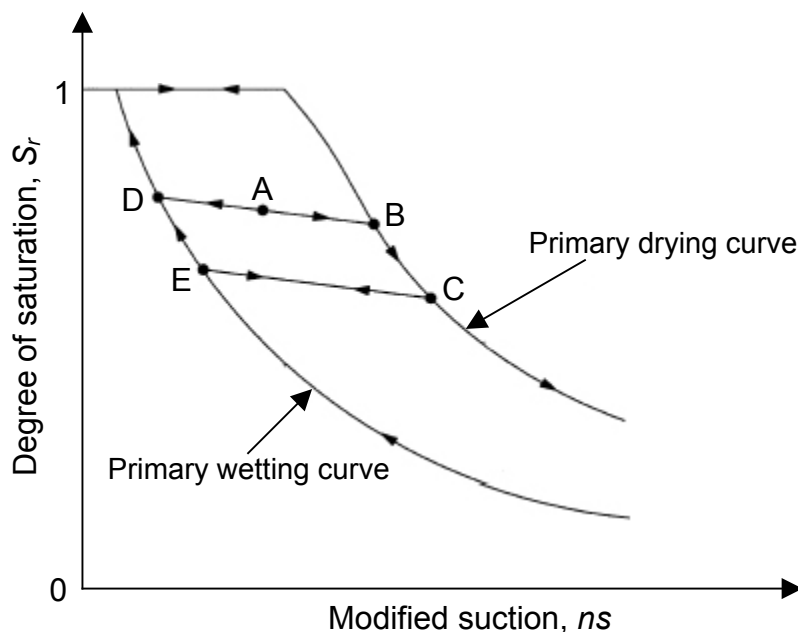


Figure II.23 - Représentation de la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention d'eau comme un processus élastoplastique (Wheeler et al., 2003)

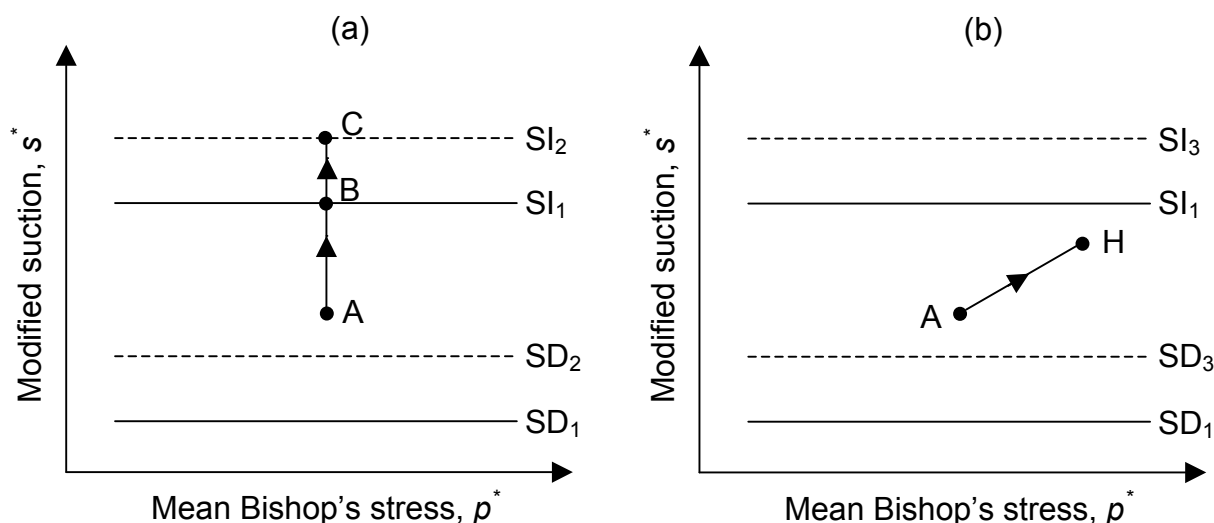


Figure II.24 - Surfaces de charge *SI* et *SD* : a) mouvement direct provoqué par le dépassement de la surface de charge *SI*, b) mouvement couplé provoqué par une déformation volumique plastique (Wheeler et al., 2003)

Lors du chemin de séchage (chemin A-B-C), la surface de charge *SI*, initialement à la position  $SI_1$ , est atteinte au point B et elle se déplace vers la position finale  $SI_2$  (fig. II.24a). La figure II.23a montre que le passage par la courbe primaire de séchage du point B vers

le point C affecte la valeur seuil de  $s^*$  qui s'observe durant le processus d'humidification qui suit (la déformation plastique d'humidification se produit maintenant en E au lieu de D). Le mouvement de la surface de charge  $SI$ , causé par le trajet BC dans le chemin de séchage, est alors couplé à un mouvement de la courbe  $SD$  de la position  $SD_1$  vers une position plus haute notée  $SD_2$ . De la même façon, un chemin d'humidification provoquant un mouvement descendant de la surface de charge  $SD$  produit également un mouvement couplé vers le bas de la surface de charge  $SI$ .

La figure II.25 montre l'influence des déformations volumiques plastiques sur la position des courbes primaires de séchage et d'humidification. La compression plastique, produite par le glissement des contacts interparticulaires, provoque une diminution des dimensions des vides et des pores de connexion entre les vides. Cela a pour effet de décaler les courbes primaires de séchage et d'humidification à droite. Ce décalage augmente les valeurs de  $s^*$ , à partir desquelles les changements plastiques du degré de saturation commencent lors du séchage ou de l'humidification, des points B et D vers les points F et G (fig. II.25). Alors, si un chemin de chargement provoque des déformations volumiques plastiques positives par dépassement de la surface de charge  $LC$  (chemin A-H sur la figure II.24b), ceci entraîne un mouvement couplé vers le haut des surfaces de charge  $SI$  et  $SD$  (des position  $SI_1$  et  $SD_1$  vers les positions  $SI_3$  et  $SD_3$ ). Ces mouvements couplés des courbes  $SI$  et  $SD$  représentés sur la figure II.24b, qui sont provoqués par des déformations volumiques plastiques dues à l'activation de la surface de charge  $LC$ , ne sont pas accompagnés par des changements plastiques du degré de saturation. Les changements plastiques du degré de saturation requièrent la vidange ou le remplissage des vides par l'eau, et ce processus se produit seulement quand l'état de contrainte atteint la surface de charge  $SI$  ou  $SD$ .

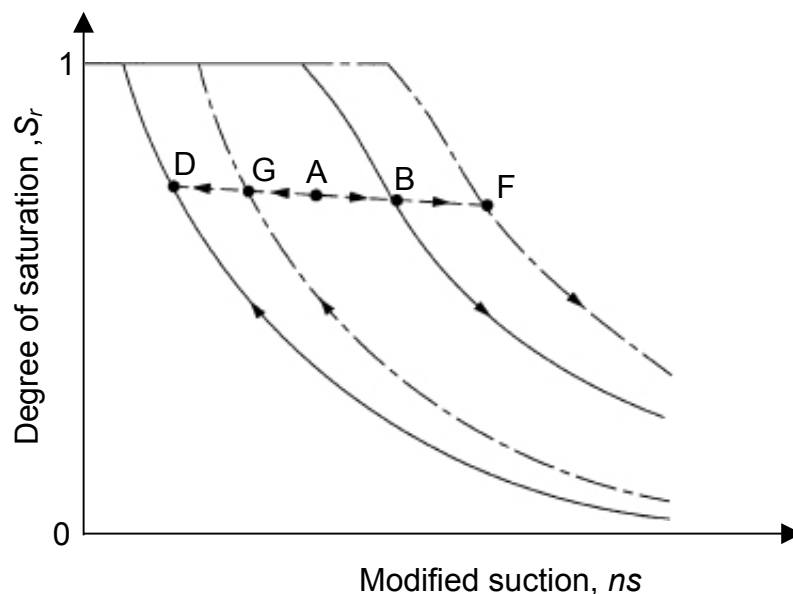


Figure II.25 - Influence de la déformation volumique plastique sur les courbes primaires de séchage et d'humidification (Wheeler et al., 2003)

La figure II.26a montre les formes des surfaces des charges  $LC$ ,  $SI$  et  $SD$  pour des états de contraintes isotropes. A l'intérieur de la région rectangulaire, représentant le domaine élastique du modèle, seulement des déformations volumiques élastiques se produisent. Ces déformations sont provoquées par une variation de la contrainte  $p^*$  et des changements élastiques du degré de saturation provoqués par une variation de  $s^*$ .

L'activation de la surface de charge  $LC$  provoque uniquement des déformations volumiques plastiques et non des changements plastiques du degré de saturation. Réciproquement, l'activation des surfaces de charge  $SI$  et  $SD$  provoque uniquement des changements plastiques du degré de saturation et non des déformations volumiques

plastiques. La loi règle d'écoulement plastique est alors appliquée sur les trois surfaces de charge du modèle (fig. II.26a).

La figure II.26b montre comment le modèle élastoplastique peut être étendu aux états de contraintes déviatoriques, avec une surface elliptique pour la courbe  $LC$  et des surfaces planes pour les courbes  $SI$  et  $SD$  dans le plan  $(p^*, q, s^*)$ .

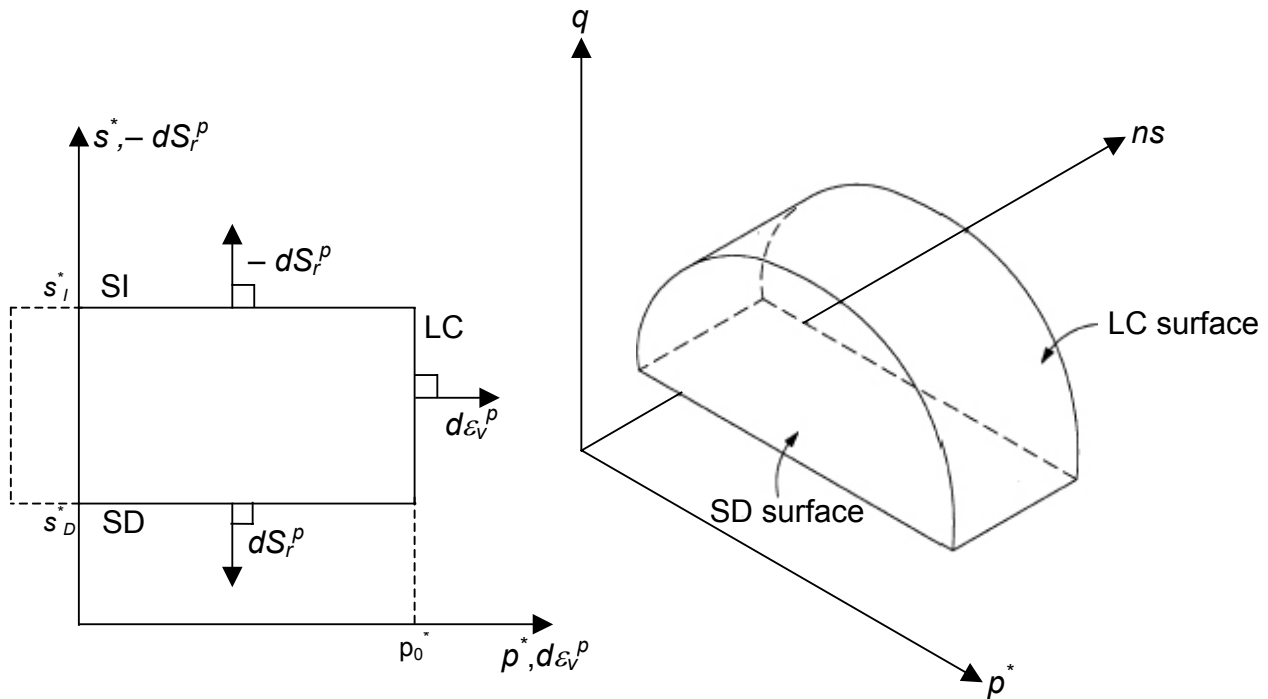


Figure II.26 - Surfaces de charge  $LC$ ,  $SI$  et  $SD$  : a) pour des états de contraintes isotropes, b) pour des états de contraintes déviatoriques (Wheeler et al., 2003)

### c) Formulation du modèle pour des états de contraintes isotropes

Dans le plan  $(p^*, s^*)$  la zone élastique est délimitée par les courbes  $LC$ ,  $SI$  et  $SD$  définies précédemment et formulées respectivement par :

$$p^* = p_0^* \quad (II.65)$$

$$s^* = s_I^* \quad (II.66)$$

$$s^* = s_D^* \quad (II.67)$$

où  $p_0^*$ ,  $s_I^*$  et  $s_D^*$  définissent les positions courantes des trois courbes (fig. II.26a).

L'incrément de déformation volumique élastique est donné par :

$$d\varepsilon_v^e = \frac{\kappa dp^*}{v p^*} \quad (II.68)$$

où  $\kappa$  est la pente de la partie réversible de la courbe chargement/déchargement dans le diagramme  $(v - \ln p^*)$  pour des conditions saturées et  $v$  est le volume spécifique. Lorsque la surface de charge  $LC$  est activée seulement, l'incrément de déformation volumique plastique est donnée par :

$$d\varepsilon_v^p = \frac{(\lambda - \kappa) dp^*}{v p^*} \quad (II.69)$$

où  $\lambda$  est la pente de la ligne de compression normale à l'état saturé. La règle d'écoulement de la courbe  $LC$  correspond à :

$$\frac{dS_r^p}{d\varepsilon_v^p} = 0 \quad (\text{II.70})$$

L'incrément élastique du degré de saturation est donnée par :

$$dS_r^e = \frac{\kappa_s ds^*}{s^*} \quad (\text{II.71})$$

où  $\kappa_s$  est une constante élastique additionnelle. Lorsque la surface de charge  $SI$  ou  $SD$  est activée seulement, l'incrément plastique du degré de saturation est donnée par :

$$dS_r^p = -(\lambda_s - \kappa_s) \frac{ds_I^*}{s_I^*} = -(\lambda_s - \kappa_s) \frac{ds_D^*}{s_D^*} \quad (\text{II.72})$$

La règle d'écoulement des courbes  $SI$  et  $SD$  correspond à :

$$\frac{d\varepsilon_v^p}{dS_r^p} = 0 \quad (\text{II.73})$$

#### d) Lois d'écrouissage

Lorsque la surface de charge  $SI$  ou  $SD$  est atteinte, le mouvement couplé de la courbe  $LC$  est donné par :

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = k_1 \frac{ds_I^*}{s_I^*} = k_1 \frac{ds_D^*}{s_D^*} \quad (\text{II.74})$$

Le paramètre de couplage  $k_1$ , contrôle le chemin tracé par le coin entre les surfaces de charge  $LC$  et  $SD$  lors d'un chemin d'humidification activant la surface  $SD$ .

Lorsque la surface de charge  $LC$  est atteinte, les mouvements couplés des surfaces de charges  $SI$  et  $SD$  sont donnés par :

$$\frac{ds_I^*}{s_I^*} = \frac{ds_D^*}{s_D^*} = k_2 \frac{dp_0^*}{p_0^*} \quad (\text{II.75})$$

Le second paramètre de couplage  $k_2$ , contrôle les magnitudes de changements dans les courbes primaires d'humidification et de séchage causés par les déformations volumiques plastiques (fig. II.25).

En général, le mouvement total de la surface de charge  $LC$  est donné par la somme de tous les mouvements directs provoqués par le dépassement de la courbe  $LC$  elle-même (équation II.69) et tout mouvement couplé qui se produit par plastification en dépassant la courbe  $SI$  ou  $SD$  (équation II.72 et II.74) :

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = \frac{v d\varepsilon_v^p}{(\lambda - \kappa)} - \frac{k_1 dS_r^p}{(\lambda_s - \kappa_s)} \quad (\text{II.76})$$

De la même façon, les mouvements totaux des courbes  $SI$  et  $SD$  sont donnés par la somme de tous les mouvements directs provoqués par la plastification de  $SI$  ou de  $SD$  (équation II.72) et tous mouvements couplés produits par la plastification de  $LC$  (équation II.69 et II.75) :

$$\frac{ds_I^*}{s_I^*} = \frac{ds_D^*}{s_D^*} = -\frac{dS_r^p}{(\lambda_s - \kappa_s)} + \frac{k_2 v d\varepsilon_v^p}{(\lambda - \kappa)} \quad (\text{II.77})$$

Le modèle proposé par Wheeler *et al.*, (2003) requiert alors six paramètres pour décrire le comportement des sols non saturés pour des états de contraintes isotropes :  $\lambda$ ,  $\kappa$ ,  $\lambda_s$ ,  $\kappa_s$ ,  $k_1$  et  $k_2$ . En plus, trois autres paramètres sont nécessaires pour étendre le modèle aux états

de contraintes anisotropes. C'est le même nombre de paramètres que dans le modèle d'Alonso *et al.* (1990) (*BBM*). Cependant, le modèle *BBM* ne peut pas représenter l'influence de l'hystérésis hydraulique sur le comportement mécanique. Le modèle proposé par Wheeler *et al.* (2003) a donc des possibilités additionnelles significatives.

Dangla *et al.* (1997) et Dangla (2002) ont essayé également de prendre en compte la boucle d'hystérésis de la courbe de rétention dans la modélisation élastoplastique. L'hystérésis capillaire est modélisée par un schéma analogue à celui de l'élastoplasticité écouissable en donnant à la pression capillaire le statut de contrainte et au degré de saturation celui de déformation. Les couplages entre plasticité et hystérésis a été analysés par une approche énergétique (Coussy et Dangla, 1997). Le modèle élastoplastique proposé par Dangla *et al.* (1997) et Dangla (2002) repose sur le concept de pression interstitielle équivalente ( $\pi = S_g u_g + S_l u_l - U(S_l, T)$ ), où  $S_l$ ,  $S_g$  sont les degrés de saturation des phases liquides et gazeuses ;  $u_l$  est la pression du liquide,  $u_w$  est la pression du gaz et  $U(S_l, T)$  est une énergie fonction du degré de saturation du liquide et de la température  $T$ ). Ce modèle s'appuie d'autre part sur le modèle de référence Cam-Clay pour le comportement du sol en condition saturé. Il repose sur la connaissance des paramètres du modèle Cam-Clay, sur la limite élastique en compression, fonction de la succion, et, enfin, sur le calcul de la pression interstitielle équivalente. Ce dernier, s'effectue simplement, en l'absence d'hystérésis, à l'aide de la courbe de rétention. Les prédictions du modèle, tant au plan de la rupture qu'au plan du comportement mécanique sur des trajets de chargement particuliers, montrent un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux de la littérature (Dangla *et al.*, 2002).

## **II.3- MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DES SOLS GONFLANTS NON SATURÉS**

Les modèles élastoplastiques décrits précédemment pour les sols non saturés ne permet pas de prévoir le comportement des sols gonflants. Ceci est dû principalement à la structure compliquée de ce genre de sol et à l'influence de l'état initial et du chemin de contraintes suivi sur le gonflement et les pressions de gonflement (Brackley, 1973 ; Justo *et al.*, 1984). L'objet de cette partie est de présenter les principaux modèles destinés aux sols gonflants non saturés.

### **II.3.1- Modèle de Barcelone pour les sols gonflants non saturés (*BExM*)**

Les auteurs du modèle *BBM* ont proposé une évolution du modèle destinée aux sols expansifs ; il s'agit du *BExM* (*Barcelone Expansive Model*) et présenté leurs résultats dans plusieurs articles. Après un article paru en 1992 présentant le cadre général du comportement des sols gonflants (Gens et Alonso ; 1992), Alonso *et al.* ont proposé une formulation de leur modèle en 1994 et 1999. Dans ce qui suit, une présentation de ce modèle est effectuée.

#### **II.3.1.1- Description du modèle**

Pour décrire les phénomènes qui ont été constatés expérimentalement dans le cas des sols gonflants, Gens & Alonso (1992) et Alonso *et al.* (1999) considèrent une structure à deux échelles, la microstructure qui correspond aux minéraux actifs de l'argile constituant les agrégats, et la macrostructure qui tient compte du reste de la structure du sol et de l'arrangement des agrégats. Une représentation de cette structure est donnée sur la figure I.3. Ce paragraphe décrit les hypothèses de leur modèle et le comportement de ces deux niveaux structuraux et l'influence de l'un sur l'autre.



## a) Hypothèses

L'élaboration du modèle *BExM* repose sur un certain nombre d'hypothèses :

- 1) la microstructure reste saturée quel que soit le niveau de succion ; le concept de contrainte effective est considéré comme applicable à cette échelle. Il y a donc équivalence, au niveau microstructural, entre la contrainte et la succion ;
- 2) les déformations de la microstructure seront considérées élastiques et volumiques ;
- 3) les équilibres mécaniques, hydriques et chimiques sont réalisés entre la macrostructure et la microstructure ;
- 4) le couplage entre la microstructure et la macrostructure se traduit par la possibilité de création de déformations plastiques macrostructurales ( $\varepsilon_{vM}^p$ ) à partir des déformations microstructurales élastiques ( $\varepsilon_{vm}^e$ ) ;
- 5) le comportement de la microstructure est indépendant du comportement de la macrostructure, l'inverse n'étant pas vrai.

La première hypothèse induit que l'incrément de déformation élastique microstructurale ( $\varepsilon_{vm}^e$ ) ne dépend que de l'incrément de contrainte effective, c'est-à-dire  $dp^* = d(p - u_w) = d(p - u_a + u_a - u_w) = d(p^* + s)$ . Par conséquent, les déformations de la microstructure sont nulles si l'on suit un chemin de contrainte où  $p^* + s$  reste constant. Ceci permet de définir dans le plan ( $p^*$ - $s$ ) une ligne dite «*Neutral Line*» orientée à 45° par rapport aux axes et qui sépare la zone du gonflement microstructural de la zone de retrait microstructural (fig. II.27).

La quatrième hypothèse implique que la microstructure est couplée à la macrostructure : un gonflement de la microstructure affecte l'arrangement de la macrostructure et provoque une augmentation irréversible de l'indice des vides. Inversement, un rétrécissement de la microstructure induit une diminution irréversible de l'indice des vides. Pour tenir compte de ces phénomènes, on définit de part et d'autre de la ligne neutre (*NL*), deux nouvelles lignes notées (*SI* : *Suction Increase*) et (*SD* : *Suction Decrease*), qui délimitent la zone des déformations élastiques de la macrostructure. En première approximation, ces deux surfaces sont prises parallèles à la *NL*, inclinées de 45° par rapport aux deux axes, c'est-à-dire qu'elles ne dépendent pas de l'état actuel de la macrostructure (saturation, degré de surconsolidation...). En fait leur position ne dépend que de l'amplitude de variation de la contrainte effective au niveau microstructural. Les auteurs supposent que la courbe *LC* telle que définie dans le modèle de Barcelone initial (*BBM*) permet de décrire le comportement macrostructural. L'ensemble des surfaces de charge introduites dans le modèle *BExM* est représenté sur la figure II.27.

En cas d'expansion microstructurale, il y a comblement des macropores par expansion de la microstructure : le volume poreux macrostructural diminue alors que le volume poreux microstructural augmente. Alonso *et al.* (1999) définissent deux incréments de déformation spécifiques, chacun correspondant à un niveau structural en utilisant un indice des vides microstructural ( $e_m$ ) et un autre macrostructural ( $e_M$ ) :

- microstructure :

$$d\varepsilon_{vm} = \frac{de_m}{(1 + e_m)} \quad (\text{II.78})$$

- macrostructure :

$$d\varepsilon_{vM} = \frac{de_M}{(1 + e_M)} \quad (\text{II.79})$$

Cette distinction de deux indices des vides a été proposée pour la première fois par Brackley (1973).

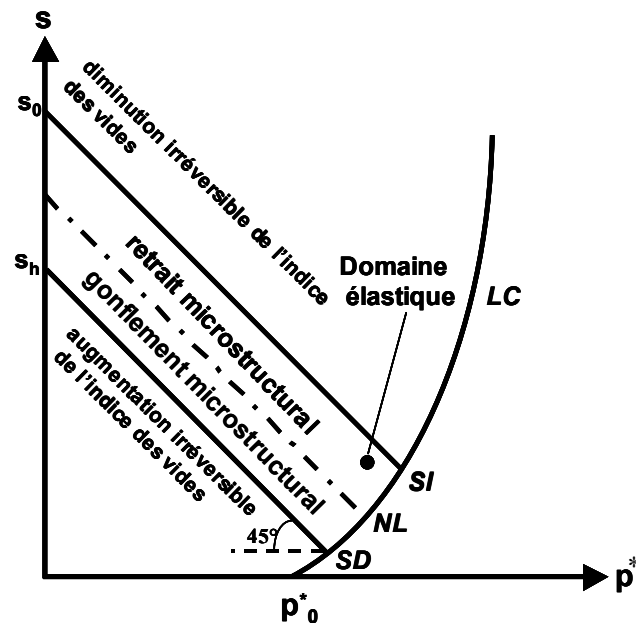


Figure II.27 - Surfaces de charge du modèle BExM (Alonso et al., 1999)

### b) Comportement de la microstructure et influence sur la macrostructure

L'utilisation du modèle BExM nécessite de disposer d'un modèle décrivant les variations de volume du niveau microstructural en fonction de la contrainte effective. La microstructure est composée de l'assemblage de plaquettes argileuses dont le comportement individuel est modélisé par la double couche diffuse. La limite de ce type d'approche est qu'elle représente le comportement d'une plaquette individuelle, c'est à dire l'infrastructure définie en (§ 1.2.2), alors que la microstructure telle que définie dans ce modèle est constituée d'un assemblage de différents minéraux. Une alternative proposée par Alonso et al. (1999) repose sur la prise en compte de l'agrégat en le décrivant avec les propriétés habituelles en milieu saturé, *i.e.* pente de chargement/déchargement. Dans ce cas, le comportement est supposé parfaitement élastique, il n'y a donc qu'un seul paramètre à déterminer : la pente de déchargement de la microstructure ( $\kappa_m$ ).

Les études expérimentales ont montré que les déformations macrostructurales plastiques ne dépendent pas seulement des déformations microstructurales mais aussi du niveau de la contrainte appliquée (Justo et al., 1984) et de l'état de compacité de la macrostructure (Brackley, 1973). Pour cela, Alonso et al. (1999) ont modélisé l'évolution du rapport  $(\mathcal{E}_{vm}^p) / (\mathcal{E}_{vm}^e)$  en fonction de la contrainte nette appliquée ( $p^*$ ) ou plus explicitement du rapport  $p^*/p_0$  où  $p_0$  est la contrainte de préconsolidation apparente à une succion considérée ( $p^*/p_0$  est une mesure de la distance entre l'état de contrainte actuel et la courbe LC). Leur principale hypothèse est de dire que plus la compacité est élevée, moins les macropores sont développés et donc plus le comportement global de l'échantillon tend vers le comportement des plaquettes argileuses, c'est-à-dire vers un comportement élastique, les déformations plastiques macrostructurales engendrées par les déformations microstructurales tendent vers 0. La représentation de l'évolution du rapport  $(\mathcal{E}_{vm}^p) / (\mathcal{E}_{vm}^e)$  en fonction de  $(p^*/p_0)$  est donnée sur la figure II.28a.

Un exemple de couplage entre les deux niveaux structuraux est indiqué sur la figure II.28b, qui permet de montrer l'influence du gonflement microstructural sur le comportement mécanique macrostructural. Dans le cas du chemin A  $\rightarrow$  B présenté, la diminution de la succion engendre un gonflement microstructural réversible. Ce gonflement affecte le squelette du sol et entraîne une augmentation de l'indice des vides

macrostructural qui acquiert alors une structure plus lâche qui se traduit par la diminution de la contrainte de préconsolidation et un déplacement de la *LC* vers la gauche.

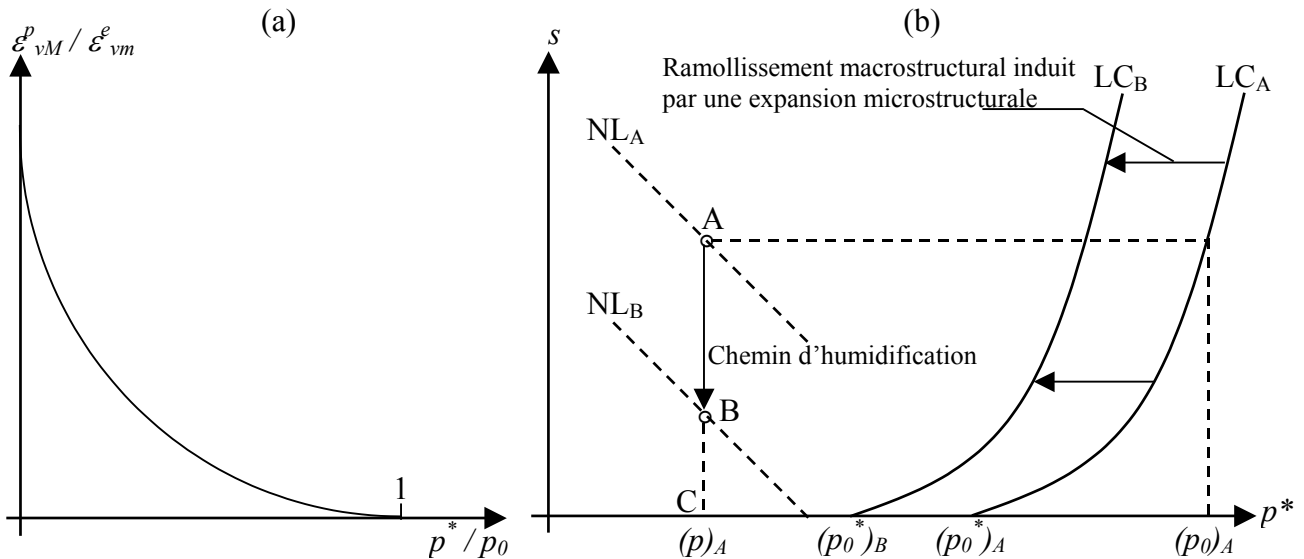


Figure II.28 - Couplage entre macrostructure et microstructure (Gens et Alonso, 1992)

Lorsque le rapport  $p^*/p_0$  est supérieur ou égal à l'unité, les déformations macrostructurales plastiques engendrées par les déformations microstructurales deviennent négligeables. Le phénomène de consolidation devient prédominant, la déformation macrostructurale est gouvernée alors par les frottements et les mouvements relatifs entre les agrégats. Dans ce cas, le sol est en situation de s'effondrer lors de l'humidification.

### II.3.1.2- Formulation du modèle

#### a) Déformations volumiques

Les deux domaines élastique et plastique, présentés sur la figure II.27, permettent de définir les différents types de déformation volumique auxquels sera soumis un sol gonflant :

- **Zone élastique**

Dans la zone élastique on peut distinguer trois types de déformations :

- 1) Déformation macrostructurale hydrique : cette déformation est due à une variation de la contrainte hydrique et vaut :

$$d\varepsilon_{vMs}^e = \frac{\kappa_s}{1 + e_M} \frac{ds}{s + p_{atm}} \quad (II.80)$$

formule issue du modèle initial de Barcelone (*BBM*).

- 2) Déformation macrostructurale mécanique : cette déformation est due à une variation de la sollicitation mécanique et vaut :

$$d\varepsilon_{vMp}^e = \frac{\kappa}{1 + e_M} \frac{dp^*}{p^*} \quad (II.81)$$

formule issue du modèle initial de Barcelone (*BBM*).

- 3) Déformation microstructurale : cette déformation est due à une variation de la contrainte effective et vaut :

$$d\varepsilon_{vm}^e = \frac{d(p^* + s)}{K_m} \quad (II.82)$$

avec deux lois constitutives alternatives pour  $K_m$  :

$$K_m = \frac{e^{-\alpha_m(p^* + s)}}{\beta_m} \quad (\text{II.83})$$

où  $\alpha_m, \beta_m$  sont des constantes. Cette équation est directement issue de la théorie de la double couche diffuse (DDL).

ou bien :

$$K_m = \frac{(1 + e_m)(p^* + s)}{\kappa_m} \quad (\text{II.84})$$

où  $\kappa_m$  est l'indice de compressibilité de la microstructure. Cette équation est issue de la supposition d'un comportement parfaitement élastique pour la microstructure.

L'incrément de déformation volumique élastique totale est donnée par :

$$d\varepsilon_v^e = d\varepsilon_{vm}^e + d\varepsilon_{vM}^e \quad (\text{II.85})$$

- **Zone plastique**

Dans la zone plastique, les déformations sont uniquement macrostructurales. D'après la figure II.28, ces déformations sont liées aux déformations microstructurales et fonctions du rapport  $(p^*/p_0)$  et elles vont dépendre de la surface de charge traversée ( $LC, SI$  ou  $SD$ ).

Si la surface de charge dépassée est  $LC$ , la déformation macrostructurale irréversible est donnée par :

$$d\varepsilon_{vM}^p = \frac{\lambda(0) - \kappa}{1 + e_M} \frac{dp_0^*}{p_0^*} \quad (\text{II.86})$$

formule issue du modèle initial de Barcelone ( $BBM$ ).

Si la surface de charge traversée est  $SI$  une contraction du matériau va avoir lieu, et si  $SD$  est dépassée la tendance est à l'expansion. Au cours des cycles alternants humidification et drainage, ces deux phénomènes vont se succéder dans le temps et entrer en compétition (cf. II.3.1.3).

Les relations reliant les déformations macrostructurales irréversibles  $\varepsilon_{vM}^p$  aux déformations microstructurales réversibles  $\varepsilon_{vm}^e$  sont exprimées par Alonso *et al.*, (1999) sous la forme :

$$d\varepsilon_{vM}^p = f_D d\varepsilon_{vm}^e \quad \text{si } SD \text{ est activée} \quad (\text{II.87})$$

$$d\varepsilon_{vM}^p = f_I d\varepsilon_{vm}^e \quad \text{si } SI \text{ est activée} \quad (\text{II.88})$$

où  $f_D$  et  $f_I$  sont deux fonctions de couplage micro-macrostructural qui doivent intégrer l'influence du rapport  $(p^*/p_0)$ . Alonso *et al.* (1999) ont proposé d'utiliser les fonctions suivantes :

$$f_D = f_{D0} + f_{D1} \left(1 - \frac{p^*}{p_0}\right)^{n_D} \quad (\text{II.89})$$

$$f_I = f_{I0} + f_{I1} \left(\frac{p^*}{p_0}\right)^{n_I} \quad (\text{II.90})$$

où  $f_{D0}, f_{D1}, n_D, f_{I0}, f_{I1}$  et  $n_I$  sont des paramètres caractéristiques du sol considéré. Chacune de ces fonctions est associée à la surface de charge correspondante. Par ailleurs, Alonso *et al.* (2001), Lloret *et al.* (2003) et Sánchez *et al.*, (2005) ont proposé d'utiliser d'autres formes des fonctions de couplage exprimées par les équations suivantes :

Alonso et al. (2001) :

$$f_D = \frac{f_{D1} - f_{D2}}{\pi} \operatorname{atan} \left[ k_D \left( \frac{p^*}{p_0} - x_D \right) \right] + \frac{f_{D1} + f_{D2}}{2} \quad (\text{II.91})$$

$$f_I = \frac{f_{I1} - f_{I2}}{\pi} \operatorname{atan} \left[ k_I \left( \frac{p^*}{p_0} - x_I \right) \right] + \frac{f_{I1} + f_{I2}}{2} \quad (\text{II.92})$$

Lloret et al. (2003) et Sánchez et al., (2005) :

$$f_D = a_D + b_D \tanh \left[ c_D \left( \frac{p^*}{p_0} \right) - d_D \right] \quad (\text{II.93})$$

$$f_I = a_I + b_I \tanh \left[ c_I \left( \frac{p^*}{p_0} \right) - d_I \right] \quad (\text{II.94})$$

où  $f_{D1}$ ,  $f_{D2}$ ,  $k_D$ ,  $x_D$ ,  $f_{I1}$ ,  $f_{I2}$ ,  $k_I$  et  $x_I$  ou  $a_D$ ,  $b_D$ ,  $c_D$ ,  $d_D$ ,  $a_I$ ,  $b_I$ ,  $c_I$  et  $d_I$  sont des paramètres caractéristiques du sol considéré.

### b) Surfaces de charge

L'expression de la surface de charge  $LC$  est identique à celle donnée dans le modèle initial de Barcelone  $BBM$  (équation II.10). A partir de l'expression de la  $NL$ , il est possible de donner l'équation de la  $SI$  et  $SD$  :

$$SD: p^* + s - s_h = 0 \quad (\text{II.95})$$

$$SI: p^* + s - s_o = 0 \quad (\text{II.96})$$

où :

$s_h$  : est la succion au-delà de laquelle les déformations macrostructurales plastiques apparaissent lors de l'humidification lorsque la contrainte moyenne nette est nulle.

$s_o$  : est la succion au-delà de laquelle les déformations macrostructurales plastiques apparaissent lors de la dessiccation lorsque la contrainte moyenne nette est nulle.

La position des droites  $SI$  et  $SD$  est contrôlée par ces deux paramètres qui correspondent aux paramètres d'écroûissage du modèle.

### c) Lois d'écroûissage

Deux variables internes sont définies pour les lois d'écroûissage des surfaces de charge  $SI$ ,  $SD$  et  $LC$ . L'écroûissage des surfaces  $SI$  et  $SD$  est régi par la variable  $d\alpha_1 = d\varepsilon_{vSI}^p + d\varepsilon_{vSD}^p$ , où  $d\varepsilon_{vSI}^p$  et  $d\varepsilon_{vSD}^p$  sont les déformations volumiques plastiques dues à l'activation respectivement du  $SI$  et  $SD$ . L'écroûissage de la surface  $LC$  est régi par la variable  $d\alpha_2 = d\varepsilon_{vSI}^p + d\varepsilon_{vSD}^p + d\varepsilon_{vLC}^p$ , où  $d\varepsilon_{vLC}^p$  est la déformation volumique plastique due à l'activation du  $LC$ . Les lois d'écroûissage sont données par :

$$ds_h = \frac{K_m}{f} d\alpha_1 = ds_o \quad (\text{II.97})$$

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = \frac{(1 + e_M)}{\lambda(0) - \kappa} d\alpha_2 \quad (\text{II.98})$$

La fonction  $f$  correspond à la fonction du couplage micro-macrostructurale utilisée.  $f = f_I$  si  $SI$  est activée et  $f = f_D$  si  $SD$  est activée.

On observe qu'avec les deux lois d'érouissage ainsi définies, un déplacement de  $SI$  ou de  $SD$ , défini par  $ds_0 > 0$  ou  $ds_h > 0$ , correspond à une déformation plastique  $d\varepsilon_{vSI}^p > 0$  ou  $d\varepsilon_{vSD}^p > 0$ . Cet apport à la déformation volumique total  $d\alpha_2$  va produire une augmentation de  $dp_0^*$  qui correspond à un déplacement de la courbe  $LC$  (fig. II.29a et II.29b). Tandis que, l'activation de la surface de charge  $LC$  ne produit aucun érouissage de  $SI$  ni de  $SD$ , en d'autres termes, un déplacement de  $LC$  n'entraîne pas un déplacement de  $SI$  ni de  $SD$  (fig. II.29c).

Notons que Guimarães *et al.* (2001) et Guimarães (2002) ont étendu la formulation du modèle pour inclure les variables géochimiques, tels que la succion osmotique et l'échange des cations.

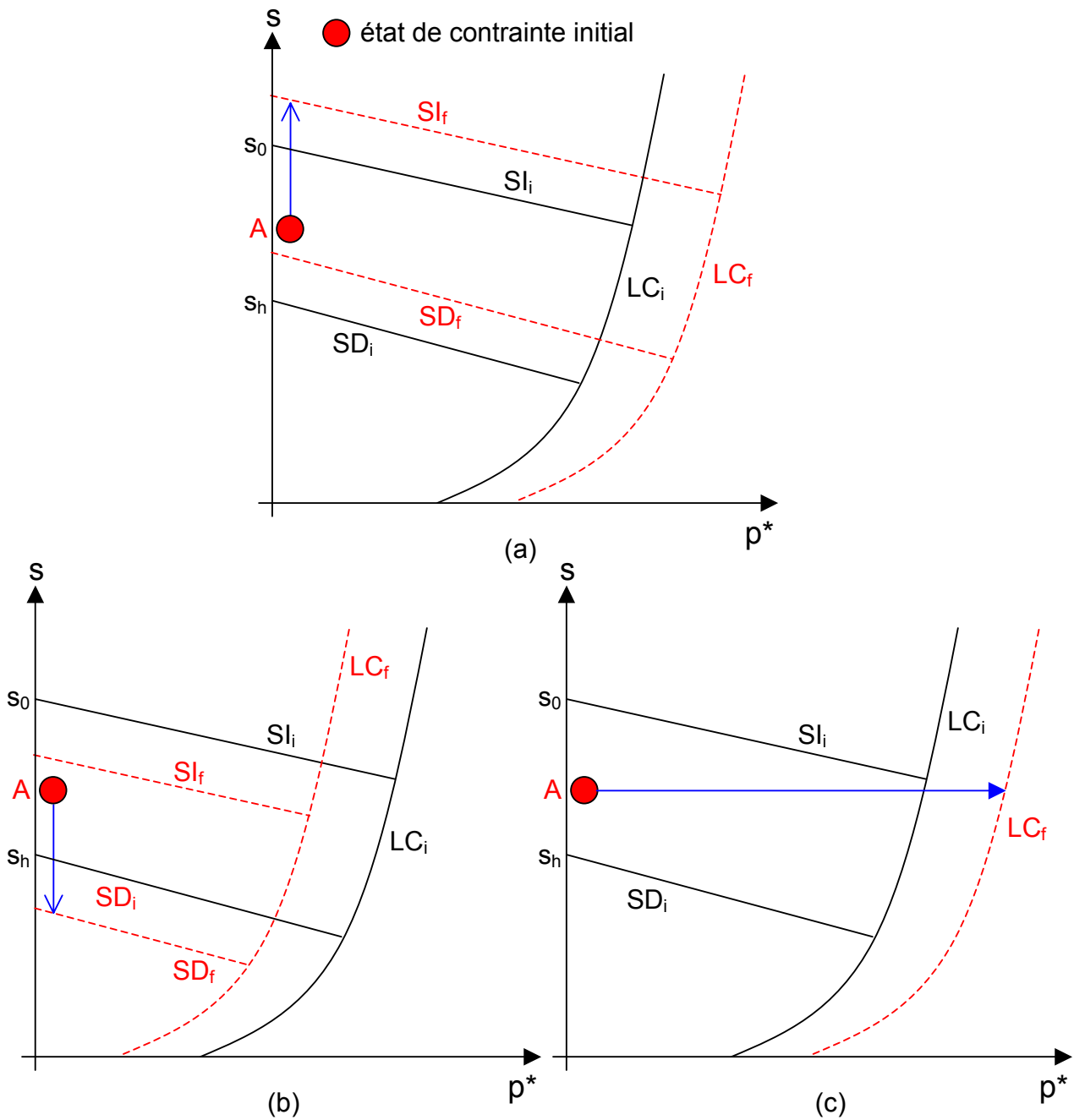


Figure II.29 - Couplage entre les différentes surfaces de charge du modèle BExM : a) cas d'un séchage, b) cas d'une humidification, c) cas d'un chargement mécanique (Gens et Alonso, 1992)

### II.3.1.3- Chemins d'humidification / drainage

Les sols gonflants montrent un comportement particulier lors de cycles d'humidification/drainage (cf. I.4.4). Pour en rendre compte, Alonso *et al.* (1999) ont présenté une évolution de leur modèle basée sur une confrontation entre gonflement et effondrement à partir des fonctions  $f_D$  et  $f_I$ .

Pousada (1984) a réalisé des essais cycliques d'augmentation et de réduction de la succion à différentes pressions verticales sur une argile de Madrid en utilisant un œdomètre à succion contrôlée. Il a pu constater que la déformation macrostructurale plastique diminue quand la pression verticale augmente, c'est-à-dire quand le rapport  $(p^*/p_0)$  augmente. Ainsi, dans leur modèle, Alonso *et al.* (1999) considèrent que la fonction  $f_D$  est une fonction de  $(p^*/p_0)$ . Un raisonnement analogue permet de déduire que la fonction  $f_I$  est une fonction croissante de  $(p^*/p_0)$ . Leurs formes sont données sur la figure II.30.

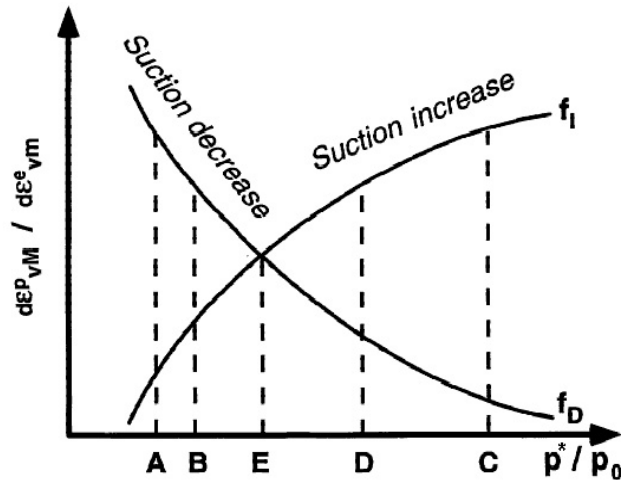


Figure II.30 - Forme typique des fonctions de couplage  $f_I$  et  $f_D$  (Alonso *et al.*, 1999)

Au cours d'un cycle les deux fonctions sont sollicitées successivement. A la fin d'un cycle, la tendance peut être à une contraction ou bien à une expansion du matériau, ceci dépendant du niveau du rapport  $(p^*/p_0)$ . Il vient ainsi :

- à faible surcharge (à gauche du point E sur la figure), la fonction  $f_D$  est supérieure à  $f_I$ , les déformations plastiques de type expansion sont supérieures aux déformations plastiques de compression : la tendance est donc à l'expansion du matériau ;
- à forte surcharge, le phénomène inverse se produit avec accumulation de déformations de type compression.

Le modèle permet de rendre compte des comportements différents observés par plusieurs auteurs. Il reste à rendre compte de l'évolution de ces propriétés avec le nombre de cycles. Si l'on réalise par exemple, des cycles d'humidification/séchage sur une argile gonflante sous une pression verticale faible, on se situe donc à la gauche du point E (point A ; fig. II.30), les déformations plastiques durant l'humidification sont plus importantes que les déformations plastiques du séchage. Au bout du cycle, un gonflement du matériau peut être enregistré. Le sol ayant gonflé, la structure est plus lâche qu'à l'état initial, ce qui peut s'assimiler à un écrouissage négatif (rétrécissement de la surface de charge  $LC$ ). La contrainte de préconsolidation  $p_0$  est donc plus faible. La contrainte moyenne,  $p^*$ , n'ayant pas changée, le rapport  $(p^*/p_0)$  est donc augmenté. Dans le diagramme de la figure II.30 on se rapproche du point E. Or plus on se rapproche de ce point E plus les deux fonctions  $f_D$  et  $f_I$  donnent des valeurs de gonflement et de compression identiques : il y a donc au fur et à mesure des cycles, une neutralisation progressive des deux tendances. Au bout de  $N$  cycles les déformations plastiques disparaissent : le comportement devient purement élastique comme le montre les auteurs cités précédemment (cf. I.4.4).

D'une manière analogue, si l'on réalise des cycles d'humidification/séchage en partant d'un état défini par le point C (à droite du point E), le mécanisme inverse se produit. Le matériau se rétrécit au bout du premier cycle, entraînant une augmentation de la pression de préconsolidation et donc une diminution du rapport  $(p^*/p_0)$ . Au bout du deuxième cycle, l'état de contrainte est représenté par le point D. Ainsi, au bout d'un certain nombre de cycles on converge vers le point E.

### II.3.1.4- Extension du modèle aux états de contraintes déviatoriques

Pour tenir compte des effets induits par une contrainte déviatorique, le modèle est étendu au déviateur ( $q$ ) en choisissant une succession d'ellipses suivant l'axe  $s$  inclinées de  $45^\circ$  par rapport aux deux axes  $(p^*, s)$  pour décrire la surface de charge dans l'espace  $(p^*, q, s)$  (fig. II.31). La limite élastique dans cet espace est construite avec trois surfaces de charge. Les projections de ces surfaces dans le  $(p^*, q)$  et  $(p^*, s)$  sont présentés sur la figure II.32.

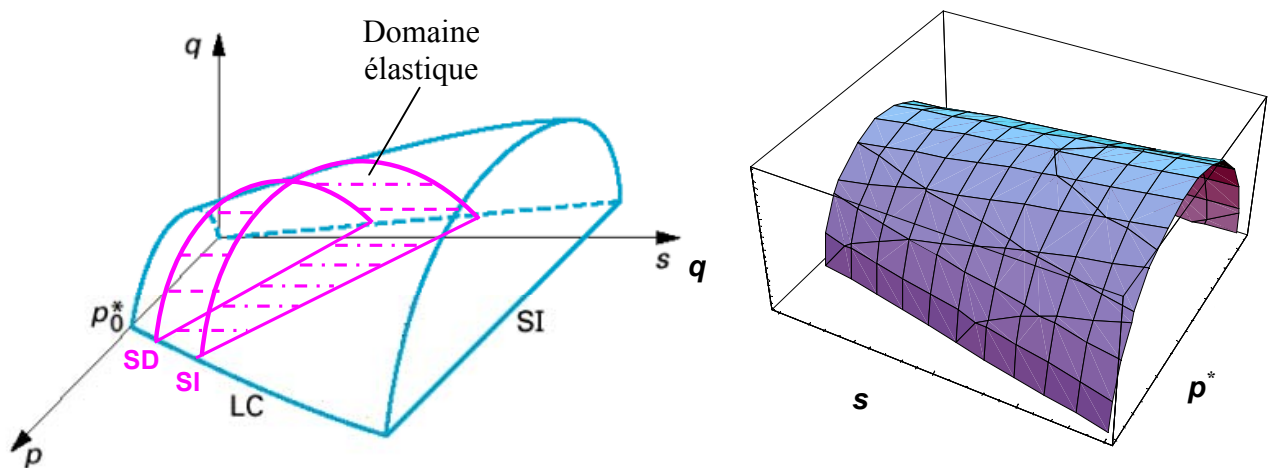


Figure II.31 - Représentation tridimensionnelle des surfaces de charge dans l'espace  $(p^*, q, s)$

Pour des états de contraintes triaxiaux, les déformations macrostructurales élastiques ont un composant additionnel de déformation donné par :

$$d\varepsilon_{qM}^e = \frac{1}{3G}dq \quad (\text{II.99})$$

où :

$d\varepsilon_{qM}^e$  : désigne la déformation déviatorique macrostructurale (de cisaillement) élastique ;

$G$  : est le module de cisaillement donné par :

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (\text{II.100})$$

$E$  étant le module de Young et  $\nu$  le coefficient de Poisson.

Les déformations microstructurales élastiques restent volumiques.

L'expression de la surface de charge  $LC$ , dans le plan  $(p^*, q, s)$ , est identique à celle donnée dans le modèle initial de Barcelone  $BBM$  (équation II.33). Les équations des surfaces de charge  $SI$  et  $SD$  restent sans changement.

Puisque les lois d'écroûissage dépendent seulement des déformations volumiques plastiques, aucun changement crucial n'est introduit en ce qui concerne la formulation pour les états de contraintes isotropes. La seule différence vient du fait que, quand une contrainte déviatorique existe, la distance de l'état de contrainte à la courbe  $LC$  ne peut pas être exprimée par le rapport  $(p^*/p_0)$ . Dans ce cas, le rapport  $(p^*/p_0)$  figurant dans les



équations de  $f_I$  et  $f_D$  (équations II.89 et II.90, II.91 et II.92 ou II.93 et II.94) est remplacée par le rapport  $(p^{**}/p_0)$ , où  $p^{**}$  est donnée par :

$$p^{**} = p^* + \frac{q^2}{M^2(p^* + k s)} \quad (\text{II.101})$$

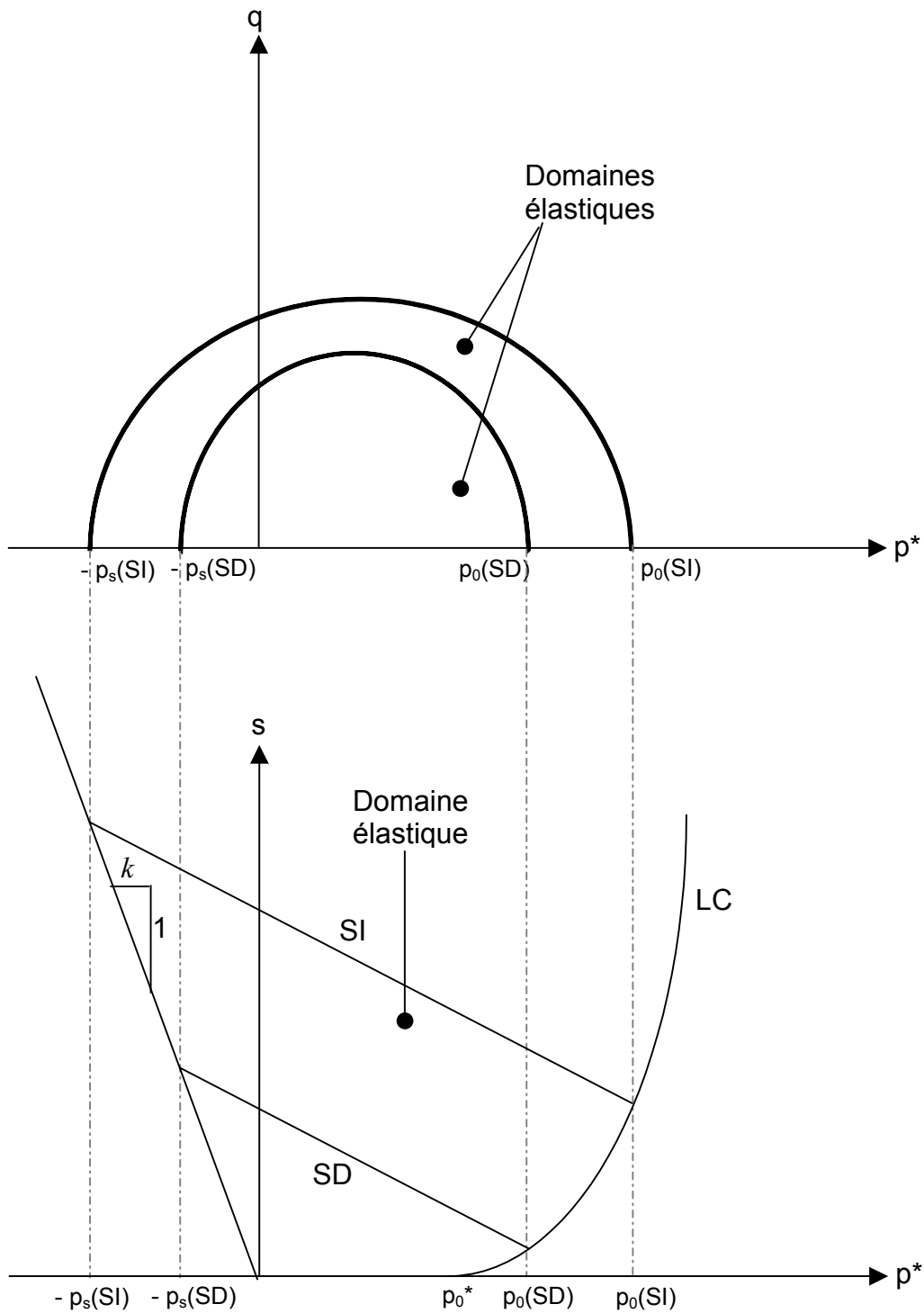


Figure II.32 - Projection des surfaces de charge dans les plans  $(p^*, q)$  et  $(p^*, s)$

### II.3.1.5- Détermination des paramètres du modèle

Le modèle *BExM* regroupe les paramètres du modèle de Cam-Clay modifié, du modèle de base *BBM* ainsi que certains paramètres supplémentaires.

### a) Paramètres du modèle de Cam-Clay modifié

Les paramètres du modèle de Cam-Clay modifié qui interviennent dans le modèle *BExM* sont :  $M$ ,  $\lambda(0)$ ,  $\kappa$ , et  $e_o$  (indice des vides initial).

Le paramètre  $M$  est déterminé à partir de résultats d'essais triaxiaux de compression drainés et non drainés avec mesure de la pression interstitielle. Ces essais doivent être menés jusqu'aux grandes déformations pour assurer que l'éprouvette de sol est proche de l'état critique.  $M$  est alors déterminé en reportant dans un diagramme ( $p^*$ ,  $q$ ) les différentes valeurs obtenues à la rupture. Par ailleurs, ce paramètre peut être relié à l'angle de frottement interne  $\phi'$  par :

$$M = \frac{6 \sin \phi'}{3 - \sin \phi'} \quad (\text{II.102})$$

La détermination des paramètres  $\lambda(0)$  et  $\kappa$  est présentée dans le paragraphe suivant.

### b) Paramètres du modèle de base *BBM*

Les paramètres du modèle *BBM* qui interviennent dans le modèle *BExM* sont :  $p_0^*$ ,  $r$ ,  $\beta$ ,  $p_c$ ,  $\kappa_s$  et  $k$ ). La détermination de ces paramètres nécessite les chemins de contraintes suivants :

- un essai de chargement/déchargement sous une succion nulle (état saturé) ; cet essai permet de déterminer le paramètre  $p_0^*$  et le paramètre du modèle de Cam-Clay modifié  $\lambda(0)$  (fig. II.33) ;

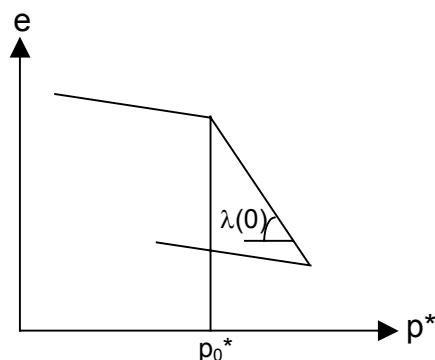


Figure II.33 - Détermination des paramètres  $\lambda(0)$  et  $p_0^*$

Le paramètre  $p_0^*$  peut être également déterminé à partir d'un essai de gonflement à volume constante (Alonso *et al.*, 2001 et Cuisinier, 2002). En effet, pour déterminer la courbe *LC* initiale d'un sol gonflant, ces auteurs utilisent un essai similaire. Ils supposent que la phase d'augmentation de la pression de gonflement au cours de cet essai se déroule dans le domaine élastique défini par les trois surfaces de charge. Le pic de pression de gonflement traduit le début d'une plastification de l'éprouvette au cours de l'humidification : la courbe *LC* est atteinte. Le reste du chemin de contrainte est ensuite confondu avec la courbe *LC* initiale. La valeur finale de la pression de gonflement correspond donc à la valeur de la pression  $p_0(s = 0)$ .

- au moins deux essais de chargement/déchargement sous succion contrôlée dont le chemin de contrainte est entièrement compris dans le domaine élastique défini par les courbes *SD* et *SI* ; ces essais permettent de déterminer les paramètres ( $r$ ,  $\beta$ ,  $p_c$  et le paramètre du modèle de Cam-Clay modifié  $\kappa$ ). En effet, envisageons à la figure II.34 la réponse en déformation suite à un chargement/déchargement de deux échantillons : l'un étant sous une succion constante  $s_1$ , de pression de préconsolidation apparente  $p_{01}$  et de pente de compression vierge  $\lambda(s_1)$ , l'autre étant sous une succion constante  $s_2$

( $s_2 > s_1$ ), de pression de préconsolidation apparente  $p_{02}$  et de pente de compression vierge  $\lambda(s_2)$ .

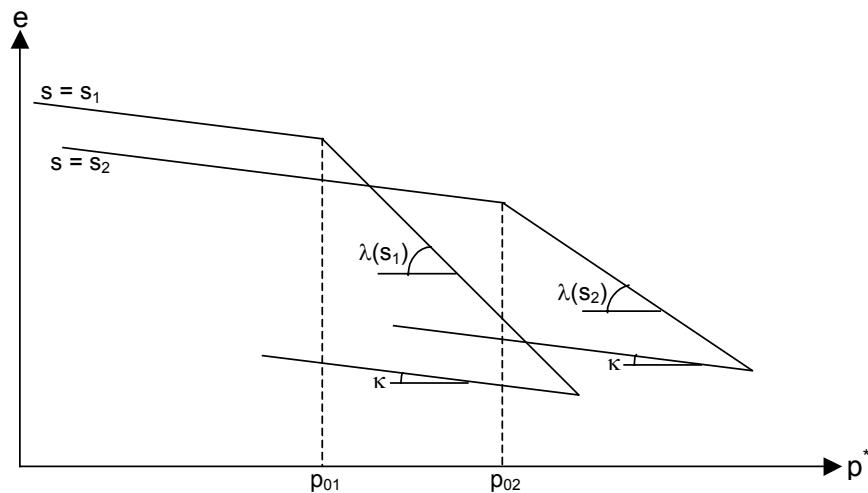


Figure II.34 - Variation de l'indice des vides avec la contrainte nette en fonction de la succion pour des chemins de chargement/déchargement

L'équation modélisant l'évolution du coefficient de compressibilité plastique avec la succion est donnée par l'équation II.12. En reportant, dans cette équation, les deux valeurs de  $\lambda(s)$  [ $\lambda(s_1)$  et  $\lambda(s_2)$ ] on obtient un système de deux équations à deux inconnues  $r$  et  $\beta$  :

$$\left. \begin{aligned} \lambda(s_1) &= \lambda(0) [(1-r)\exp(-\beta s_1) + r] \\ \lambda(s_2) &= \lambda(0) [(1-r)\exp(-\beta s_2) + r] \end{aligned} \right\} \Rightarrow r \text{ et } \beta$$

De la même façon, les deux valeurs expérimentales de  $p_0(s)$  [ $p_{01}$  et  $p_{02}$ ], vont nous permettre de déterminer les paramètres  $p_c$  et  $p_0^*$ . A partir de l'équation du modèle (équation I.15) et de ces deux valeurs pour deux succions différentes, on résout le système de deux équations à deux inconnues  $p_c$  et  $p_0^*$  :

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_{01}}{p_c} &= \left[ \frac{p_0^*}{p_c} \right]^{\frac{\lambda(0)-k}{\lambda(s_1)-k}} \\ \frac{p_{02}}{p_c} &= \left[ \frac{p_0^*}{p_c} \right]^{\frac{\lambda(0)-k}{\lambda(s_2)-k}} \end{aligned} \right\} \Rightarrow p_c \text{ et } p_0^*$$

La valeur du paramètre  $p_0^*$  déterminé à l'aide de ce système sera donc comparée à celle déterminée expérimentalement.

Le paramètre  $\kappa$  n'est autre que la pente de la partie réversible de la courbe chargement/déchargement ;

- un essai comportant un cycle de succion sous une charge verticale constante, pour déterminer le paramètre  $\kappa_s$  (fig. II.35) ;

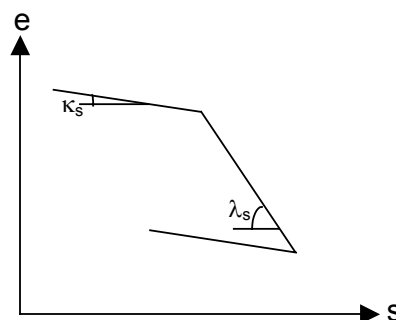


Figure II.35 - Détermination du paramètre  $\kappa_s$

- l'estimation du paramètre  $k$  nécessite la réalisation des essais de cisaillement à différentes succions.

### c) Paramètres supplémentaires du modèle *BExM*

Les paramètres supplémentaires du modèle *BExM* sont : les deux paramètres d'érouissage  $s_0$  et  $s_h$ , les paramètres du comportement de la microstructure  $e_m$  et  $\kappa_m$ , et les paramètres de deux fonctions de couplage micro-macrostructural  $f_{I0}, f_{II}, n_I, f_{D0}, f_{D1}$  et  $n_D$  ou  $f_{D1}, f_{D2}, k_D, x_D, f_{I1}, f_{I2}, k_I$  et  $x_I$  ou bien  $a_D, b_D, c_D, d_D, a_I, b_I, c_I$  et  $d_I$ . La détermination de ces paramètres nécessite la réalisation des essais à succion contrôlée suivants :

- un essai d'humidification/drainage sous une faible charge verticale constante, cet essai permet de déterminer le paramètre  $s_h$  qui est la valeur de la succion au-delà de laquelle les déformations plastiques apparaissent ;
- un essai de drainage /humidification sous une faible charge verticale constante, cet essai permet de déterminer le paramètre  $s_0$  qui est la valeur de la succion au-delà de laquelle les déformations plastiques apparaissent ;
- un essai comportant des cycles hydriques sous une charge verticale constante, pour déterminer le paramètre  $\kappa_m$ . En effet, ce paramètre n'est autre que la pente de la courbe (e,s) correspondant au dernier cycle de succion où le sol tend vers un état élastique ; les différences entre deux chemins successifs de drainage/humidification deviennent négligeable quand le nombre des cycles augmente. Cet essai nous permet de déterminer également les paramètres de deux fonctions de couplage.

#### \* Détermination des paramètres de deux fonctions de couplage micro-macrostructural

Le calcul des fonctions d'interaction micro-macrostructurale, sur la base des cycles appliqués de succions, suit le procédé suivant :

- les paramètres élastiques,  $\kappa$  et  $\kappa_m$ , sont d'abord calculés ;  $\kappa$  est calculé à partir des essais de chargement/déchargement à succion constante et  $\kappa_m$  à partir du cycle de succion final appliqué ; la microstructure est supposée saturée ; cette supposition avec les équations (II.82) et (II.84), permettent d'écrire l'expression suivante pour la déformation volumique microstructurale induite par un changement de la succion d'une valeur initiale  $s_i$  à une valeur finale  $s_f$ ;

$$\Delta \varepsilon_{vm}^e = \frac{\kappa_m}{1 + e_0} \ln \left[ \frac{p^* + s_f}{p^* + s_i} \right] \quad (\text{II.103})$$

- les déformations microstructurales élastiques sont calculées pour chaque cycle de succion à partir de l'équation (II.103), une fois le paramètre  $\kappa_m$  obtenu ;
- les déformations macrostructurales plastiques sont calculées pour chaque cycle de succion en soustrayant les déformations élastiques des déformations totales ; les déformations élastiques due à la variation de la succion sont considérées microstructurales (Alonso *et al.*, 2001) ;
- les valeurs du rapport  $p^*/p_0$  sont calculées pour chaque cycle de succion ; les changements de la valeur de  $p_0$ , due à l'érouissage de la surface de charge *LC* induit par le mouvement de la surface de charge *SI* ou *SD*, sont déterminés à partir des équations (II.98) et (II.10) ;
- le rapport (déformations macrostructurales plastiques / déformations microstructurales élastiques) est tracé en fonction du rapport  $p^*/p_0$  pour chaque étape de succion ; les fonctions expérimentales de couplage micro-macrostructurale (pour des chemins de drainages et d'humidifications) sont ainsi déterminées.

Les paramètres de ces deux fonctions de couplage sont alors déterminés par ajustement de l'ensemble de points expérimentaux par les équations (II.89 et II.90) ou (II.91 et II.92) ou bien (II.93 et II.94).

L'ensemble de tous ces paramètres sont rassemblés dans le tableau II.1.

Tableau II.1 - Les différents paramètres du modèle BExM

Modèle	Paramètre	Unité	Essais nécessaires
Cam-Clay modifié BBM – BExM	$M$	(-)	3 essais triaxiaux classiques
	$e_0$	(-)	
	$\kappa$	(-)	un essai de chargement/déchargement sous une succion nulle
	$\lambda(0)$	(-)	
BBM – BExM	$p_0^*$	(MPa)	au moins deux essais de chargement/déchargement sous succion contrôlée dont le chemin de contrainte est entièrement compris dans le domaine élastique
	$r$	(-)	
	$\beta$	(MPa <sup>-1</sup> )	
	$p_c$	(MPa)	
	$\kappa_s$	(-)	un essai comportant un cycle de succion sous une charge verticale constante
	$k$	(-)	essais de cisaillement à différentes succions
BExM	$s_h$	(MPa)	un essai d'humidification/drainage sous une faible charge verticale constante
	$s_0$	(MPa)	un essai de drainage /humidification sous une faible charge verticale constante
	$f_{I0}, f_{I1}$ ou $a_I$	(-)	un essai comportant des cycles hydriques sous une charge verticale constante
	$f_{I1}, f_{I2}$ ou $b_I$	(-)	
	$n_I, k_I$ ou $c_I$	(-)	
	$f_{D0}, x_I$ ou $d_I$	(-)	
	$f_{D1}, f_{D1}$ ou $a_D$	(-)	
	$n_I, f_{D2}$ ou $b_D$	(-)	
	$k_D$ ou $c_D$	(-)	
	$x_D$ ou $d_D$	(-)	
$k_m$	(-)		

### II.3.1.6- Performances et limites du modèle BExM

L'introduction de la surface de charge  $SD$  dans le modèle BExM permet de reproduire le gonflement irréversible lors d'une humidification. De même, ce modèle autorise la modélisation des variations de volume enregistrées au cours des cycles hydriques successifs en intégrant l'influence de la charge verticale. L'utilisation du rapport de préconsolidation ( $p^*/p_0$ ) permet d'intégrer explicitement l'importance de la densité sur le comportement hydromécanique des sols gonflants. Ce modèle introduit aussi un couplage entre le gonflement du sol et son comportement mécanique.

Le modèle pose l'hypothèse d'une surface de charge  $NL$  incliné à 45° par rapport aux axes. Cette hypothèse nécessite que la microstructure reste saturée quel que soit le

niveau de succion, ce qui n'est pas forcément vérifié dans la gamme des très fortes succions.

Alonso *et al.* (1999) ont montré que le modèle est capable d'expliquer et reproduire l'accumulation de déformations au cours des cycles d'humidification/drainage, cependant la stabilisation du niveau de déformation plastique n'apparaît pas au cours des cycles.

Le bon fonctionnement du modèle repose sur la connaissance du comportement du niveau microstructural. Les auteurs du modèle proposent deux solutions pour modéliser ce comportement : une première basée sur la double couche et une seconde approche classique, ce qui pose problème dans l'un et l'autre cas. Dans le cas de l'emploi de la DDL on utilise une propriété de l'infrastructure (particule argileuse) pour modéliser la microstructure et dans le cas de l'approche classique il faut connaître les propriétés d'un agrégat isolé. Pour contourner cette difficulté les auteurs du modèle utilisent une procédure d'ajustement itératif essai/erreur pour déterminer les paramètres ( $\kappa_m$ ,  $\alpha_m$  et  $\beta_m$ ).

Un autre préalable à l'utilisation du modèle pour le calcul, est la connaissance des fonctions de couplage ( $f_D$  et  $f_I$ ) qui ne semblent pas aisément accessible expérimentalement. Les auteurs proposent une forme pour ces fonctions sans donner de précision sur leur choix.

La dépendance des paramètres mécaniques vis-à-vis du chemin de contrainte suivi n'est pas intégrée dans ce modèle (dépendance de la pente  $\lambda(s)$  par rapport au chemin de contrainte hydrique suivi) ; la compressibilité semble être fonction de la plus grande succion qu'a connu le sol au cours de son histoire. La figure (II.36) montre un exemple des résultats des essais de compression isotrope à succion contrôlée, réalisés par Sharma (1998) sur un mélange de bentonite et de kaolin, où la dépendance de la pente de compression vierge vis-à-vis du chemin de contrainte suivi a été observée.

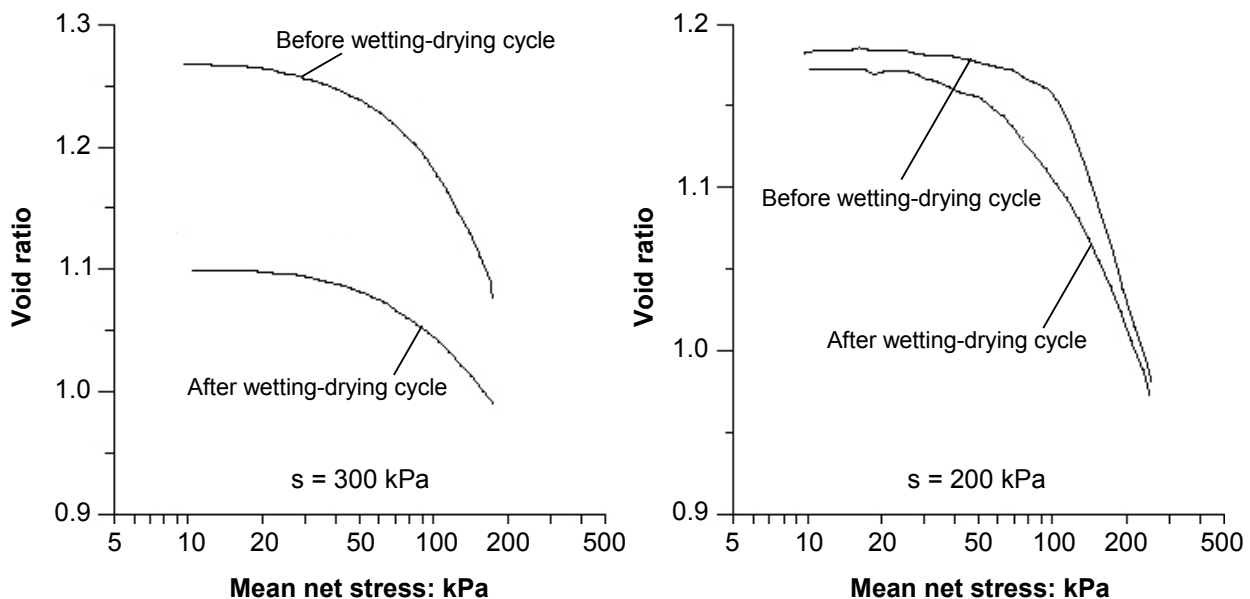


Figure II.36 - Influence du chemin de contrainte suivi sur la pente de compression vierge (Sharma, 1998)

Ainsi, le modèle ne donne aucune information sur la variation de la teneur en eau ou du degré de saturation. Il ne peut donc pas être utilisé, par exemple, pour prédire le comportement du sol non saturé durant un chargement non drainé lorsque la variation de la succion est déterminée par la condition que la teneur en eau demeure constante. Afin de prendre en considération le comportement des sols gonflants non saturés durant ce type de chargement (non drainé), des équations additionnelles considérant le changement du degré de saturation durant différents chemins de contraintes doivent être introduites dans ce modèle.

## II.3.2- Modèle de comportement hydromécanique des sols gonflants fortement compactés (Cui *et al.*, 1998 ; Yahia-Aïssa, 1999)

### II.3.2.1- Présentation générale

Cui *et al.* (1998) et Yahia-Aïssa (1999) ont présenté un modèle élastique non linéaire permettant de décrire le comportement des sols gonflants fortement compactés. Ce modèle est basé sur des observations expérimentales obtenues sur l'argile FoCa dont voici les principales :

- les essais d'humidification/drainage et de chargement/déchargement ont montré un comportement réversible, relié à l'absence de l'effondrement des macropores (fig. I.24, I.27 et I.31) ;
- les indices des vides des échantillons chargés puis remouillés correspondent bien à la courbe de compression obtenue à partir d'un échantillon compacté saturé. Donc, la courbe de compression à l'état saturé semble être la référence de la stabilité du gonflement.
- la compression à succion contrôlée fait apparaître une pression limite à partir de laquelle le comportement volumique du matériau devient indépendante de la succion. Cette pression limite représente le contact avec la courbe de compression à l'état saturé (courbe de référence stable).

Ces observations sont représentées schématiquement sur la figure II.37. L'hydratation des échantillons à partir des points a et b, correspondant aux pressions respectives  $p_1$  et  $p_2$ , génère du gonflement suivi d'une stabilisation aux points respectifs a' et b', situés sur la courbe de compression à l'état saturé. À ces points, la succion n'est pas égale à zéro, bien que la stabilisation du gonflement lors d'une humidification soit atteinte. Ce résultat a été mis en évidence expérimentalement par l'apparition d'une troisième zone lors des cycles de succion sous charge (fig. I.27). La succion de stabilisation augmente avec l'augmentation de la pression appliquée. On voit aussi sur la figure II.37 la bonne correspondance du point de stabilisation du gonflement (points a' et b' : chemins a→a' et b→b') avec la pression limite (points a' et b' : chemins a<sub>1</sub>→a' et b<sub>2</sub>→b'), nommée aussi "*pression de gonflement en compression*". Cette pression augmente avec l'augmentation de la succion.

La synthèse de ces observations a conduit à mettre en évidence l'existence d'une courbe de stabilisation du gonflement, nommée CSC (*Critical Swelling Curve*), prenant en compte l'effet du couplage succion-pression sur la déformation volumique du matériau. Une représentation de cette courbe dans le plan pression-suction est donnée sur la figure II.38.

Dans la partie gauche de la courbe, l'humidification d'un échantillon sous charge constante génère du gonflement élastique jusqu'à atteindre la courbe de stabilité CSC. Au-delà, aucune déformation volumique n'est admise, bien que la succion diminue dans l'échantillon. En fait, la succion limite est liée à la contrainte mécanique appliquée, et elle augmente avec l'augmentation de la contrainte, ce qui est illustré sur la figure II.38.

De même, la compression à succion constante dans la partie gauche génère des déformations élastiques dépendant de la succion. À l'atteinte de la courbe de stabilité, la déformation volumique devient équivalent à celle de l'échantillon saturé. La courbe représente donc une limite en dessous de laquelle l'effet de la succion sur le comportement volumique disparaît.

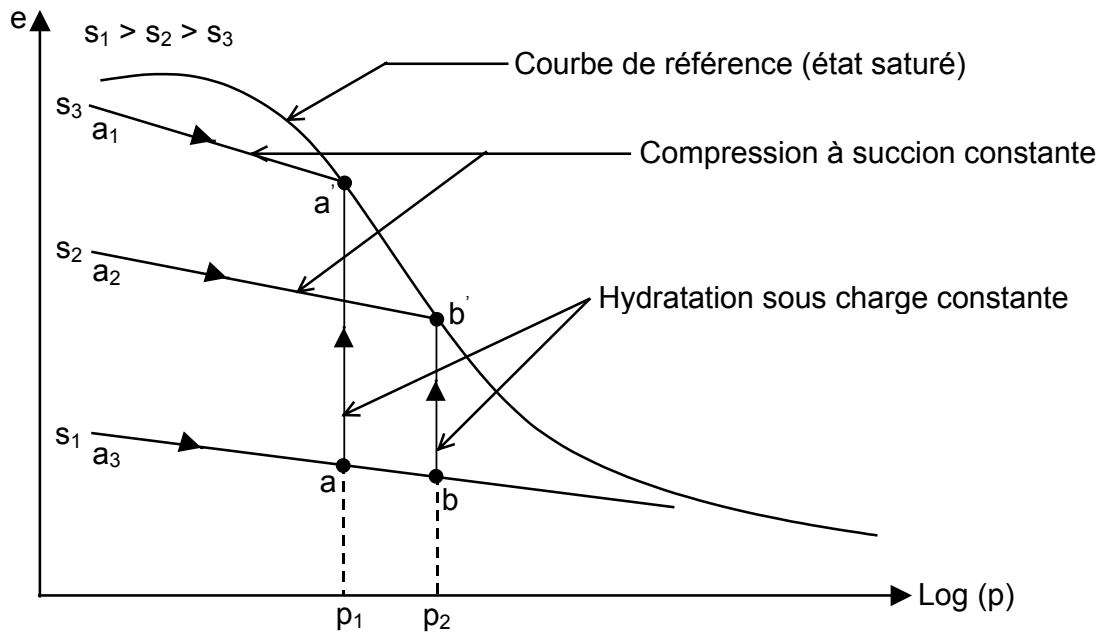


Figure II.37 - Représentation schématique du comportement hydromécanique des sols gonflants fortement compactés (Yahia-Aïssa, 1999)

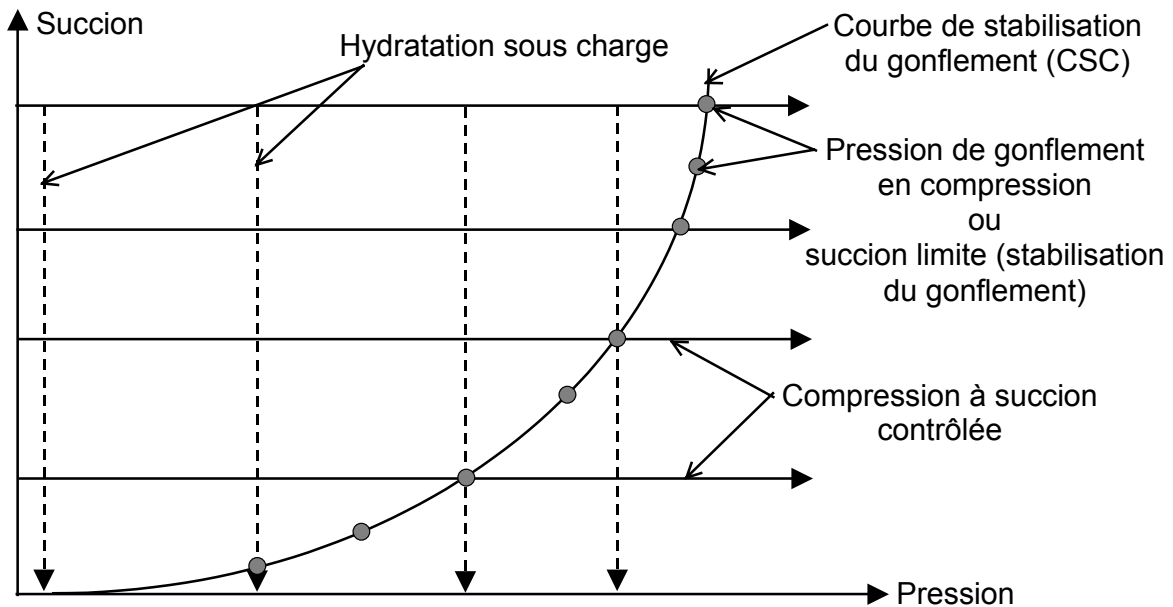


Figure II.38 - Schématisation de la courbe CSC (Yahia-Aïssa, 1999)

### II.3.2.2- Formulations mécaniques et hydriques des variations de volume

En mécanique des sols, les variations de volume des sols sont habituellement présentées dans un diagramme semi-logarithmique  $e-\log(p)$  (indice des vides-logarithme de la contrainte). Les relations linéaires dans ce diagramme fournissent des formulations mathématiques plus faciles, comme observé dans les modèles de Cam-Clay. Quand des contraintes élevées sont appliquées, la relation liant les variations de volume en fonction du logarithme de la contrainte devient non linéaire et n'est plus adéquate (Wroth et Houlsby, 1985 ; Graham *et al.*, 1989 ; Cui *et al.*, 1998 ; Yahia-Aïssa, 1999). La présentation des mêmes données dans un diagramme logarithmique  $\log(p)-\log(e)$  semble plus appropriée et conduit à adopter une expression exponentielle, correspondant à une relation linéaire dans ce diagramme logarithmique.

Cui *et al.*, (1998) ont proposé ainsi à adopter l'expression suivante pour la variation de volume en fonction de la contrainte nette moyenne :



$$e = A_p(s) \times p^{N_p(s)} \quad (\text{II.104})$$

qui dépend de deux paramètres :  $A_p(s)$  qui est la valeur de l'indice des vides à la pression correspondante à 1 MPa, et  $N_p(s)$  représente la pente de la courbe de compressibilité dans le diagramme  $\log(p)$ - $\log(e)$ . Ces deux paramètres dépendent de la succion imposée  $s$ . En analysant les courbes de compressions obtenues expérimentalement, Cui *et al.*, (1998) ont déduit que l'allure de ces deux fonctions peut être représentée par les fonctions suivantes :

$$A_p(s) = a \times s^b \quad (\text{II.105})$$

$$N_p(s) = c \times \text{Ln}(s) + d \quad (\text{II.106})$$

où  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$  sont les paramètres du modèle.

La combinaison des équations (II.104), (II.105) et (II.106) permet de déduire l'expression incrémentale de la déformation volumique élastique sous chargement mécanique suivante :

$$d\varepsilon_{vp}^e = \frac{A_p(s)}{1 + e_0} \times N_p(s) \times p^{N_p(s)-1} dp \quad (\text{II.107})$$

ou

$$d\varepsilon_{vp}^e = \frac{(a \times s^b)}{1 + e_0} \times (c \text{Ln}(s) + d) \times p^{c \times \text{Ln}(s) + d - 1} dp \quad (\text{II.108})$$

Afin de respecter le principe de conservation d'énergie relative à la nature élastique du comportement, les auteurs du modèle ont déduit la formulation hydrique à partir de la formulation mécanique. En effet, à partir des équations (II.104), (II.105) et (II.106) on peut écrire :

$$e = (a \times s^b) \times p^{(c \text{Ln}(s) + d)} \quad (\text{II.109})$$

$$e = (a \times s^b) \times p^d \times (p^{c \text{Ln}(s)}) \quad (\text{II.110})$$

$$e = (a \times p^d) \times (s^{c \text{Ln}(p) + b}) \quad (\text{II.111})$$

Cette dernière équation est de la forme :

$$e = A_s(p) \times s^{N_s(p)} \quad (\text{II.112})$$

avec :

$$A_s(p) = a \times p^d \quad (\text{II.113})$$

$$N_s(p) = c \times \text{Ln}(p) + b \quad (\text{II.114})$$

Ainsi, l'écriture de l'expression incrémentale de la déformation volumique élastique sous chargement hydrique peut être établie par :

$$d\varepsilon_{vs}^e = \frac{(a \times p^d)}{1 + e_0} \times (c \text{Ln}(p) + b) \times s^{c \times \text{Ln}(p) + b - 1} ds \quad (\text{II.115})$$

- **Formulation de la courbe de gonflement critique CSC**

Comme expliqué précédemment, la courbe de gonflement critique représente le seuil à partir duquel il y a compensation mutuelle entre les effets de contrainte et de succion. Elle représente l'évolution de la *pression de gonflement en compression* avec la succion, qui est définie par le point de contact entre la courbe de compression à l'état saturé et celle à succion contrôlée.

D'après la formulation mécanique, le point de contact entre les deux courbes est donné par l'équation (I.108) :

$$A_p(s) \times p^{N_p(s)} = A_p(0) \times p^{N_p(0)} \quad (\text{II.116})$$

ou encore :

$$a \times s^{(c \ln(p) + b)} \times p^d = A_p(0) \times p^{N_p(0)} \quad (\text{II.117})$$

où  $A_p(0)$  est l'indice des vides à la pression correspondante à 1 MPa et à succion nulle, et  $N_p(0)$  représente la pente de la courbe de compression vierge dans le plan logarithmique.

Ainsi, la formulation de la courbe CSC est donnée par :

$$s = \left[ \frac{A_p(0) * p^{N_p(0)}}{a * p^d} \right]^{\frac{1}{(c \ln(p) + b)}} \quad (\text{II.118})$$

L'analyse de cette équation (équation II.118) fait apparaître une singularité, car la limite de cette expression lorsque la pression tend vers zéro donne une valeur de succion non nulle, donnée dans l'expression II.119. En d'autres termes, ceci signifie qu'une cohésion persiste, malgré la saturation d'un échantillon sous pression nulle, ce qui n'est pas réaliste. Cette irrégularité serait la conséquence de la formulation logarithmique choisie.

$$\lim(s) \Big|_{p \rightarrow 0} = \text{Exp} \left[ \frac{N_p(0) - d}{c} \right] \quad (\text{II.119})$$

Yahia-Aïssa (1999) a remarqué que l'augmentation des paramètres  $a$ ,  $b$  et  $d$  redresse la courbe CSC vers la gauche. Un effet opposé est obtenu avec les paramètres  $(c, A_p(0)$  et  $N_p(0))$ . Du fait de la formulation logarithmique, une très faible variation de chacun des paramètres peut faire déplacer considérablement la courbe CSC.

### II.3.2.3- Fonctionnement du modèle

Pour montrer le fonctionnement du modèle dans le cas d'un chargement mécanique, deux chemins de compression à succion contrôlée sont présentés sur la figure II.39a :  $(a_1 - b_1 - c_1)$  et  $(a_2 - b_2 - c_2)$ . Les variations de volume correspondantes sont présentées sur la figure II.39b. Tant que la courbe CSC n'a pas été touchée par le chemin de chargement  $(a_1 - b_1, a_2 - b_2)$ , l'évolution de l'indice des vides avec la pression suit une allure linéaire, dont la pente est liée à la succion. Quand la courbe CSC est atteinte (points  $b_1$  et  $b_2$ ), la courbe rejoint la courbe de compression à l'état saturé. Par conséquent, les indices des vides des deux chemins deviennent confondues à la fin de chargement après avoir croisé la courbe CSC (points  $c_1$  et  $c_2$ ).

Sur la figure II.40a, deux chemins d'hydratation sous deux charges distinctes,  $p_1$  et  $p_2$ , sont représentées  $(a_1 - b_1 - c_1)$  et  $(a_2 - b_2 - c_2)$  afin de montrer le fonctionnement du modèle dans le cas d'un chargement hydrique. L'évolution de l'indice des vides en fonction de la succion appliquée est présentée dans un plan logarithmique (fig. II.40b). La réponse du matériau lors de son hydratation sous charge se traduit par un gonflement dont la pente, linéaire dans le plan logarithmique, diminue avec la contrainte appliquée  $(a_1 - b_1$  et  $a_2 - b_2)$ . Quand la courbe CSC est atteinte (points  $b_1$  et  $b_2$ ), l'hydratation des échantillons n'engendre plus de gonflement. La stabilisation du gonflement se fait à une succion plus forte quand la contrainte est plus forte. Par conséquent, l'indice des vides final après stabilisation diminue avec l'augmentation de la contrainte (points  $c_1$  et  $c_2$ ).

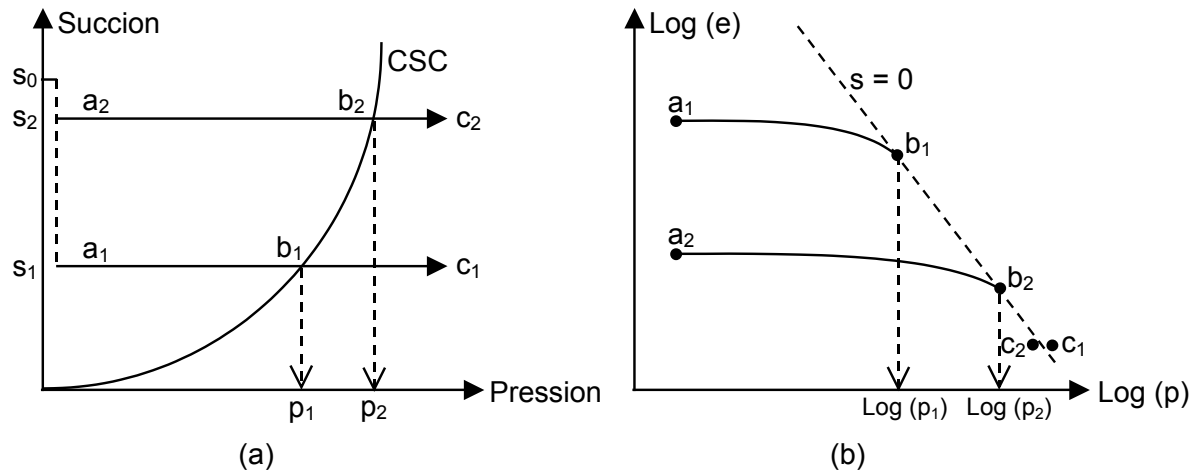


Figure II.39 - Fonctionnement du modèle lors d'une compression à succion contrôlée (Yahia-Aïssa, 1999)

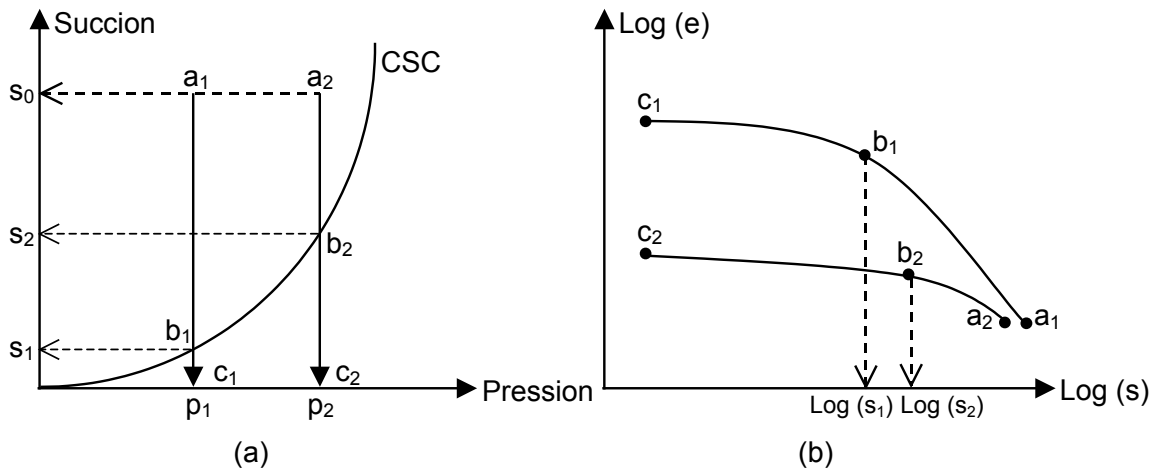


Figure II.40 - Fonctionnement du modèle lors d'une hydratation sous charge (Yahia-Aïssa, 1999)

### II.3.2.4- Détermination des paramètres du modèle

Les six paramètres du modèle sont les suivants :  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $A_p(0)$  et  $N_p(0)$ . Les paramètres d'états sont également à connaître ; ils correspondent respectivement au volume spécifique initial, et aux valeurs initiales de la succion et de la pression.

Ces paramètres sont facilement déterminables à l'aide de quatre essais de compression ou d'hydratation sous charge à succions contrôlées, pour déterminer  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$ , avec un essai de compression de l'échantillon à l'état vierge saturé, pour déterminer  $A_p(0)$  et  $N_p(0)$ .

### II.3.2.5- Conclusion

Le modèle non linéaire élastique développé par Cui *et al.*, (1998) et Yahia-Aïssa (1999) est basé principalement sur les observations expérimentales sur un matériau gonflant très dense, appelé FoCa. Quelques concepts de base ont été pris du modèle de Barcelone (Gens *et al.*, 1992), avec des changements substantiels dus à l'absence des macropores dans les argiles fortement compactées. La courbe de gonflement critique CSC introduite dans le modèle est originale, elle permet de traduire de façon satisfaisante le couplage hydrique-mécanique.

Le modèle semble être en même temps simple et performant : simple parce que c'est un modèle élastique non linéaire, seulement exigeant six paramètres ; performant parce que les simulations, réalisées par Cui *et al.*, (1998) sur l'argile FoCa, fournissent des prévisions tout à fait satisfaisantes, sous sollicitation hydrique et mécanique. En revanche, la validation du modèle n'est pas encore réalisée sur d'autres matériaux gonflants fortement compactés. Des améliorations de ce modèle devront également être effectuées pour qu'il prenne en compte le chemin de contrainte suivi ainsi que l'effet de l'anisotropie.

## II.4- CONCLUSION

Les premières approches de la mécanique des sols non saturés ont visé à étendre l'utilisation d'une contrainte unique, fonction de la contrainte totale et de la succion, qui permettrait l'extension de l'approche en contrainte effective aux sols non saturés. La majorité des auteurs utilise maintenant deux variables de contrainte indépendantes, qui sont le plus souvent la contrainte nette ( $\sigma - u_a$ ) et de la succion ( $u_a - u_w$ ).

La première modélisation permettant de prévoir les variations de volume des sols non saturés en fonction des variations de succion et de contrainte a été fournie, dans des conditions de degré de saturation croissant, par le concept de surface d'état de Matyas et Radhakrishna (1986). Cette approche, capable de rendre compte du phénomène d'effondrement, a également permis de déterminer les variations du degré de saturation.

La première approche élastoplastique intégrée reproduisant l'ensemble des traits de comportement caractéristiques des sols non saturés non gonflants et intégrant les aspects irréversibles des déformations est le modèle de Barcelone (*BBM*), dont l'intérêt principal réside dans la notion de courbe *LC*, définie dans le plan contrainte nette-succion ( $p^*, s$ ). Ce modèle reproduit correctement l'effondrement et les différentes irréversibilités rencontrées le long de chemins où la succion et la contrainte varient simultanément. Les aspects déviatoriques du modèle sont basés sur le modèle Cam-Clay modifié, avec un élargissement de la zone élastique avec l'augmentation de succion. La plupart des modèles développés depuis sont basés sur un concept de type *LC*. Cependant, ce modèle ne permet pas de décrire le comportement des sols non saturés dans des conditions non drainés car la définition des variations de teneur en eau ou du degré de saturation n'est pas considérée. Cette partie manquante du modèle *BBM* a été complétée par Wheeler (1996). Ce même auteur a également développé un modèle plus complet permettant de prendre en compte l'effet de l'hystérésis de la courbe de rétention sur le comportement élastoplastique des sols non saturés (Wheeler *et al.*, 2003).

Les modèles de comportement volumiques des sols gonflants compactés sont actuellement assez peu répandus, du fait de la spécificité de ces matériaux, et de la difficulté des études expérimentales couplées tenant compte des effets de changement de succion et de contrainte. Le modèle le plus connu est celui développé par le groupe de Barcelone (*BExM*), concernant des argiles de faible densité, et intègrent les phénomènes d'effondrement-gonflement liés à la double structure. Ce modèle permet de prendre en compte les particularités des sols gonflants, notamment lorsque le chemin de contrainte de l'essai comprend une humidification. Cependant, l'utilisation du modèle *BExM* apparaît complexe en raison du nombre élevé d'essais nécessaires à la définition des différentes surfaces de charge qu'il propose. Ainsi, ce modèle ne tient pas compte du comportement réversible des sols gonflants fortement compactés et de l'absence du phénomène d'effondrement pour ces types de sol.

Les études expérimentales réalisées par Cui *et al.*, (1998) et Yahia-Aïssa (1999) ont mis en évidence un seuil de densité, au-dessus duquel l'effondrement n'est plus observé, l'hydratation se traduisant par un gonflement même sous fortes contraintes. L'aspect réversible au niveau microscopique considéré dans le modèle de Barcelone (*BExM*) semble ainsi s'étendre au niveau macroscopique pour les fortes densités, du fait de la disparition de la macroporosité. Cette réversibilité permet aux auteurs d'aboutir à un modèle de comportement élastique assez simple.

Il est clair qu'il serait intéressant à présent de se consacrer à assurer la continuité entre le modèle de Barcelone pour les sols gonflants de faible densité et le modèle de Cui *et al.*, (1998) pour des sols gonflants plus denses, afin de proposer un modèle unique pour le comportement hydromécanique des sols gonflants.



***DEUXIÈME PARTIE***

**MODÉLISATION DES SOLS GONFLANTS  
NON SATURÉS DANS *CODE\_BRIGHT***



---

## ***CHAPITRE III***

# **IMPLANTATION DU MODÈLE *BExM* DANS LE CODE DE CALCUL CODE\_BRIGHT**

---





## Chapitre III

# Implantation du modèle *BExM* dans le code de calcul *Code\_Bright*

### III.1- INTRODUCTION

Parmi les modèles destinés aux sols gonflants non saturés, le modèle élastoplastique *BExM* permet de décrire tous les phénomènes hydromécaniques qui ont été constatés expérimentalement dans le cas de ces matériaux, notamment lorsque le chemin de contrainte hydrique comprend une humidification. L'implantation de ce modèle dans le code de calcul *Code\_Bright* fait l'objet principal de cette thèse.

Dans ce chapitre, nous allons décrire le code de calcul par éléments finis *Code\_Bright*, dans lequel le modèle *BExM* a été implanté, avant de détailler les différentes étapes du travail numérique de l'implantation de ce modèle ; la loi constitutive, donnant l'incrément de contrainte nette ( $d\sigma^*$ ) pour des incréments donnés de déformation ( $d\varepsilon$ ) et de succion ( $ds$ ) sera d'abord exposée sous une forme appropriée pour des programmes standards d'éléments finis, puis la méthode de résolution numérique et le principe de la programmation du modèle dans le code seront présentés, ensuite la détermination de la fonction de charge du modèle *BExM* sera décrite. Enfin, la validation du modèle et des procédures numériques implantées sera discutée.

### III.2- DESCRIPTION DU CODE DE CALCUL UTILISÉ : *CODE\_BRIGHT*

#### III.2.1- Introduction

*Code\_Bright* est un code de calcul aux éléments finis développé par le Département de Géotechnique et Geoscience de l'Université Polytechnique de Catalogne (Espagne) depuis 1996, pour l'analyse des problèmes couplés thermo-hydro-mécaniques dans des géomatériaux (Olivella *et al.*, 1996). La formulation de ces problèmes est basée sur l'approche compositionnelle qui suppose que le milieu poreux se compose de trois phases : solide, liquide et gazeuse. La phase solide contient les agrégats solides, la phase liquide contient l'eau et l'air dissous, et la phase gazeuse contient l'air et la vapeur d'eau.

Les équations qui régissent un problème thermo-hydro-mécanique peuvent être classées par catégorie dans trois groupes principaux : les équations d'équilibre, les équations constitutives et les restrictions d'équilibre. Les équations d'équilibre établissent les conditions de la conservation de la masse d'eau, conservation de la masse d'air, conservation de l'énergie et de l'équilibre mécanique. Elles sont résolues simultanément pour tenir compte, d'une façon appropriée, des diverses combinaisons entre les phénomènes. Les inconnues sont les déplacements ( $u$ ), la pression du liquide ( $P_l$ ), la pression du gaz ( $P_g$ ) et la température ( $T$ ). Les équations constitutives établissent le lien

entre ces inconnues et les variables dépendantes. Par exemple, le degré de saturation sera calculé en utilisant une courbe de rétention (courbe donnant la variation de la teneur ( $\theta$ ) ou du degré de saturation ( $S_r$ ) en fonction de la succion du sol ( $s$ ) :  $\theta(s)$  ou  $S_r(s)$ ), qui dépend de la température et de la pression de liquide. Les équations régissant sont finalement écrites en termes d'inconnues quand les équations constitutives sont substituées dans les équations d'équilibre. Les relations qui relient les variables dépendantes avec les inconnues sont les restrictions d'équilibre. Elles sont obtenues en supposant l'équilibre chimique pour la dissolution de différentes espèces (air et vapeur) dans les phases (liquide et gazeuse).

Plusieurs modèles mécaniques ont été implantés dans ce code dont le modèle élastoplastique pour les sols non saturés non gonflants *BBM* (Vaunat *et al.*, 2000b). Cependant, le modèle implanté ne prend pas en compte l'existence de surface de charge en succion (*Suction Increase*). Donc, il n'est pas capable d'analyser des problèmes couplés hydromécaniques.

*Code\_Bright* modélise également les transferts d'eau liquide et vapeur, en intégrant l'évaporation et la condensation, qui sont fonction des champs de température et de concentration en vapeur (couplés avec les variables mécaniques).

Une description plus détaillée de ce code est présentée dans l'annexe 1.

### III.2.2- Exemples d'applications

Nous avons analysé le fonctionnement de *Code\_Bright* à deux niveaux : dans un premier temps nous avons vérifié la programmation du modèle de comportement élastique par la simulation d'un tube épais homogène soumis à une pression interne dont la solution analytique est connue. Nous avons ensuite simulé des essais œdométriques à succion contrôlée sur un sol non gonflant (limon de Jossigny) pour vérifier la réponse du modèle numérique *BBM* implanté en comparant les résultats à des résultats expérimentaux.

#### III.2.2.1- Simulations d'un tube épais homogène soumis à une pression interne $p$

Pour valider des programmes de calcul numériques, beaucoup d'auteurs utilisent comme base de comparaison les solutions analytiques obtenues pour le tube épais (Wone, 1995 ; Mestat & Humbert, 2001 ; ...). La commodité de ce tube épais s'explique par le fait qu'il permet de vérifier plusieurs modélisations à la fois, à savoir les modélisations plane, axisymétrique et tridimensionnelle. Dans notre cas, le type de modélisation utilisé est axisymétrique et le sol est supposé élastique et représenté par le modèle de comportement élastique linéaire.

Dans le cas classique d'un tube épais homogène soumis à une pression interne " $p$ ", de rayon interne " $a$ " et de rayon externe " $b$ ", la solution analytique est donnée par les équation (III.1, III.2 et III.3).

- déplacement radial :

$$u_r = p \frac{(1-\nu)}{E} \frac{a^2}{b^2 - a^2} \left[ (1 - 2\nu) r + \frac{b^2}{r} \right] \quad (\text{III.1})$$

- contrainte radiale :

$$\sigma_{rr} = p \left[ \frac{a^2}{b^2 - a^2} \left( 1 - \frac{b^2}{r^2} \right) \right] \quad (\text{III.2})$$

- contrainte tangentielle :

$$\sigma_{\theta\theta} = p \left[ \frac{a^2}{b^2 - a^2} \left( 1 + \frac{b^2}{r^2} \right) \right] \quad (\text{III.3})$$

avec  $E$  le module d'Young,  $\nu$  le coefficient de Poisson et  $r$  le rayon.

Les équations ci-dessus ont été utilisées pour calculer le déplacement radial et les contraintes pour, une pression interne appliquée  $p = 1000$  kPa, un rayon interne  $a = 1$  m et un rayon externe  $b = 5$  m (fig. III.1). Le matériau considéré est un béton dont les caractéristiques élastiques utilisées pour le calcul numérique valent :  $E = 27000$  MPa et  $\nu = 0,2$ .

Les résultats des calculs effectués au moyen des formules analytiques (équations III.1, III.2 et III.3) et des calculs numériques effectués par *Code\_Bright* sont représentés sur les figures III.2, III.3 et III.4.

L'observation de ces deux graphiques montre que dans ce cas d'étude, le modèle numérique reproduit parfaitement la solution analytique.

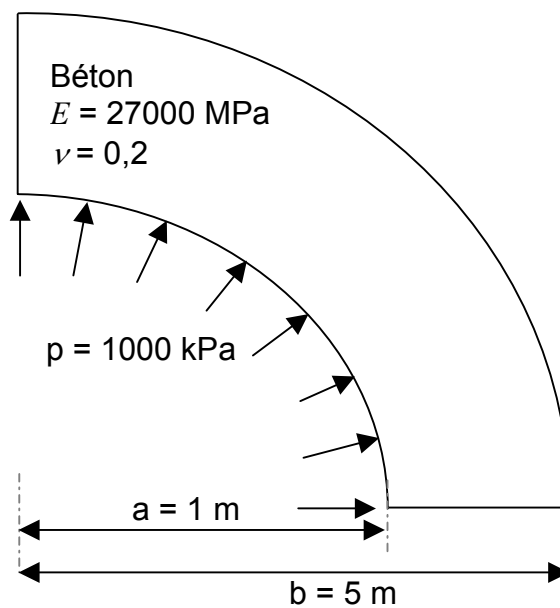


Figure III.1 - Dimensions du tube et chargement appliqué

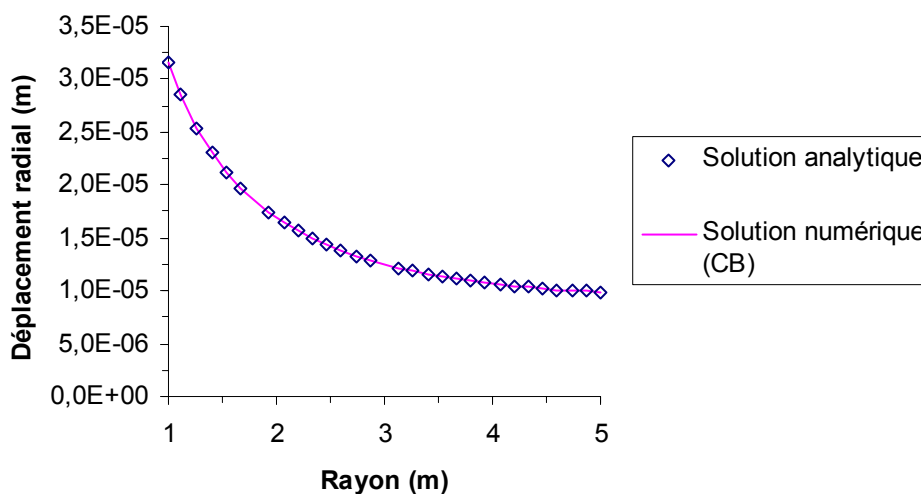


Figure III.2 - Variation des déplacements radiaux en fonction du rayon du tube

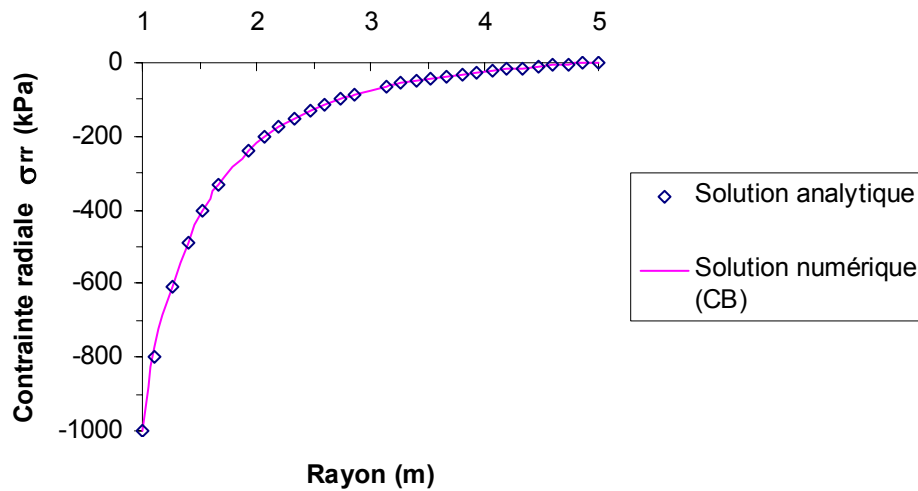


Figure III.3 - Variation des contraintes radiales en fonction du rayon du tube

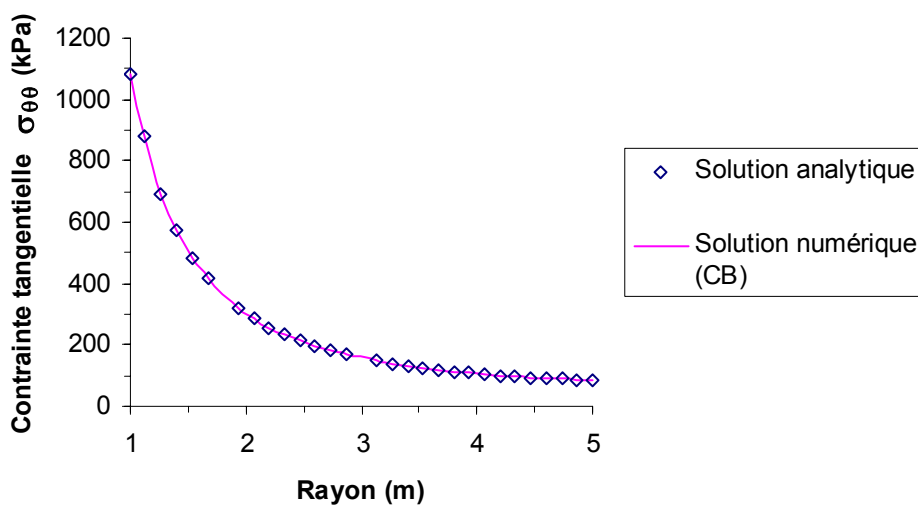


Figure III.4 - Variation des contraintes tangentielles en fonction du rayon du tube

### III.2.2.2- Simulation des essais œdométriques à succion imposée sur un sol non gonflant (limon de Jossigny)

Les résultats expérimentaux des essais œdométriques à succion contrôlée, rapportés par Vicol (1990), ont été employés pour vérifier l'applicabilité du modèle *BBM* et son implantation dans *Code\_Bright*. Nous nous intéressons dans ce paragraphe à la modélisation de ces essais œdométriques que Vicol a réalisés sur le limon de Jossigny.

#### a) Étude expérimentale

Les essais que nous avons choisis de modéliser sont des essais de chargement/déchargement sous succion constante (E18, E19, E20, E21 et E22) qui ont été réalisés respectivement à des succions  $s = 1500, 800, 400, 200$  et  $0$  kPa. La figure III.5 et le tableau III.1 permettent de visualiser précisément tous les chemins de contrainte dans le plan  $(\sigma_v, s)$ . L'état initial est repéré par le point "A". Ces essais débutent par une phase de modification de la succion sous une faible contrainte verticale constante (25 kPa), suivi d'une phase de chargement/déchargement œdométrique à succion constante jusqu'à une valeur de  $\sigma_v$  suffisante pour déterminer  $p_0(s)$  et  $\lambda(s)$ .

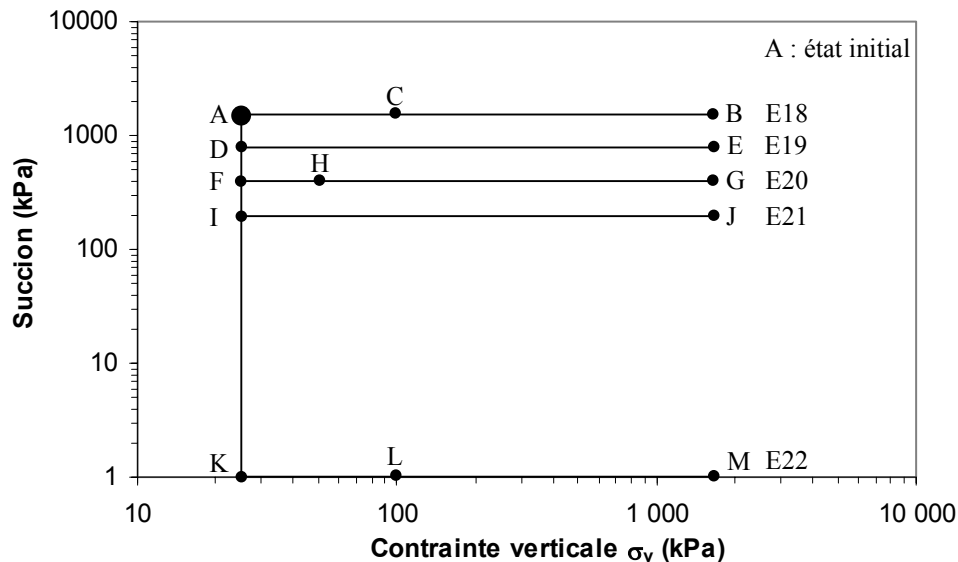


Figure III.5 - Chemins de contrainte suivis dans les essais de Vicol (1990)

Tableau III.1 - Description des chemins suivis

E18	E19	E20	E21	E21
A-B-C	A-D-E	A-F-G-H	A-I-J	A-K-M-L

En représentant les résultats des essais réalisés à succion constante dans le plan  $(e, \log \sigma_v)$  (fig. III.6), Vicol a vérifié que les courbes de compressibilité ont la même allure que celles des essais œdométriques sur sol saturé. Elles sont composées d'une partie initiale de faible compressibilité (domaine élastique), de pente  $\kappa$ , suivie d'une partie de plus grande compressibilité, de pente  $\lambda(s)$ . La transition se produit à la pression de préconsolidation  $p_0(s)$  qui s'accroît avec la succion. Les résultats des essais sont donnés dans le tableau III.2.

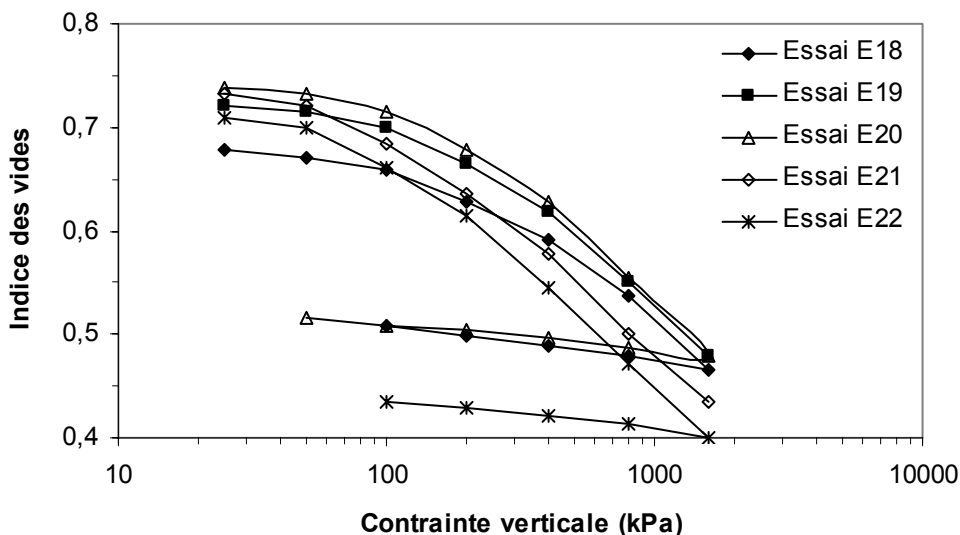


Figure III.6 - Variations de l'indice des vides avec la contrainte verticale pour les essais E18, E19, E20, E21 et E22 (Vicol, 1990)

Tableau III.2 - Résultats des essais de Vicol (1990)

	Essai E18 ( $s = 1500$ kPa)	Essai E19 ( $s = 800$ kPa)	Essai E20 ( $s = 400$ kPa)	Essai E21 ( $s = 200$ kPa)	Essai E22 ( $s = 0$ kPa)
$\kappa$	0,015	0,015	0,0171	0,0167	0,013
$\lambda(s)$	0,0986	0,099	0,0999	0,1025	0,1086
$p_0(s)$ (kPa)	230	215	180	120	85

### b) Détermination des paramètres du modèle *BBM*

Selon le modèle d'Alonso *et al.*, (1990), l'évolution de la pente de compression vierge en fonction de la succion fait intervenir deux paramètres ( $r$  et  $\beta$ ) et est donnée par l'équation III.4.

$$\lambda(s) = \lambda(0) [(1-r) \exp(-\beta s) + r] \quad (\text{III.4})$$

En reportant, dans cette équation, deux valeurs de  $\lambda(s)$  on obtient un système de deux équations à deux inconnues  $r$  et  $\beta$ ; si l'on fixe, par exemple,  $\lambda(400)$  et  $\lambda(800)$ , les deux paramètres prennent les valeurs suivantes :

$$r = 0,911$$

$$\beta = 0,00575 \text{ kPa}^{-1}$$

et l'équation III.4 devient :

$$\lambda(s) = 9,663.10^{-3} \exp(-5,75.10^{-3} s) + 0,09891$$

on peut alors calculer  $\lambda(200)$  et  $\lambda(1500)$  :

$$\lambda(200) = 0,102$$

$$\lambda(1500) = 0,0989$$

Ces deux valeurs étant très proche de celles déduites expérimentalement ( $\lambda(200) = 0,1025$  et  $\lambda(1500) = 0,0986$ ).

De la même façon, les cinq valeurs expérimentales de  $p_0(s)$ , indiquées dans le tableau III.2, vont permettre de déterminer l'équation de la courbe *LC* définie par l'équation III.5.

$$\frac{p_0(s)}{p_c} = \left[ \frac{p_0^*}{p_c} \right]^{\frac{\lambda(0)-k}{\lambda(s)-k}} \quad (\text{III.5})$$

La valeur moyenne du coefficient de compressibilité élastique,  $\kappa$ , étant égale à 0,015.

En fixant, par exemple,  $p_0(400)$  et  $p_0(800)$  (respectivement 180 kPa et 215 kPa), les deux inconnues  $p_0^*$  et  $p_c$  prennent les valeurs suivantes :

$$p_0^* = 36,64 \text{ kPa}$$

$$p_c = 6,3528.10^{-6} \text{ kPa}$$

et l'équation III.5 s'écrit sous la forme de l'équation III.6.

$$\left[ \frac{p_0(s)}{6,3528.10^6} \right] = [576,8.10^4]^{\frac{0,09357}{\lambda(s)-0,015}} \quad \text{avec } p_0(s) \text{ en kPa} \quad (\text{III.6})$$

on calcul alors les autres valeurs de  $p_0(s)$  :

$$p_0(200) = 119,41 \text{ kPa}$$

$$p_0(1500) = 220 \text{ kPa}$$

Ces dernières étant proches des valeurs expérimentales ( $p_0(200) = 120 \text{ kPa}$  et  $p_0(1500) = 230 \text{ kPa}$ ).

### c) Résultats des simulations

La modélisation par le modèle *BBM* implanté dans *Code\_Bright* des essais avec les paramètres obtenus, permet de comparer les résultats numériques et expérimentaux.

Le sol est supposé élastoplastique et représenté par le modèle d'Alonso *et al.*, (1990). Les paramètres de ce modèle utilisés dans la simulation sont rassemblés dans le tableau III.3.

Tableau III.3 - Paramètres du modèle de Barcelone *BBM*

$\kappa$	$\lambda(0)$	$\beta \text{ (kPa}^{-1}\text{)}$	$r$	$p_0^* \text{ (kPa)}$	$p_c \text{ (kPa)}$
0,015	0,1086	$5,75 \cdot 10^{-3}$	0,911	36,64	$6,3528 \cdot 10^{-6}$

Les figures III.7, III.8, III.9 et III.10 présentent la comparaison entre les résultats numériques effectués par *Code\_Bright* et expérimentaux des essais E18, E19, E20 et E21 respectivement. Elles montrent que le modèle numérique reproduit correctement les résultats expérimentaux, tant pour la phase de chargement que pour la phase de déchargement.

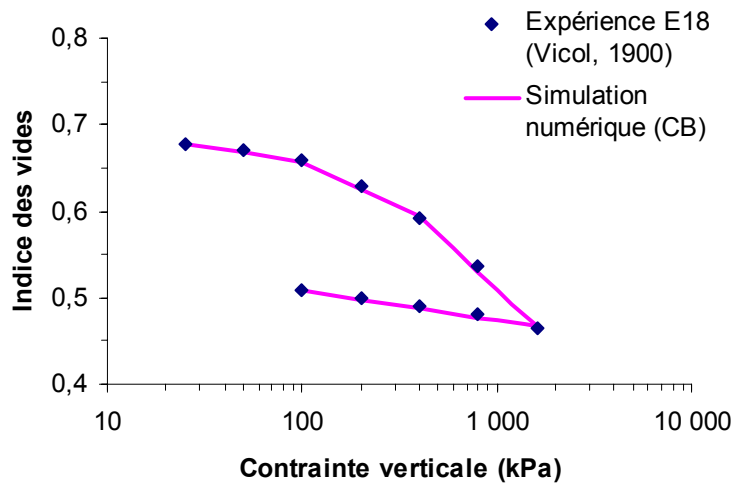


Figure III.7 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour l'essai E18

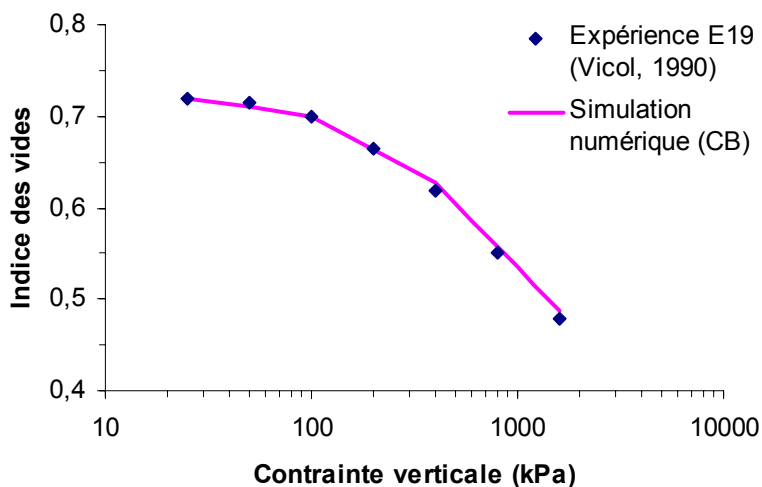


Figure III.8 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour l'essai E19



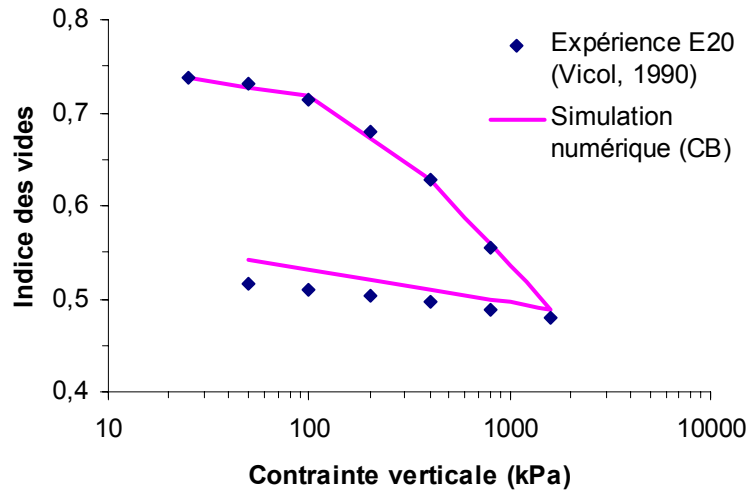


Figure III.9 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour l'essai E20

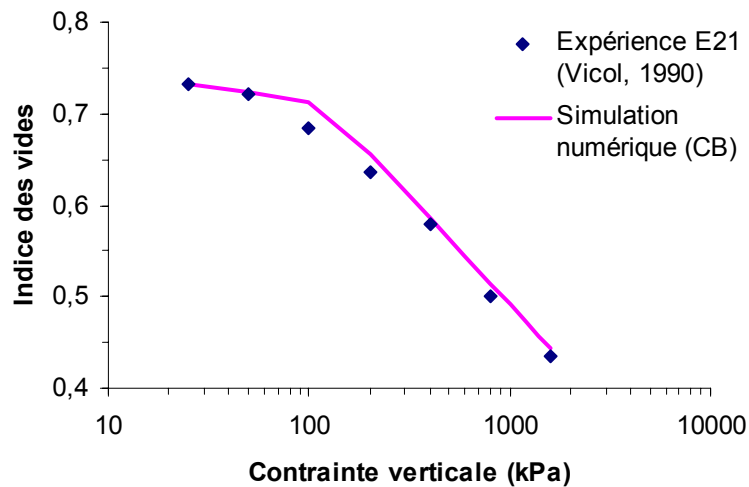


Figure III.10 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour l'essai E21

Cependant, nous avons remarqué que dans l'implantation de ce modèle dans *Code\_Bright*, la surface de charge (*SI*) n'a pas été considérée. Donc, le modèle *BBM* implanté n'est pas capable d'analyser des problèmes couplés hydromécaniques où le chemin de contraintes comporte une phase de séchage de forte amplitude.

Ainsi, ce modèle de base n'est pas capable de rendre compte du comportement hydromécanique des sols gonflants. Ceci est dû au fait qu'il ne prend en compte ni le gonflement irréversible lors de l'humidification, ni l'augmentation de la compressibilité du sol associé au gonflement. D'où la nécessité d'implanter dans ce code un modèle élastoplastique permettant de reproduire le comportement hydromécanique des sols gonflants. Nous avons opté pour le modèle de Barcelone *BExM* car il permet de décrire tous les phénomènes qui ont été constatés expérimentalement dans le cas de ces matériaux. La description de l'implantation de ce modèle dans *Code\_Bright* fera le sujet de la partie suivante.

### III.3- IMPLANTATION DU MODELE *BExM* DANS LE CODE DE CALCUL *CODE\_BRIGHT*

Cette partie est consacrée à la présentation des différentes étapes du travail numérique effectué pour implanter le modèle de Barcelone destiné aux sols gonflants *BExM* dans le code de calcul *Code\_Bright*. Quelques notions de plasticité sont d'abord exposées, puis l'expression reliant les changements de contrainte en fonction des changements de

déformation et des incréments de la succion est présentée sous une forme appropriée pour des programmes standards d'éléments finis, ensuite la méthode de résolution numérique et le principe de la programmation sont décrits. Enfin, la détermination de la fonction de charge du modèle *BExM* selon deux approches est détaillée.

### III.3.1- Notions de plasticité

Le comportement élastoplastique repose sur les deux concepts fondamentaux suivants :

- le critère de plasticité, qui généralise la notion de seuil de plasticité mise en évidence dans les expériences de sollicitations uniaxiales ;
- la règle d'écoulement plastique, qui définit, dans le cas des sollicitations multiaxiales, le mode d'évolution de la déformation plastique.

#### III.3.1.1- Notion de surface de charge

Le domaine d'élasticité est défini par une fonction scalaire  $F$  de la contrainte  $\underline{\underline{\sigma}}$  et de la succion  $s$ , appelée fonction de charge du matériau. Cette fonction est telle que :

- $F(\underline{\underline{\sigma}}, s) < 0$  correspond à l'intérieur du domaine ;
- $F(\underline{\underline{\sigma}}, s) = 0$  correspond à la frontière du domaine ;
- $F(\underline{\underline{\sigma}}, s) > 0$  correspond à l'extérieur du domaine.

On appelle également *critère d'élasticité*, la condition  $F(\underline{\underline{\sigma}}, s) < 0$ , et *critère de plasticité*, la condition  $F(\underline{\underline{\sigma}}, s) = 0$ . Pour le matériau écrouissable, le domaine d'élasticité dépend de l'état d'écrouissage, que l'on représente par une variable  $\chi$  introduite dans l'expression de la surface de charge, qui est par conséquent notée  $F(\underline{\underline{\sigma}}, s, \chi)$ .

#### III.3.1.2- Notion de règle d'écoulement

Soit  $(\underline{\underline{\sigma}}, s, \chi)$  un état de contraintes et un état d'écrouissage correspondant à une étape de chargement donnée. Si cet état est tel que  $F(\underline{\underline{\sigma}}, s, \chi) < 0$ , l'état de contraintes est donc à l'intérieur du domaine d'élasticité actuel, alors la variation de déformation est purement élastique :

$$d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^e \quad (\text{III.7})$$

Si cet état est tel que  $F(\underline{\underline{\sigma}}, s, \chi) = 0$ , l'état des contraintes se trouve sur la frontière du domaine. Pour décrire dans ce cas le comportement du matériau, il convient de distinguer deux situations selon que le point matériel est en chargement ou en déchargement. Lorsque l'état de contrainte actuel  $(\underline{\underline{\sigma}}, s)$  est situé sur la surface du domaine et a tendance à sortir de cette surface, le matériau est dit en chargement ; de façon mathématique, cette condition s'écrit :

Il y a chargement si :	Il y a déchargement si :
$F(\underline{\underline{\sigma}}, s, \chi) = 0$	$F(\underline{\underline{\sigma}}, s, \chi) = 0$
$\frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : d\underline{\underline{\sigma}} > 0$	$\frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : d\underline{\underline{\sigma}} < 0$
$d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^e + d\underline{\underline{\varepsilon}}^p$	$d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^e$

La règle d'écoulement a pour objet d'exprimer  $d\underline{\underline{\varepsilon}}^p$  en fonction de  $\underline{\underline{\sigma}}$  et de  $d\underline{\underline{\sigma}}$ , et de l'état d'érouissage représenté par  $\chi$ . Ceci peut être fait en tenant compte du *principe du travail plastique maximal* énoncé par Hill (1950), qui donne la relation III.8, pour un point régulier de la frontière d'élasticité.

$$d\underline{\underline{\varepsilon}}^p = \lambda \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}, \quad \lambda > 0 \quad (\text{III.8})$$

où  $\lambda$  désigne le multiplicateur plastique. Dans ce cas, toutes les vitesses de déformation possibles sont coaxiales à la normale extérieure à la frontière et ne dépendent que du scalaire  $\lambda$ , qui est non nul si et seulement si le point matériel est en état de chargement.

On introduit également, lorsqu'il y a érouissage, la variable  $H(\underline{\underline{\sigma}}, s, \chi)$ , appelée module d'érouissage et définie par la relation III.9.

$$H \lambda = \left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T : d\underline{\underline{\sigma}} + \frac{\partial F}{\partial s} ds \quad (\text{III.9})$$

On dit qu'un matériau est *standard* s'il obéit à ce principe de travail plastique maximal ; son potentiel plastique est dit associé. Ceci est en général vrai pour les métaux et autres matériaux dont le critère de plasticité est indépendant de la contrainte moyenne. Dans les autres cas, fréquemment rencontrés dans les sols, le matériau est dit *non standard* et on introduit un potentiel plastique  $G$ , différent de la fonction de charge  $F$ , et la règle d'écoulement est exprimée par l'équation III.10.

$$d\underline{\underline{\varepsilon}}^p = \lambda \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}, \quad \lambda > 0 \quad (\text{III.10})$$

Dans ce cas, la règle d'écoulement est dite non associée à la surface de charge. Le potentiel plastique  $G$  définit la direction de la vitesse de déformation plastique. Dans notre cas, nous avons considéré que le modèle est associatif. Ceci implique qu'il n'y a pas une différence entre le potentiel plastique et la fonction de charge ( $F \equiv G$ ). Cette hypothèse peut être considérée comme étant restrictive pour les sols en général, mais acceptable dans une première approximation par manque de données expérimentales.

### III.3.2- Formalisme mathématique de l'élastoplasticité des sols non saturés

La réponse élastoplastique d'un sol non saturé peut être définie par une famille de surfaces de charge  $F_n$  (équation III.11).

$$F_n(\underline{\underline{\sigma}}, s, \chi) = 0 \quad (\text{III.11})$$

Dans ce qui suit, nous allons faire une description mathématique de l'élastoplasticité pour les sols non saturés dans le cas où une seule surface de charge est définie ( $n = 1$ ) (Ledesma *et al.*, 1995 et Hicher & Shao, 2002).

Décomposons le tenseur de déformations en une partie élastique et une partie plastique :

$$d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^e + d\underline{\underline{\varepsilon}}^p \quad (\text{III.12})$$

La relation "contraintes - déformations" pour les sols élastoplastiques s'écrit :

$$d\underline{\underline{\varepsilon}}^e = D_e^{-1} d\underline{\underline{\sigma}} + h_e \underline{\underline{I}} ds \quad (\text{III.13})$$

$$d\underline{\underline{\varepsilon}}^p = \lambda \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (\text{III.14})$$

avec :

$h_e$  : un vecteur qui tient compte de l'effet du changement de succion sur les déformations élastiques ;

$\underline{\underline{I}}$  : le tenseur unité

$D_e$  : la matrice élastique donnée par l'équation III.15.

$$D_e = \begin{pmatrix} K + \frac{4}{3}G & K - \frac{2}{3}G & K - \frac{2}{3}G & 0 & 0 & 0 \\ K - \frac{2}{3}G & K + \frac{4}{3}G & K - \frac{2}{3}G & 0 & 0 & 0 \\ K - \frac{2}{3}G & K - \frac{2}{3}G & K + \frac{4}{3}G & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & G & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & G \end{pmatrix} \quad (III.15)$$

où  $K$  est le module de compressibilité et  $G$  est le module de cisaillement.

Nous pouvons écrire à partir des relations (III.12), (III.13) et (III.14) :

$$d\underline{\underline{\sigma}} = D_e d\underline{\underline{\varepsilon}} - \lambda D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} - D_e h_e \underline{\underline{I}} ds \quad (III.16)$$

En supposant  $F_e = D_e h_e$  et en multipliant la relation (III.16) par  $\left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T$ , nous obtenons :

$$\left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T d\underline{\underline{\sigma}} = \left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T D_e d\underline{\underline{\varepsilon}} - \lambda \left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} - \left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T F_e \underline{\underline{I}} ds \quad (III.17)$$

L'expression de  $F_e$  est par l'équation III.18.

$$F_e = \begin{pmatrix} K \left( \frac{\kappa_s}{1+e} \right) \left( \frac{1}{s+p_{atm}} \right) \\ K \left( \frac{\kappa_s}{1+e} \right) \left( \frac{1}{s+p_{atm}} \right) \\ K \left( \frac{\kappa_s}{1+e} \right) \left( \frac{1}{s+p_{atm}} \right) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (III.18)$$

Avant de définir complètement la relation de comportement, il convient d'exprimer le multiplicateur plastique, soit en fonction de l'incrément de déformation pour un chemin en

déformation imposée, soit en fonction de l'incrément de contrainte pour un chemin en contrainte imposée. Ce calcul est effectué en appliquant la condition de consistance  $dF = 0$ , qui indique que l'état de contraintes mécanique et hydrique doit rester sur la surface de charge au cours de chargement ( $F = 0$ ). Cette condition de consistance s'écrit :

$$dF = \left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T d\underline{\underline{\sigma}} + \frac{\partial F}{\partial s} ds + \frac{\partial F}{\partial \chi} d\chi = 0 \quad (\text{III.19})$$

Nous savons en plus d'après les équations (III.9) et (III.10) que :

$$\left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T d\underline{\underline{\sigma}} = H \lambda - \frac{\partial F}{\partial s} ds \quad (\text{III.20})$$

avec :

$$H = -\frac{1}{\lambda} \frac{\partial F}{\partial \chi} d\chi = -\frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \frac{\partial F}{\partial \chi} \frac{\partial \chi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}^p} \quad (\text{III.21})$$

En résolvant les équations (III.17) et (III.20) nous obtenons l'expression du multiplicateur de plasticité :

$$\lambda = \frac{\left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T D_e d\underline{\underline{\varepsilon}} - \left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T F_e I ds + \frac{\partial F}{\partial s} ds}{H + \left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}} \quad (\text{III.22})$$

Supposons que :

$$H_{cr} = -\left[ \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right]^T D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (\text{III.23})$$

Également, à partir des relations précédentes, une loi incrémentale liant les incréments de déformation et de succion aux incréments de contrainte peut s'écrire (équation III.24).

$$d\underline{\underline{\sigma}} = \left\{ D_e - \frac{D_e \left( \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right) \left( \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right)^T D_e}{H - H_{cr}} \right\} d\underline{\underline{\varepsilon}} - \left\{ F_e + \left[ -\left( \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right)^T F_e + \frac{\partial F}{\partial s} \right] \frac{D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}}{H - H_{cr}} \right\} ds \quad (\text{III.24})$$

Si l'on pose :

$$H_1 = H - H_{cr} \quad (\text{III.25})$$

$$D_{\varepsilon\varepsilon}^p = \frac{1}{H_1} D_e \left( \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right) \left( \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right)^T D_e \quad (\text{III.26})$$

$$F_{s\varepsilon}^p = \frac{1}{H_1} \left( \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right)^T F_e D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (\text{III.27})$$

$$F_{ss}^p = \frac{1}{H_1} \frac{\partial F}{\partial s} D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (\text{III.28})$$

La relation (III.24) devient :

$$d\underline{\underline{\sigma}} = (D_e - D_{\varepsilon\varepsilon}^p) d\underline{\underline{\varepsilon}} - (F_e - F_{s\varepsilon}^p - F_{ss}^p) \underline{\underline{I}} ds \quad (\text{III.29})$$

L'équation (III.29) donne les incréments de contrainte dus aux incréments connus de déformation et de succion. Elle est donc l'expression appropriée à un programme d'éléments finis. Le premier terme de cette équation correspond à la formulation classique des problèmes d'élastoplasticité. Le deuxième terme considère l'effet des variations de la succion.

### III.3.3- Description des méthodes de résolution numérique

D'une façon générale, un algorithme de résolution en comportement non-linéaire est composé de deux niveaux (Mestat, 1993) :

- un niveau global, où est effectué le calcul du champ de déplacements aux nœuds de la structure discrétisée par l'inversion d'un système d'équations algébriques ;
- un niveau local, où est effectué le calcul du tenseur des contraintes en un point matériel (point d'intégration interne à l'élément fini) à partir du tenseur de déformations et de l'histoire d'un certain nombre de quantités tensorielles ou scalaires.

#### III.3.3.1- Généralités sur la méthode de résolution

Le traitement par la méthode des éléments finis de type "déplacement" d'un problème mécanique ou hydromécanique conduit, d'une façon générale, à la résolution d'un système d'équations algébriques de la forme suivante :

$$\phi(u, \lambda) = R(u) - \lambda(t) P = 0 \quad (\text{III.30})$$

$\phi$  est appelé vecteur résidu, il exprime l'état de déséquilibre de la structure à un instant  $t$  pour la sollicitation appliquée,  $u$  désigne le vecteur des déplacements des nœuds de la discrétisation spatiale,  $R(u)$  est le vecteur des forces nodales correspondant aux contraintes dans la structure à l'instant  $t$ ,  $P$  représente le vecteur de chargement total appliqué à la structure et  $\lambda(t)$  la proportion du chargement exercée à l'instant  $t$ .

La solution du système d'équations est en fait un couple  $(u, \lambda)$  associant la réponse en déplacements de la structure à la sollicitation qu'elle subit. La résolution analytique de ce système d'équations est souvent impossible à cause des non-linéarités introduites par les lois de comportement. Un processus itératif est alors nécessaire.

#### III.3.3.2- Principe de la résolution par un processus itératif

Un processus itératif est souvent utilisé pour résoudre les systèmes d'équations en comportement non-linéaire. Il est basé sur une méthode de linéarisation des équations d'équilibre, qui consiste à trouver une matrice  $K$  telle que, si  $u_1$  et  $u_2$  sont deux champs de déplacements à des instants de sollicitations différentes et  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  les facteurs de charge correspondant, on ait :

$$\phi(u_2, \lambda_2) = \phi(u_1, \lambda_1) + K(u_2 - u_1) - (\lambda_2 - \lambda_1) P \quad (\text{III.31})$$

où  $\phi$  désigne le vecteur résidu linéarisé.

Le calcul direct de la matrice de rigidité généralisée  $K$  est souvent impossible : c'est pour cela que l'on construit généralement une approximation de celle-ci. Les techniques de construction des matrices d'approximation sont multiples et donnent chacune un schéma de résolution.

Supposons la matrice  $K$  construite, et  $(u_0, \lambda_0)$  une solution approchée du système précédent telle que  $\|\phi(u_0, \lambda_0)\| \neq 0$ , où  $\|\cdot\|$  représente la norme euclidienne. Alors la solution de  $\phi(u_0 + \Delta u, \lambda_0 + \Delta \lambda) = 0$  constitue une nouvelle approximation de la solution exacte ; si celle-ci existe,  $u_1$  est déterminé par la résolution suivante :

$$\Delta u = u_1 - u_0 = -K^{-1} \{ \phi(u_0, \lambda_0) - (\lambda_1 - \lambda_0) P \} \quad (\text{III.32})$$

On peut construire ainsi un processus itératif. Pour une itération  $i$ ,  $K_i$  et  $\phi(u_i, \lambda_i)$  sont calculés, puis  $u_{i+1}$  est déterminé si la matrice  $K_i$  est inversible par la relation :

$$\Delta u_i = u_{i+1} - u_i = -K_i^{-1} \{ \phi(u_i, \lambda_i) - (\lambda_{i+1} - \lambda_i) P \} \quad (\text{III.33})$$

Pour construire effectivement la suite  $(u_i, \lambda_i)$ , il est indispensable de disposer d'une relation complémentaire, liant le facteur de charge et le champ de déplacements, afin de disposer d'autant d'équations que d'inconnues.

Pour résoudre les lois de comportement étudiés en mécanique des sols, la relation utilisée s'écrit  $\Delta \lambda_i = 0$ . Le facteur de charge est imposé et fixé pour toutes les itérations du calcul ( $\lambda_i = \lambda$ ), c'est le processus itératif classique. Dans le cas d'une modélisation unidimensionnelle, la solution du problème est l'intersection entre la droite de chargement imposé et la courbe représentant le comportement non-linéaire (fig. III.11).

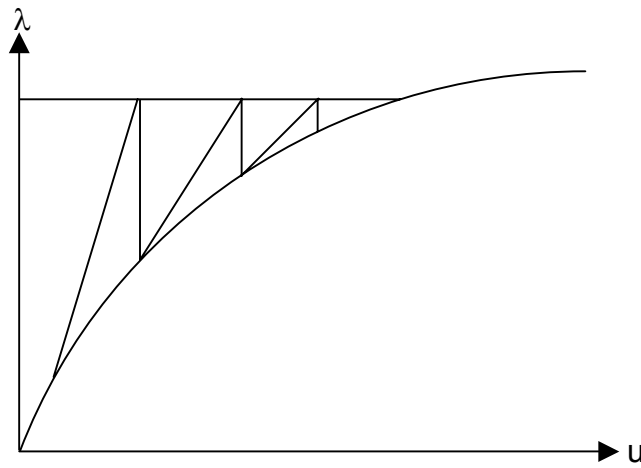


Figure III.11 - Résolution classique  $\Delta \lambda_i = 0$

### III.3.3.3- Algorithme de résolution en comportement non linéaire

Si la suite des déplacements  $u_i$  converge, sa limite est solution du problème  $\phi(u, \lambda) = 0$ . Pour que ces résultats deviennent valables, il convient de calculer avec soin le vecteur résidu à chaque itération. En effet, le processus itératif suppose que la loi de comportement permet de calculer la valeur exacte du déséquilibre, ou résidu, en fonction de la seule connaissance des quantités actualisées (déplacements, facteur de charge, quantités non linéaires).

Si  $B$  représente la matrice des dérivées des fonctions d'interpolation et  $\Omega$  le domaine de discrétisation, le vecteur résidu s'écrit :

$$\phi(u_{i+1}, \lambda) = -\lambda P + \int_{\Omega} B^T \sigma_{i+1} d\Omega \quad (\text{III.34})$$

Afin de réduire ce risque d'erreur dans le calcul du vecteur résidu, il est prudent de procéder au chargement de façon incrémentale. Le chargement total  $P$  à appliquer est divisé en un nombre fini d'accroissements dont la définition est liée, si possible, à des étapes réelles de la construction ou du chargement de la structure. Seuls les accroissements, ou incréments, ont une signification physique ; en revanche, les itérations n'ont pas de signification physique, puisque les résultats ne vérifient pas simultanément le système d'équilibre et les équations de la loi de comportement. Toutes ces considérations permettent de construire l'algorithme de résolution pour un problème en comportement non-linéaire (fig. III.12). Cet algorithme est très général, il est valable pour toutes les lois de comportement, incrémentales ou non. Au cours d'une itération, ces lois interviennent à

deux niveaux : d'une part, dans la construction de la matrice de rigidité  $K$  et, d'autre part, dans le calcul du tenseur des contraintes en chaque point d'intégration.

L'utilisateur fixe les paramètres du processus de convergence. Il en existe deux : le nombre d'itérations à ne pas dépasser et la tolérance admise sur la solution qu'il souhaite obtenir. Dans tous les cas, le critère de convergence doit satisfaire une double condition sur la vérification de l'équilibre et de la loi de comportement, ainsi que sur la tolérance de la solution.

Ainsi, il y a convergence lorsque, pour le pas de temps considéré et pour tout nœud du maillage, les différences maximales entre deux itérations successives de la solution (déplacements, pressions de l'eau et de l'air) atteignent une tolérance fixée préalablement par l'utilisateur. On considère qu'il y a, au contraire, divergence du processus itératif et donc arrêt du programme, lorsque l'on dépasse sans converger un nombre d'itérations fixé également par l'utilisateur.

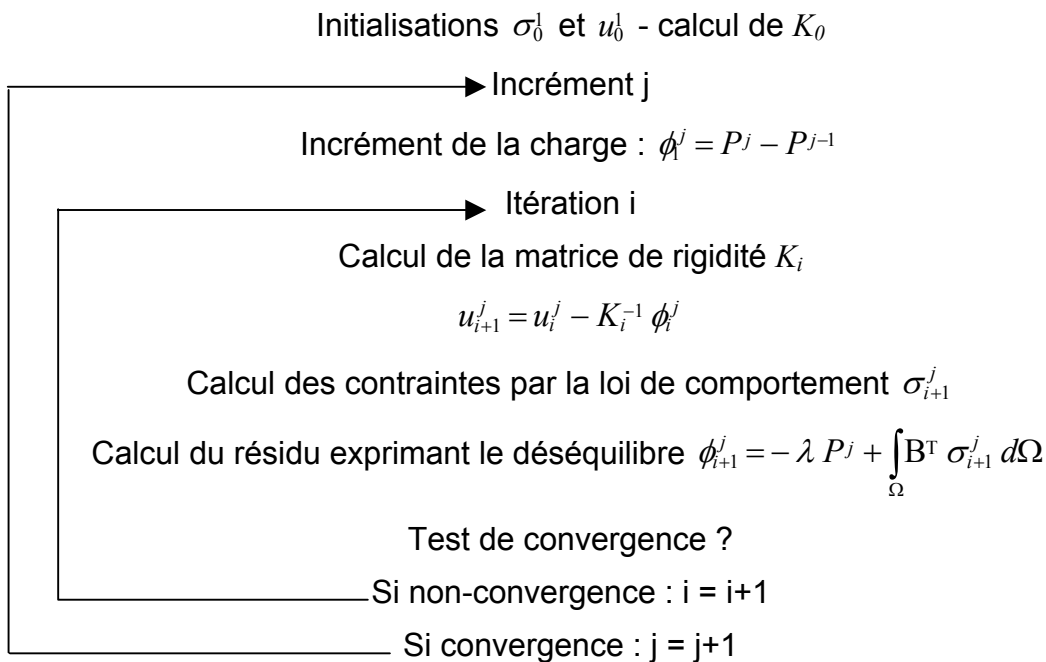


Figure III.12 - Algorithme de résolution en comportement non-linéaire, où  $B$  représente la matrice des dérivées des fonctions d'interpolation,  $\sigma_i^j$  le tenseur des contraintes à l'itération  $i$  et de l'incrément  $j$  et  $\Omega$  le maillage

### III.3.3.4- Expression de la matrice de rigidité tangente

La matrice de rigidité tangente  $K$  est construite par une procédure de linéarisation du vecteur résidu. Une façon classique de procéder consiste à effectuer un développement limité au premier ordre de l'équation représentant l'équilibre du système mécanique :

$$\phi(u + \Delta u) \approx \phi(u) + \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial u} \right\} \Delta u \quad \text{(III.35)}$$

On appelle matrice de rigidité tangente, pour l'itération  $i$  d'un incrément  $j$ , la matrice définie par la relation :

$$K_i^j = - \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial u} \right\} \quad \text{(III.36)}$$

Ce procédé de construction de la matrice  $K_i^j$  est appelé *méthode de Newton-Raphson*. Toutefois, le calcul exact de la matrice tangente à une itération quelconque est très rarement possible car il faut estimer les dérivées partielles du vecteur résidu par rapport



au champ de déplacements ( $u_i$ ). Autrement dit, en supposant que le domaine  $\Omega$  ne varie pas avec le champ de déplacements (hypothèses des petites déformations), il est nécessaire de calculer l'expression suivante, écrite sous une forme symbolique :

$$\frac{\partial \phi}{\partial u} = \int_{\Omega} B^T \frac{\partial \sigma}{\partial u} d\Omega = \int_{\Omega} B^T \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} B d\Omega \quad (\text{III.37})$$

Toute la difficulté est alors reportée sur le calcul du tenseur  $(\partial \underline{\sigma} / \partial \underline{\varepsilon})$ . Devant l'impossibilité de ce calcul, les auteurs confondent, d'une manière générale, ce tenseur avec le tenseur de comportement élastique  $D_e$  reliant les déformations et les contraintes incrémentales et donné par l'équation (III.15). La matrice  $K$  est alors de la forme :

$$K = - \int_{\Omega} B^T D_e B d\Omega \quad (\text{III.38})$$

### III.3.3.5- Méthode d'intégration numérique de la relation élastoplastique contrainte-déformation

Nous avons vu que la relation contrainte-déformation (équation III.24) est formulée sous forme d'équation différentielle ordinaire. Cette équation peut être résolue en utilisant des procédures d'intégration appropriées, également connues sous le nom de « méthodes d'intégration de contrainte ». Plusieurs méthodes d'intégration numériques ont été proposées afin d'implémenter les modèles élastoplastiques dans des codes de calcul aux éléments finis. Deux familles principales des algorithmes peuvent être distinguées : ceux basés sur la méthode d'Euler explicite et les algorithmes basés sur la méthode d'Euler implicite.

Les algorithmes basés sur la méthode explicite ont été intensivement utilisés pour l'intégration de contrainte des modèles élastoplastiques. Par exemple, les algorithmes proposés par Wissman & Hauck (1983), Sloan (1987), Sloan & Booker (1992), Garcia Molina *et al.* (1996), Abbo (1997), Potts & Zdravković (1999), Sloan *et al.* (2001) et Sheng *et al.* (2002). Les versions les plus raffinées de ces algorithmes combinent des techniques des progressions automatiques avec contrôle des erreurs et corrections après écrouissage de la position de la surface de charge. Un avantage de ce genre d'algorithmes est qu'ils ne sont pas itératifs. Ils présentent alors un intérêt particulier quand des modèles fortement non linéaires sont considérés. D'ailleurs, ces algorithmes utilisent la forme standard de la loi élastoplastique, ainsi, seulement les premiers dérivées de la surface de charge et du potentiel plastique sont exigés. D'un point de vue informatique, c'est un aspect de grand intérêt (réduction de temps de calcul CPU). Finalement, si ces avantages sont combinés avec la possibilité de maintenir un fort contrôle des erreurs dans les contraintes, cet algorithme devient très attrayant pour l'implanter dans un code de calcul aux éléments finis, particulièrement si le modèle élastoplastique considéré est fortement non linéaire.

Une discussion complète concernant les différentes méthodes d'intégration de contrainte implicites peut être trouvée dans plusieurs livres, tel que par exemple Crisfield (1991) et Simo & Hughes (1998). Concernant leurs applications aux modèles de mécanique des sols, les travaux de Borja & Lee (1990), Borja (1991), Potts & Ganendra (1992, 1994), Abbo (1997), Vaunat *et al.* (2002b) et Tamagnini *et al.* (2002) peuvent être soulignés. Trois avantages principaux de cette méthode peuvent être mentionnés : elle ne nécessite pas la détermination de l'intersection avec la surface de charge s'il y a changement de comportement en un point d'intégration de l'état élastique à l'état plastique, les contraintes satisfont automatiquement le critère de plastification (à une tolérance indiquée), et elle fournit toutes les informations nécessaires pour évaluer la matrice tangente (Simo & Taylor, 1985), qui donne un taux quadratique de convergence pour la méthode de Newton-Raphson globale. Dans une méthode implicite, le système des équations non

linéaires doit être résolu itérativement à chaque point d'intégration de la maille. Si la méthode de Newton-Raphson est utilisée pour résoudre ce système, les deuxièmes dérivées de la surface de charge et du potentiel plastique doivent être déterminés. Le calcul de ces deuxièmes dérivées (par rapport aux contraintes) est une imperfection de la méthode implicite ; en raison du temps (CPU) consommé pour leur évaluation, particulièrement dans les modèles complexes comme ceux utilisés généralement dans la mécanique des sols. En outre, la méthode implicite est moins fiable car la convergence des algorithmes de la méthode de Newton-Raphson n'est pas toujours garantie, particulièrement quand des problèmes non linéaires sont considérés (Abbo, 1997).

Selon Abbo (1997), l'implémentation réussie d'un modèle élastoplastique dans un code de calcul aux éléments finis dépend du choix de l'algorithme d'intégration de contrainte. Peu de travaux peuvent être trouvés dans lesquels les performances des deux genres d'algorithme sont comparées. Ceci est bien plus marqué dans les cas des modèles géotechniques (peut être en raison de leur complexité). Il y a relativement peu de contributions adressées à cet objectif. Dans ce sens, Potts & Ganendra (1992, 1994) ont effectué une comparaison critique entre l'algorithme explicite de Sloan (1987) et l'algorithme implicite d'Ortiz & Simo (1986). Un modèle d'état critique a été utilisé dans les analyses, dont la complexité est tout à fait représentative d'une loi constitutive géotechnique standard. Ils ont conclu que les deux algorithmes donnent des résultats précis, mais que l'algorithme explicite est meilleur, car il est plus robuste et efficace que l'algorithme implicite. Des conclusions similaires ont été effectuées par Yamaguchi (1993) quand des lois constitutives complexes sont considérées. Mais il semble que le travail le plus intéressant dans ce sens est celui effectué par Abbo (1997). Il focalise les analyses dans les comparaisons du temps de calcul (CPU) et dans l'exactitude de calcul des contraintes pour deux algorithmes différents : le premier est basé sur la méthode d'Euler modifiée explicite et le second est basé sur la méthode d'Euler implicite. Les lois constitutives de Tresca et de Mohr-Coulomb ont été utilisées dans les comparaisons. Selon Abbo (1997), les deux algorithmes fournissent des moyens économiques d'intégrer les lois constitutives de Tresca et de Mohr-Coulomb. Chaque procédure nécessite le même temps de calcul et donne des contraintes avec la même précision. En ce qui concerne l'algorithme basé sur la méthode d'Euler modifiée explicite, il a ajouté deux avantages : le premier est lié à la possibilité de contrôler les erreurs dans les contraintes (à un niveau désiré), et le second est lié à sa robustesse, principalement due à la caractéristique non-itérative de cet algorithme. Finalement, un autre aspect intéressant comparé par Potts & Zdravković (1999) est lié à la flexibilité des deux algorithmes d'inclure des nouveaux phénomènes ou des versions plus complexes du modèle dans le programme. S'accordant avec leur expérience, l'algorithme explicite d'intégration est plus ouvert et approprié à cet effet, tandis que le logiciel utilisant des algorithmes implicites est plus rigide.

Dans les travaux récents (Heeres, 2001 et De Borst & Heeres, 2002) les algorithmes implicites d'intégration ont été étendus pour manipuler les modèles élastoplastiques non standard.

Un algorithme implicite ou explicite peut être utilisé pour intégrer le modèle *BExM*. Puisque les contraintes doivent être intégrées plusieurs fois au cours d'une simulation d'un problème non linéaire typique, le choix d'un algorithme spécifique devrait être basé sur l'exactitude de la solution et également sur sa robustesse et son efficacité.

Dans *Code\_Bright* la méthode de Newton-Raphson est utilisée pour la solution globale du problème. Dans cette méthode, il est nécessaire d'intégrer les contraintes et les variables internes (les variables historiques comme les paramètres d'écrouissage et l'indice des vides par exemple) pour chaque itération, pour chaque incrément de temps et pour chaque point de Gauss de la discrétisation. En plus, il y a deux autres limites : le modèle *BExM* est fortement non linéaire, et l'objectif final est de résoudre des problèmes couplés

hydromécaniques complexes. Ces faits soulignent la nécessité pour compter sur un algorithme compétent et testé pour intégrer ce modèle.

Une méthode d'Euler explicite raffinée combinée avec une technique de progression automatique avec contrôle des erreurs a été utilisée pour implémenter le modèle *BExM*. En se basant sur les considérations présentées dans les paragraphes précédents, les raisons principales d'adopter cet algorithme pour ce modèle sont les suivants :

- Il est possible de contrôler les erreurs d'intégration à une tolérance indiquée. Un fort contrôle des erreurs dans le procédé d'intégration des contraintes est faisable ;
- C'est un algorithme robuste et efficace. Ces qualités ont été examinées pour les modèles élastoplastiques fortement non linéaires ;
- Il fournit un cadre ouvert et flexible pour adapter à des nouvelles versions du modèle. Il est tout à fait flexible pour incorporer d'autres mécanismes irréversibles dans la loi élastoplastique.

Seulement les aspects principaux de l'implémentation de cet algorithme sont présentés ici, plus de détails sont donnés ailleurs (Sloan, 1987 ; Abbo, 1997 ; Sloan *et al.*, 2001 et Sheng *et al.*, 2003a). L'algorithme est basé sur l'algorithme original proposé par Sloan (1987), avec l'extension aux conditions non saturées proposées par Garcia Molina *et al.* (1996).

À partir de l'état de contraintes et d'écoulement initial et pour des incréments de déformation et de succion donnés, l'algorithme explicite trouve l'état de contraintes et d'écoulement final comme suit :

- *Intégration élastique de contrainte* : on suppose que les incréments de déformation et de succion donnés sont purement élastiques. La contrainte est alors déterminée en intégrant la loi contrainte-déformation élastique. Ensuite, on vérifie si l'état de contraintes calculé est en dehors du domaine élastique, sinon, aucun phénomène de plastification ne se produit et l'état de contraintes final n'est autre que l'état de contraintes calculé ;
- *Intersection avec la surface de charge* : si l'état de contraintes calculé se situe dehors du domaine élastique, c'est-à-dire s'il produit l'apparition de déformation plastique, le point d'intersection entre le chemin de contrainte et la surface de charge dépassée est trouvé (voir § III.3.4.2). La contrainte est alors déterminée avec la partie élastique des incréments de déformation et de succion. L'autre partie des incréments de déformation et de succion est utilisée dans l'intégration plastique de contrainte ;
- *Intégration élastoplastique de contrainte* : la contrainte est déterminée en intégrant la loi élastoplastique contrainte-déformation (équation III.24). On trouve alors l'état de contraintes final et la nouvelle location des surfaces de charge. À la fin des incréments, on vérifie (et corrige s'il est nécessaire) si l'état de contraintes est sur la surface de charge ;
- *Correction après écoulement de la surface de charge* : si l'état de contraintes final est trouvé en dehors de la surface de charge après écoulement, l'état de contrainte est projeté de nouveau à la surface de charge en utilisant un algorithme de correction.

#### **a) Intégration élastique de contrainte**

Pendant une itération typique d'un problème non linéaire, à chaque point d'intégration, l'état de contrainte initiale et les incréments de déformation et de succion sont connus. La contrainte doit être numériquement déterminée à partir de ces incréments. Pour ce faire, une première étape est la division de ces incréments donnés en un certain nombre de sous-incréments :

$$\underline{\underline{d\varepsilon_n}} = \Delta\tau_n \underline{\underline{d\varepsilon}}; \quad ds_n = \Delta\tau_n ds \quad (III.39)$$

avec  $0 \leq \Delta\tau_n \leq 1$  (généralement  $\Delta\tau_n = 0,5$ ). À partir de la loi contrainte-déformation élastique, l'incrément de contrainte est donné par :

$$\underline{\underline{d\sigma_1}} = D_{e|\sigma_{n-1}, r_{n-1}|} \underline{\underline{d\varepsilon_n}} - F_{e|\sigma_{n-1}, r_{n-1}, s_{n-1}|} \underline{\underline{I}} ds_n \quad (III.40)$$

Les valeurs estimées de contrainte et de variable interne sont données par :

$$\underline{\underline{\sigma_n}} = \underline{\underline{\sigma_{n-1}}} + \underline{\underline{d\sigma_1}} \quad (III.41)$$

$$r_n = r_{n-1} + dr_1 \quad (III.42)$$

Dans notre cas, la variable interne ( $r$ ) correspond à la variable historique : indice des vides ( $e$ ). Les équations III.15 et III.18 donnent les expressions de  $D_e$  et  $F_e$  respectivement. Nous remarquons que l'expression de  $D_e$  dépend de la valeur de la contrainte et de la valeur de l'indice des vides et l'expression de  $F_e$  dépend des valeurs de la contrainte, de succion et de l'indice des vides. En effet, les paramètres  $K$  et  $G$  sont donnés par :

$$K = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \frac{(1+e)}{\kappa} \quad (III.43)$$

$$G = \frac{3K(1-2\nu)}{2(1+\nu)} \quad (III.44)$$

Une estimation plus précise de l'incrément de contrainte peut être trouvée en utilisant la relation suivante :

$$\underline{\underline{d\sigma_2}} = D_{e|\sigma_n, r_n|} \underline{\underline{d\varepsilon_n}} - F_{e|\sigma_n, r_n, s_n|} \underline{\underline{I}} ds_n \quad (III.45)$$

l'évaluation suivante de contrainte et de variable interne peut être faite avec :

$$\underline{\underline{\tilde{\sigma}_n}} = \underline{\underline{\sigma_{n-1}}} + \underline{\underline{d\sigma_2}} \quad (III.46)$$

$$r_n = r_{n-1} + dr_2 \quad (III.47)$$

La mesure d'erreur relative ( $R_n$ ) peut être obtenue en utilisant la relation suivante :

$$R_n = \frac{\left\| \underline{\underline{\tilde{\sigma}_n}} - \underline{\underline{\sigma_n}} \right\|}{\left\| \underline{\underline{\sigma_n}} \right\|} \quad (III.48)$$

L'intégration de la contrainte pour le sous-incrément courant est acceptée si  $R_n$  n'est pas plus grand qu'une certaine tolérance (Toler2). Si cette condition n'est pas vérifiée ( $R_n > \text{Toler2}$ ), une réduction de sous-incrément est faite ( $\Delta\tau_n = \Delta\tau_n/2$ ) et le procédé d'intégration est répété en considérant le nouvel sous-incrément (réduit) de déformation et de succion. Cette boucle est répétée jusqu'à ce que la valeur de la tolérance d'erreur soit accomplie.

Quand la condition d'acceptation est satisfaite ( $R_n \leq \text{Toler2}$ ) et avant de mettre à jour la contrainte, il est nécessaire de vérifier si le nouvel état de contraintes reste à l'intérieur du domaine élastique. Dans le paragraphe III.3.4.2 le procédé à suivre pour vérifier cette condition est présenté. Si c'était le cas, les sous-incréments de déformation et de succion généralisent purement de déformation élastique et la contrainte et la variable interne sont obtenues par :

$$\underline{\underline{\sigma_n}} = \underline{\underline{\tilde{\sigma}_n}} \quad (III.49)$$

$$r_n = \underline{\underline{\tilde{r}_n}} \quad (III.50)$$

### b) Intersection avec la surface de charge

À la fin de chaque sous-incrément élastique, on vérifie si l'état de contraintes hydrique et mécanique est changé de l'état élastique à l'état plastique. Ceci s'est fait si :

$$F_{n-1} = F_{|\sigma_{n-1}, r_{n-1}, s_{n-1}|} < 0 \quad \text{et} \quad F_n = F_{|\sigma_n, r_n, s_n|} > 0 \quad (\text{III.51})$$

Dans ce cas, il est nécessaire de déterminer la portion de l'incrément de contrainte qui induit purement des déformations élastiques. nous avons donc besoin de trouver un scalaire  $\alpha$  tel que :

$$\underline{\underline{\sigma}}_c = \underline{\underline{\sigma}}_{n-1} + \alpha d\underline{\underline{\sigma}}_2, \quad 0 < \alpha < 1 \quad (\text{III.52})$$

$$F_c = 0 \quad (\text{III.53})$$

La détermination de ce paramètre fait l'objet du paragraphe III.3.4.2. Une fois le paramètre  $\alpha$  déterminé, la contrainte et la variable interne sont obtenues en utilisant les équations suivantes (III.54 et III. 55) respectivement et la partie plastique des incréments de déformation et de succion ( $1-\alpha$ ) est utilisée dans l'intégration plastique de contrainte.

$$\underline{\underline{\sigma}}_n = \underline{\underline{\sigma}}_c \quad (\text{III.54})$$

$$r_n = r_c \quad (\text{III.55})$$

### c) Intégration élastoplastique de contrainte

Dans ce cas, la procédure d'intégration de la loi élastoplastique contrainte-déformation est analogue à celle destiné à la partie élastique du modèle (§ III.3.3.5(a)). Les opérateurs élastiques des équations (III.40 et III.45) sont remplacés par ceux élastoplastiques (équation III.24). Une fois le critère des erreurs de l'intégration élastoplastique satisfait ( $R_n \leq \text{Toler3}$ , avec  $R_n$  est donné par l'équation III.48), la contrainte et la variable interne sont déterminées (équation III.49 et III.50). Enfin, à la fin de chaque sous-incrément élastoplastique, il est nécessaire de vérifier si l'état de contraintes est sur la surface de charge après écrouissage. La procédure présentée dans le paragraphe suivant est utilisée pour ce sujet.

### d) Correction après écrouissage de la surface de charge

À la fin de sous-incrément élastoplastique, il est possible que l'état de contraintes déterminé ne vérifie pas la condition de consistance, donc  $\|F_n\| > \text{Toler1}$ . Il est alors nécessaire de s'assurer que les contraintes sont corrigées à la fin de chaque sous-incrément afin de vérifier la condition de consistance et, par conséquent, déterminer exactement les contraintes. Différentes méthodes pour corriger les contraintes ont été proposées dans la littérature (Potts & Gens, 1985).

La méthode recommandée par Potts & Gens (1985) a été choisie dans ce travail pour l'implémentation du modèle. La supposition de base dans cette méthode est la considération de déformation totale comme constante pendant le processus de correction. Ceci implique qu'un changement de déformation élastique doit être équilibrée par un changement égal et opposée des déformations plastiques. Une description complète de cette méthode peut être trouvée dans Potts & Gens, (1985) et Sloan *et al.*, (2001). Seulement les équations principales de l'algorithme sont présentées ici.

Supposons que l'état de contraintes au début du sous-incrément ( $\underline{\underline{\sigma}}_{n-1}, s_{n-1}$ ) vérifie la condition de consistance (grâce à la correction appliquée à la fin de la dernière sous-incrément). Pendant le sous-incrément courant, supposons également que la contrainte et le paramètre d'écrouissage ont été déterminés : ( $\underline{\underline{\sigma}}_n$ ) et ( $r_n^b$ ) respectivement. Il n'est pas

nécessaire que ce dernier état de contraintes et d'écroissage vérifie la condition de consistance, c'est-à-dire  $\|F_n\| > Toler1$ . Donc, les valeurs corrigées de  $(\underline{\sigma}_c)$  et  $(r_c^b)$  qui vérifient la condition de consistance ( $\|F_c\| \leq Toler1$ ) sont trouvées en imposant :

$$\delta \varepsilon^p = \delta \varepsilon^e \quad (III.56)$$

avec  $\delta$  indiquant une correction. Les corrections des déformations élastiques peuvent être obtenues comme suit :

$$\delta \varepsilon^e = [D^e]^{-1} (\underline{\sigma}_c - \underline{\sigma}_n) \quad (III.57)$$

Les corrections des déformations plastiques sont proportionnelles au potentiel plastique :

$$\delta \varepsilon^p = \mu_c \frac{\partial G}{\partial \underline{\sigma}} \quad (III.58)$$

où  $\mu_c$  est une inconnue scalaire. À partir des équations (III.57) et (III.58) et en considérant les changements du paramètre d'écroissage, les équations suivantes peuvent être obtenues :

$$\underline{\sigma}_c = \underline{\sigma}_n - \mu_c D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\sigma}} \quad (III.59)$$

$$r_c^b = r_n^b + \mu_c \delta r^b \frac{\partial G}{\partial \underline{\sigma}} \quad (III.60)$$

Dans le cas du modèle *BBM*,  $\delta r^b$  correspond à la correction associée au paramètre d'écroissage  $p_0^*$ . L'état de contraintes corrigé doit vérifier la condition de consistance :

$$F_c = F_{\left( \underline{\sigma}_n - \mu_c D_e \frac{\partial G}{\partial \underline{\sigma}}, \left( r_n^b + \mu_c \delta r^b \frac{\partial G}{\partial \underline{\sigma}} \right) \right)} = 0 \quad (III.61)$$

Le développement de l'équation (III.61) en une série de Taylor en négligeant le terme en  $(\mu_c^2)$ , l'équation de l'inconnue scalaire  $\mu_c$  est obtenue (Potts & Gens, 1985) :

$$\mu_c = \frac{F_{\left| \underline{\sigma}_n, r_n^b \right|}}{\left( \frac{\partial F}{\partial G} \right)^T D_e \left( \frac{\partial G}{\partial \underline{\sigma}} \right) - \left( \frac{\partial F}{\partial r^b} \right)^T \delta r^b \left( \frac{\partial G}{\partial \underline{\sigma}} \right)} \quad (III.61)$$

Une fois le paramètre  $\mu_c$  est connu, les valeurs corrigées de contrainte et de paramètre d'écroissage peuvent être évaluées. Il est possible que cette méthode doit être répétée jusqu'à ce que la condition de consistance ( $\|F_c\| \leq Toler1$ ) soit accomplie.

Dans notre cas, cet algorithme de correction est appliqué uniquement dans le cas de dépassement de la surface de charge *LC* du modèle. Car la fonction de charge *F* du modèle, comme on va voir après, a été déterminée indépendamment des surfaces de charge *SI* et *SD*. Donc il y a uniquement une correction du paramètre d'écroissage  $p_0^*$ .

### III.3.4- Détermination de la fonction de charge "F" du modèle *BExM*

L'implantation du modèle *BExM* dans un code de calcul nécessite la détermination de sa fonction de charge, c'est-à-dire la recherche de l'équation de son domaine élastique. Ceci a été fait selon deux approches : une première permettant d'approcher les trois surfaces de charge du modèle par une surface de charge unique et une seconde approche qui reprend les surfaces réelles du modèle. Le développement de ces deux approches fait l'objet de cette partie.

### III.3.4.1- Première approche : surface de charge unique

L'existence de trois surfaces de charge ( $SI$ ,  $SD$  et  $LC$ ), qui limitent le domaine élastique, dans le modèle de Barcelone complique l'implantation de ce modèle dans un code de calcul. Par souci de simplification, nous avons essayé d'approcher ces surfaces de charge par une surface de charge unique. Nous avons considéré que cette surface se réduit à une ellipse passant par les trois surfaces de charge du modèle (fig. III.13).

La recherche de l'équation de cette ellipse nécessite le calcul des coordonnées de quatre points A, B, C et D représentés sur la figure III.13. Ce qui revient à résoudre les systèmes présentés dans le tableau III.4.

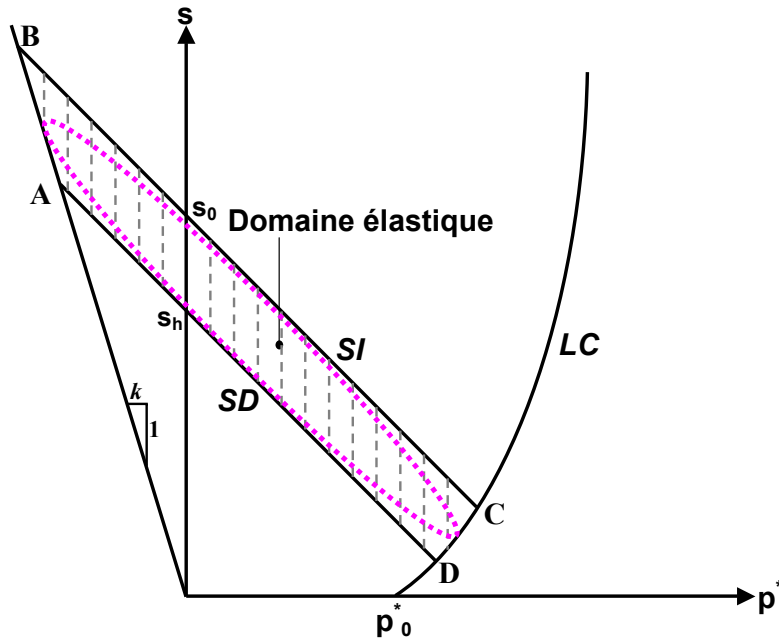


Figure III.13 - Approche de trois surfaces de charge du modèle par une surface unique

Tableau III.4 - Les systèmes à résoudre pour le calcul des coordonnées des points A, B, C et D

(I) Point A	(III) Point B	(III) Point C	(IV) Point D
$p^* + s - s_h = 0$ $p^* = -ks$	$p^* + s - s_0 = 0$ $p^* = -ks$	$p^* + s - s_0 = 0$ $p^* = p_c \left( \frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0)-\kappa}{\lambda(s)-\kappa}}$	$p^* + s - s_h = 0$ $p^* = p_c \left( \frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0)-\kappa}{\lambda(s)-\kappa}}$

Les systèmes (I) et (III) sont faciles à résoudre, en revanche les deux autres systèmes (III) et (IV) sont insolubles analytiquement. Nous avons donc résolu ces deux systèmes numériquement en utilisant la méthode de Newton, pour des valeurs données des paramètres du modèle ( $p_c$ ,  $p_0^*$ ,  $\lambda(0)$ ,  $\kappa$ ,  $r$ ,  $\beta$ ,  $s_0$  et  $s_h$ ). L'avantage de cette méthode pour la résolution de ces deux systèmes est qu'elle converge rapidement vers la solution exacte quelle que soit la solution initiale donnée.

Le désavantage de cette approche apparaît dans la difficulté, voire l'impossibilité, d'implanter les lois d'érouissage du modèle (équations II.97 et II.98 du chapitre II). En effet, si nous dépassons le domaine élastique, c'est à dire  $F(\underline{\sigma}, s, \chi) > 0$ , nous ne pouvons pas savoir quelle surface de charge ( $LC$ ,  $SI$  ou  $SD$ ) a été activée et par conséquent, nous ne pouvons pas faire l'érouissage correspondant à chaque surface de charge. Si par exemple la surface de charge  $LC$  a été activée, la surface de charge unique

s'écroute dans toutes les directions, ce qui n'est pas vrai car dans ce modèle, un déplacement de  $LC$  n'entraîne pas un déplacement de  $SI$  ni de  $SD$ . De plus, cette approche réduit d'une manière non acceptable le domaine élastique. Nous avons donc abandonné cette approche après trois mois d'étude.

### III.3.4.2- Deuxième approche : surfaces de charge réelles

#### a) Résolution du problème d'écroutissement

Pour résoudre le problème d'écroutissement, nous avons repris les surfaces de charge réelles du modèle avec la définition de trois fonctions suivantes (fig. III.14) :

$$F_{SD} = p^* + s - s_h \quad (III.62)$$

$$F_{SI} = p^* + s - s_0 \quad (III.63)$$

$$F_{LC} = p^* - p_c \left( \frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0)-\kappa}{\lambda(s)-\kappa}} \quad (III.64)$$

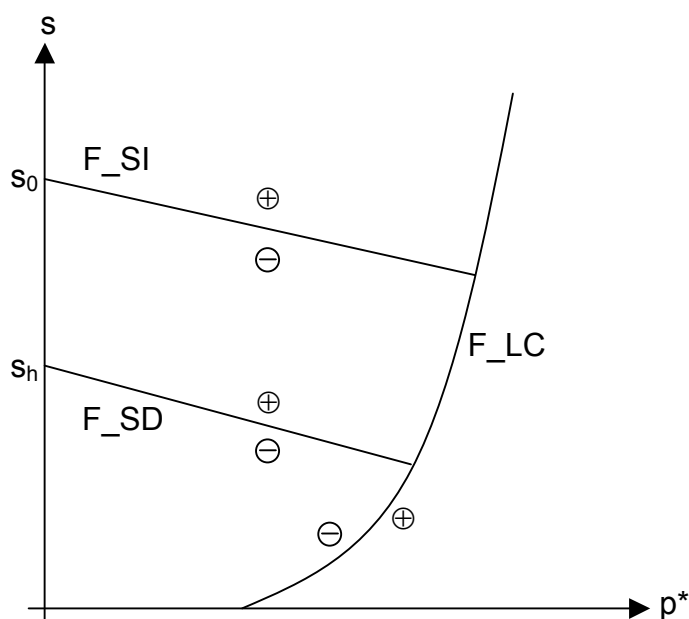


Figure III.14 - Valeurs positives et négatives de trois fonctions  $F_{SD}$ ,  $F_{SI}$  et  $F_{LC}$

Soit  $(p^*, s, \chi)_{old}$  l'état de contraintes et l'état d'écroutissement correspondant à l'état actuel et  $(p^*, s, \chi)_{new}$  l'état de contraintes et l'état d'écroutissement correspondant à l'état calculé avec  $p_{new}^* = p_{old}^* + dp^*$  et  $s_{new} = s_{old} + ds$ . Si l'état calculé est tel que :

- $(F_{SI})_{new} \leq 0$ ,  $(F_{LC})_{new} \leq 0$  et  $(F_{SD})_{new} \geq 0 \Rightarrow$  l'état calculé est à l'intérieur du domaine d'élasticité actuel, alors il n'y a pas d'écroutissement ;
- $(F_{SI})_{new} > 0$ ,  $(F_{LC})_{new} \leq 0$  et  $(F_{SD})_{new} \geq 0 \Rightarrow$  il y a dépassement de la surface  $SI$  et écroutissement des surfaces ( $SI$ ,  $SD$  et  $LC$ ) ;
- $(F_{SI})_{new} \leq 0$ ,  $(F_{LC})_{new} > 0$  et  $(F_{SD})_{new} \geq 0 \Rightarrow$  il y a dépassement de la surface  $LC$  et écroutissement de cette surface seulement ;
- $(F_{SI})_{new} \leq 0$ ,  $(F_{LC})_{new} \leq 0$  et  $(F_{SD})_{new} < 0 \Rightarrow$  il y a dépassement de la surface  $SD$  et écroutissement des surfaces ( $SI$ ,  $SD$  et  $LC$ ) ;
- $(F_{SI})_{new} > 0$ ,  $(F_{LC})_{new} > 0$  et  $(F_{SD})_{new} \geq 0 \Rightarrow$  il y a dépassement des surfaces  $SI$  et  $LC$  en même temps et écroutissement des surfaces ( $SI$ ,  $SD$  et  $LC$ ). Dans ce cas, deux



possibilités peuvent se produire : soit un dépassement de  $SI$  puis de  $LC$ , soit l'inverse (fig. III.15). Pour savoir quelle surface de charge a été dépassée la première, nous avons calculé les coordonnées des points d'intersection (C et D) de la droite passant par les deux points A et B, représentant les états de contraintes correspondants à l'état actuel et à l'état calculé respectivement, avec les deux surfaces de charge  $SI$  et  $LC$ . Notant que la résolution du système permettant de déterminer les coordonnées du point d'intersection de cette droite avec la courbe  $LC$  a été effectuée numériquement en utilisant la méthode de Newton combinée avec la méthode de bisection (méthode de Dichotomie). Si la méthode de Newton ne converge pas après 150 itérations, la méthode alternative de bisection est utilisée. Puis nous avons effectué les vérifications suivantes :

- si  $p^*[C] \leq p^*[D] \Rightarrow$  il y a dépassement de  $SI$  puis de  $LC$  ;
- si  $p^*[C] > p^*[D] \Rightarrow$  il y a dépassement de  $LC$  puis de  $SI$  ;

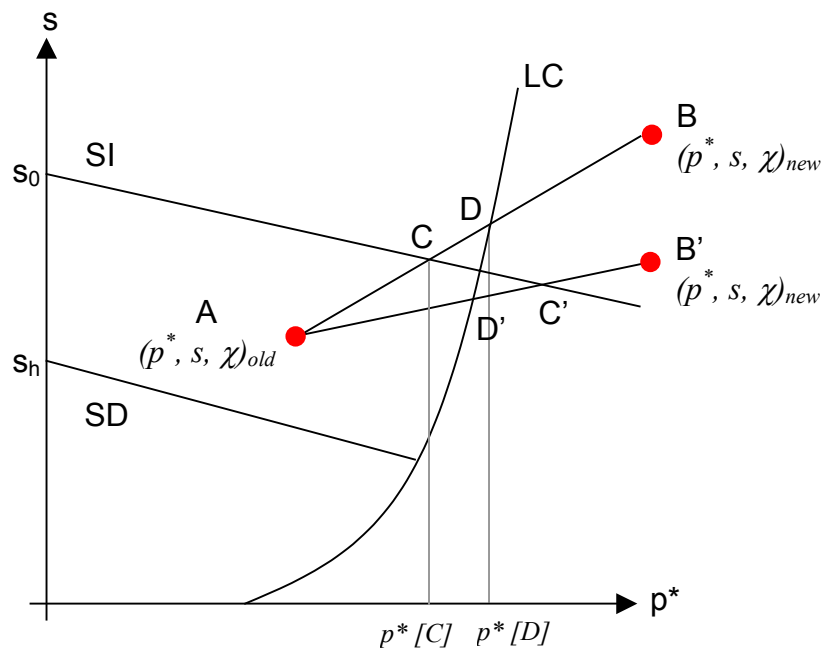


Figure III.15 - Dépassement de deux surfaces de charge  $SI$  et  $LC$  en même temps

- $(F_{SI})_{new} \leq 0$ ,  $(F_{LC})_{new} > 0$  et  $(F_{SD})_{new} < 0 \Rightarrow$  il y a dépassement des surfaces  $SD$  et  $LC$  en même temps et écouissage des surfaces ( $SI$ ,  $SD$  et  $LC$ ). De même que le cas précédent, deux possibilités peuvent se produire : soit un dépassement de  $SD$  puis de  $LC$ , soit l'inverse (fig. III.16). Pour savoir quelle surface de charge a été dépassée la première, nous avons calculé les coordonnées des points d'intersection (E et F) de la droite passant par les deux points A et B, représentant les états de contraintes correspondants à l'état actuel et à l'état calculé respectivement, avec les deux surfaces de charge  $SD$  et  $LC$ . Puis nous avons effectué les vérifications suivantes :
  - si  $s[E] \geq s[F] \Rightarrow$  il y a dépassement de  $SD$  puis de  $LC$  ;
  - si  $s[E] < s[F] \Rightarrow$  il y a dépassement de  $LC$  puis de  $SD$  ;

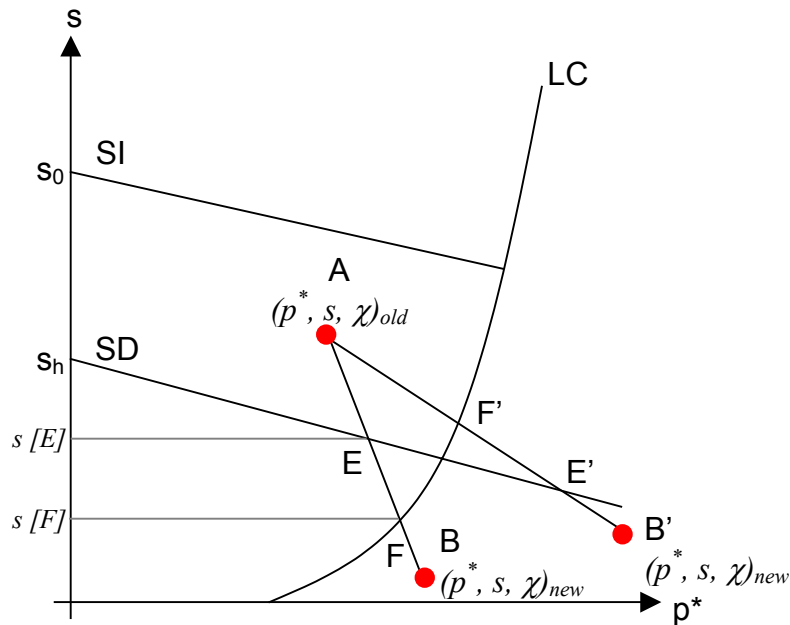


Figure III.16 - Dépassement de deux surfaces de charge SD et LC en même temps

### b) Détermination de la portion de contrainte et de la succion qui induisent purement des déformations élastiques

La méthode des éléments finis requiert pour définir la loi de comportement élastoplastique d'un matériau de calculer l'incrément des contraintes pour des incréments de succion et de déformation connus (équation III.24). Les incréments de déformation en un point d'intégration sont calculés par la relation déformation - déplacement donnée par :

$$d\varepsilon = B du \quad (III.65)$$

où  $du$  est le vecteur des incréments de déplacement pour l'itération actuelle.  $B$  est la matrice déplacement - déformation déterminée par la relation suivante :

$$B = \frac{1}{2} \left[ (grad u) + (grad u)^T \right] \quad (III.66)$$

Une fois les déformations calculées, les incréments de contraintes seront calculés en utilisant l'équation (III.24).

Durant le processus de résolution, le comportement en un point d'intégration peut être élastique ou plastique. S'il y a changement de comportement de l'état élastique à l'état plastique, il est nécessaire de déterminer la portion de l'incrément de contrainte et la succion qui induisent purement des déformations élastiques (Sloan, 1987 et Sheng *et al.*, 2003a). Soit  $(\underline{\sigma}_a, s_a, \chi)$  l'état de contraintes initial correspondant au début de l'étape de chargement, nous avons donc :

$$F(\underline{\sigma}_a, s_a, \chi) = F_a < 0 \quad (III.67)$$

où le paramètre d'écroûissage  $\chi$  reste constant tant que la fonction de charge n'est pas encore atteinte. Par définition, la fonction de charge est atteinte si :

$$F(\underline{\sigma}_a + d\underline{\sigma}, s_a + ds, \chi) = F(\underline{\sigma}_b, s_b, \chi) = F_b > 0 \quad (III.68)$$

Afin de déterminer la portion de l'incrément de contrainte entraînant la déformation élastique, nous avons besoin de trouver un scalaire  $\alpha$  tel que :

$$F(\underline{\sigma}_c, s_c, \chi) = 0 \quad (III.69)$$

avec :

$$\underline{\underline{\sigma}}_c = \underline{\underline{\sigma}}_a + \alpha d\underline{\underline{\sigma}}, \quad 0 < \alpha < 1 \quad (\text{III.70})$$

$$s_a < s_c < s_b \quad (\text{III.71})$$

$s_c$  est la valeur de la succion lorsque la fonction de charge est nulle, c'est-à-dire celle entraînant la déformation élastique.

Une valeur de  $\alpha = 0$  implique que les incréments de déformation et de succion produisent purement des déformations plastique. Tandis que une valeur de  $\alpha = 1$  implique qu'il y a uniquement des déformations élastiques. Par conséquent, la transition de l'état élastique à l'état plastique correspond à une valeur de  $\alpha$  comprise entre 0 et 1.

La figure III.17 représente l'algorithme de résolution que nous avons adopté pour déterminer  $\alpha$  et  $s_c$ .

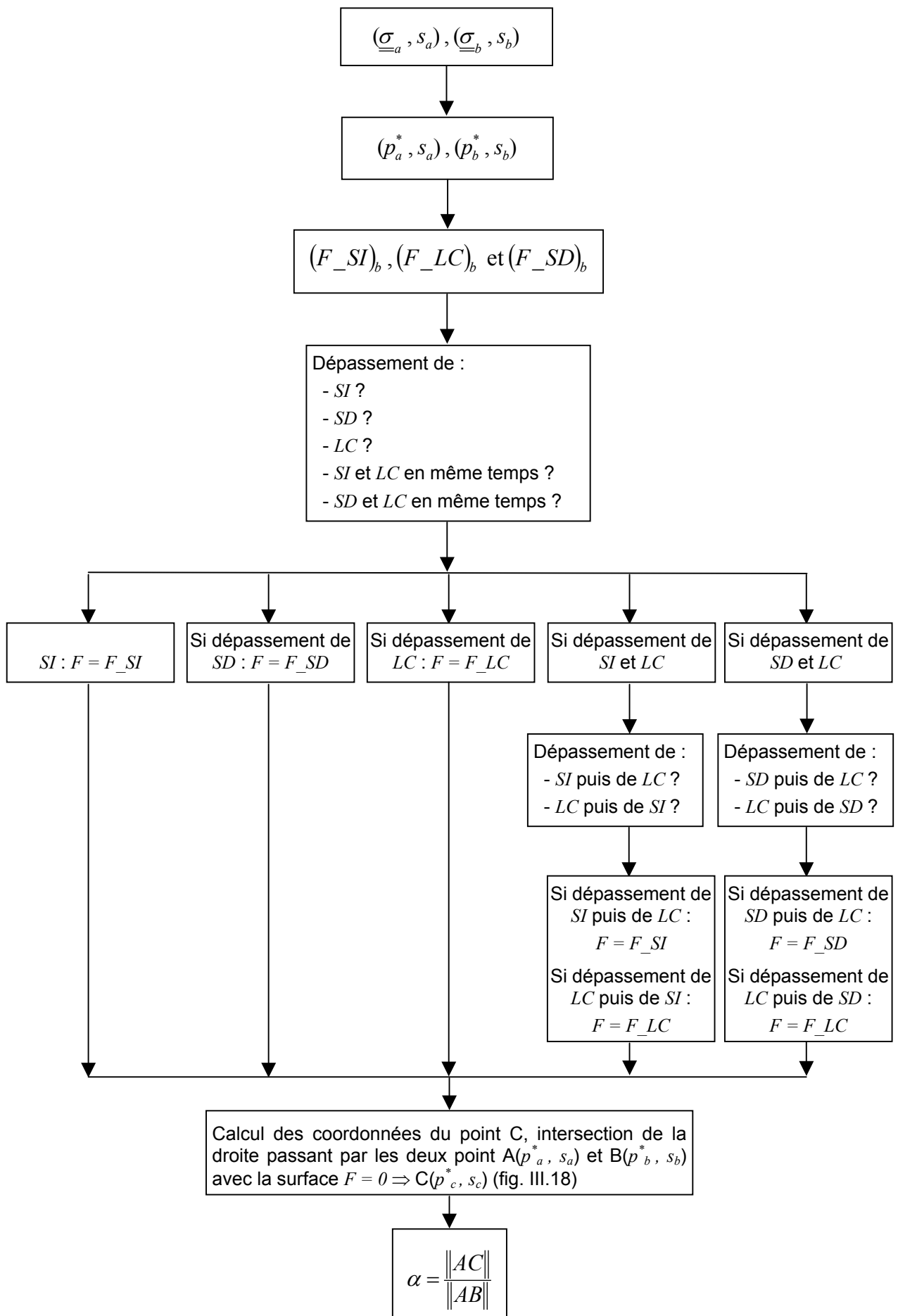


Figure III.17 - Algorithme de résolution adopté pour calculer la portion de contrainte et la succion qui produisent purement des déformations élastiques

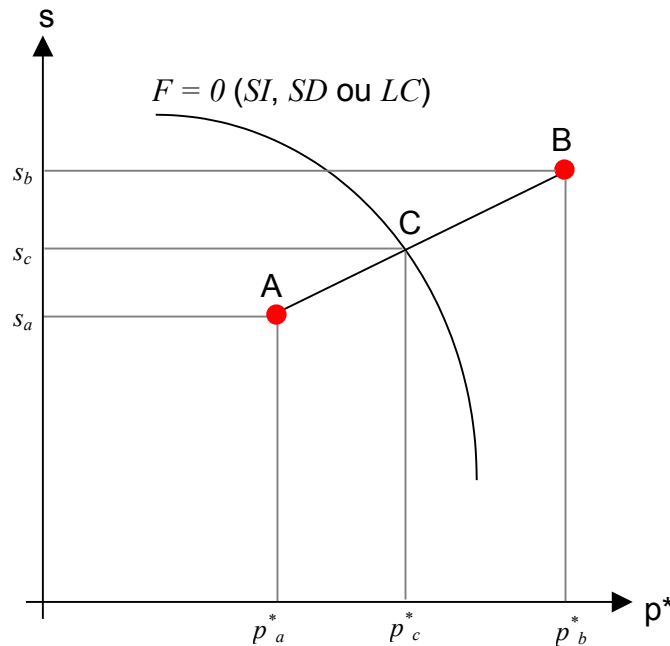


Figure III.18 - Détermination des coordonnées du point C pour le calcul de la portion de contrainte et la succion qui produisent purement des déformations élastiques

Une description détaillée du calcul des coordonnées du point C est présentée dans l'annexe 2.

**c) Détermination des déformations volumiques plastiques dues à l'activation de la deuxième surface de charge dans le cas de dépassement de deux surfaces de charge en même temps**

Dans le cas de dépassement de deux surfaces de charge en même temps (*SI* et *LC*) ou (*SD* et *LC*), il est nécessaire de déterminer les déformations volumiques plastiques dues à l'activation de la deuxième surface de charge dépassée, afin de faire l'écroûissage correspondant à cette surface. En effet, les déformations volumiques plastiques dues à l'activation de la première surface de charge dépassée sont les déformations volumiques plastiques totales. En revanche, une partie de ces dernières va provoquer l'écroûissage de la deuxième surface de charge dépassée. Ce paragraphe décrit la méthode de détermination de cette portion des déformations.

Soit  $A(\underline{\sigma}_a, s_a)$  l'état de contraintes correspondant à l'état actuel et  $B(\underline{\sigma}_b, s_b)$  l'état de contraintes correspondant à l'état calculé et supposons que nous sommes dans le cas de dépassement de deux surfaces de charge en même temps. La droite passant par les points  $A(p_a^*, s_a)$  et  $B(p_b^*, s_b)$  coupe la première surface en point C et la deuxième surface en point D (fig. III.19). La portion de l'incrément de déformation volumique plastique due à l'activation de la deuxième surface de charge est donnée par :

$$d\varepsilon_{v1}^p = \alpha d\varepsilon_v^p \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\|DB\|}{\|CB\|} \quad (\text{III.72})$$

où  $d\varepsilon_v^p$  est l'incrément de déformation volumique plastique totale.

Dans le cas où le chemin de contrainte passerait par le point singulier, intersection de la surface de charge *SI* ou *SD* avec la surface de charge *LC*, le paramètre  $\alpha$  est égale à l'unité ( $\alpha = 1$ ).

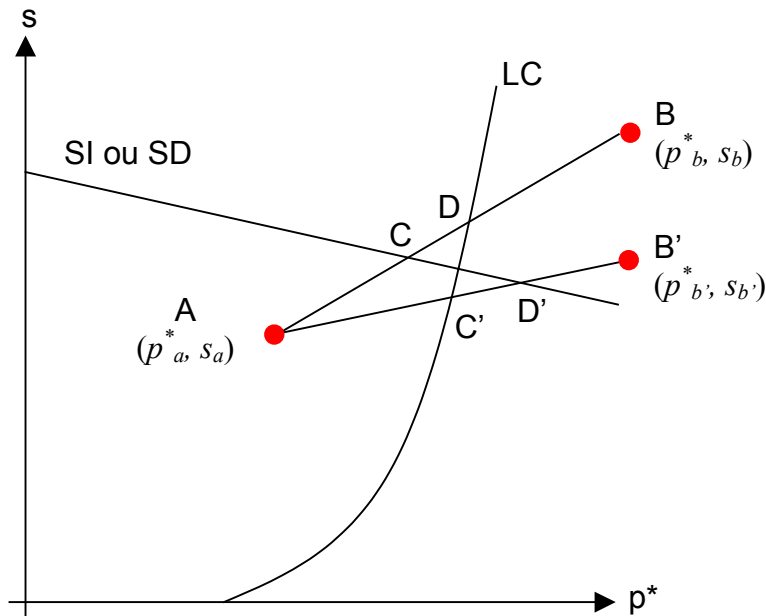


Figure III.19 - Détermination des déformations volumiques plastiques dues à l'activation de chaque surface de charge dans le cas de dépassement de deux surfaces de charge en même temps

#### d) Correction après écouissage

Afin de vérifier la condition de consistance, qui indique que l'état de contrainte doit rester sur la surface de charge au cours de chargement ( $F = 0$ ), nous avons testé après écouissage la valeur de la fonction  $F$  ( $F_{SI}$ ,  $F_{SD}$  et/ou  $F_{LC}$ ). Si la valeur de la fonction  $F$  n'est pas nulle, c'est-à-dire la condition de consistance n'est pas vérifiée, des corrections sur les paramètres d'écouissage ont été effectuées de la manière suivante :

- **surface de charge SI :**

Soit  $A(p_a^*, s_a)$  l'état de contraintes correspondant à l'état actuel et  $B(p_b^*, s_b)$  l'état de contraintes correspondant à l'état calculé tel que le chemin de contrainte traverse la surface de charge  $SI$  (fig. III.20). Supposons qu'après écouissage la surface de charge  $SI$  se déplace de la position  $SI_1$  (définie par le paramètre  $s_{0i}$ ) vers la position  $SI_2$  (définie par le paramètre  $s_{0f}$ ) et que l'état de contrainte calculé ne se trouve pas sur la courbe  $SI_2$ . Ce déplacement est couplé à un mouvement de la courbe  $SD$  de la position  $SD_1$  (définie par le paramètre  $s_{hi}$ ) vers une position plus haute notée  $SD_2$  (définie par le paramètre  $s_{hf}$ ).

Pour vérifier la condition de consistance, il suffit de faire passer la courbe  $SI_2$  par le point  $B$ . La valeur du paramètre d'écouissage corrigée définissant la nouvelle position de  $SI$  est alors :

$$(s_0)_{\text{corrigé}} = p_b^* + s_b^* \quad (\text{III.73})$$

Comme le déplacement de  $SI$  est couplé à un mouvement de  $SD$ , le paramètre d'écouissage définissant cette dernière courbe est également corrigé de la façon suivante :

$$(s_h)_{\text{corrigé}} = s_{hf} + ((s_0)_{\text{corrigé}} - s_{0f}) \quad (\text{III.74})$$

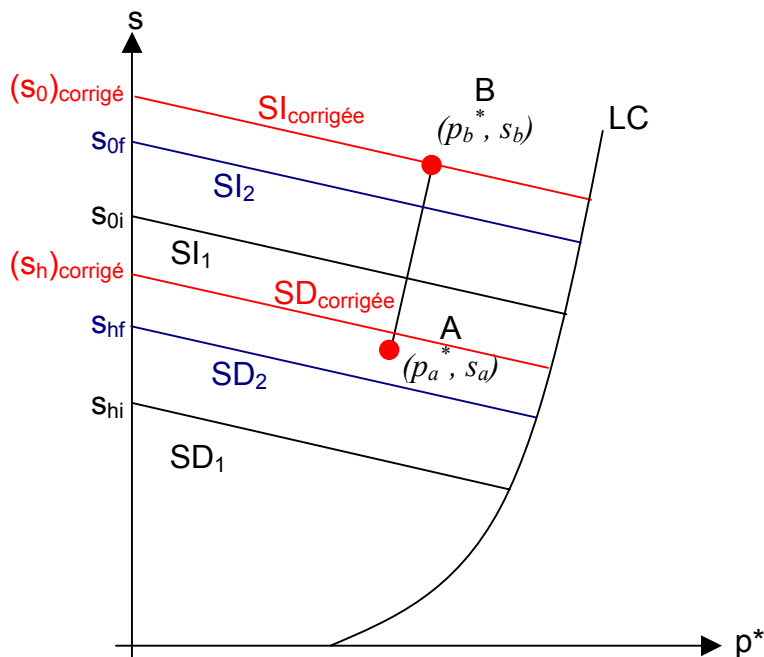


Figure III.20 - Correction après écouissage de la surface de charge  $SI$

- **surface de charge  $SD$  :**

Soit  $A(p_a^*, s_a)$  l'état de contraintes correspondant à l'état actuel et  $B(p_b^*, s_b)$  l'état de contraintes correspondant à l'état calculé tel que le chemin de contrainte traverse la surface de charge  $SD$  (fig. III.21). Supposons qu'après écouissage la surface de charge  $SD$  se déplace de la position  $SD_1$  (définie par le paramètre  $s_{hi}$ ) vers la position  $SD_2$  (définie par le paramètre  $s_{hf}$ ) et que l'état de contrainte calculé ne se trouve pas sur la courbe  $SD_2$ . Ce déplacement est couplé à un mouvement de la courbe  $SI$  de la position  $SI_1$  (définie par le paramètre  $s_{0i}$ ) vers une position plus basse notée  $SI_2$  (définie par le paramètre  $s_{0f}$ ).

Pour vérifier la condition de consistance, il suffit de faire passer la courbe  $SD_2$  par le point  $B$ . La valeur du paramètre d'écrouissage corrigée définissant la nouvelle position de  $SD$  est alors :

$$(s_h)_{\text{corrigé}} = p_b^* + s_b^* \quad \text{(III.75)}$$

Comme le déplacement de  $SD$  est couplé à un mouvement de  $SI$ , le paramètre d'écrouissage définissant cette dernière courbe est également corrigé de la façon suivante :

$$(s_0)_{\text{corrigé}} = s_{0f} + ((s_h)_{\text{corrigé}} - s_{hf}) \quad \text{(III.76)}$$

- **surface de charge  $LC$  :**

Soit  $A(p_a^*, s_a)$  l'état de contraintes correspondant à l'état actuel et  $B(p_b^*, s_b)$  l'état de contraintes correspondant à l'état calculé tel que le chemin de contrainte traverse la surface de charge  $LC$  (fig. III.22). Supposons qu'après écouissage la surface de charge  $LC$  se déplace de la position  $LC_1$  (définie par le paramètre  $p_{0i}^*$ ) vers la position  $LC_2$  (définie par le paramètre  $p_{0f}^*$ ) et que l'état de contrainte calculé ne se trouve pas sur la courbe  $LC_2$ . Pour vérifier la condition de consistance, il suffit de faire passer la courbe  $LC_2$  par le point  $B$ . Pour ce faire, nous avons calculé la valeur de  $p_0^*$  tel que :

$$p_b^* = p_c \left( \frac{(p_0^*)_{\text{corrigé}}}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0) - \kappa}{\lambda(s_b) - \kappa}} \quad \text{(III.77)}$$

$$\Rightarrow (p_0^*)_{\text{corrigé}} = p_c \left( \frac{p_b^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(s_b) - \kappa}{\lambda(0) - \kappa}} \quad (\text{III.78})$$

Notant que la méthode de correction présentée dans le paragraphe III.3.3.5(c) sert également à corriger la valeur du paramètre d'écrouissement  $p_0^*$  (équation III.60). La correction de ce paramètre par la méthode présentée ici (équation III.78) est appliquée uniquement dans le cas où la condition de consistance n'est pas encore vérifiée même après la correction du paragraphe III.3.3.5(c). Cette situation se produit rarement et généralement la condition de consistance est vérifiée après la première correction.

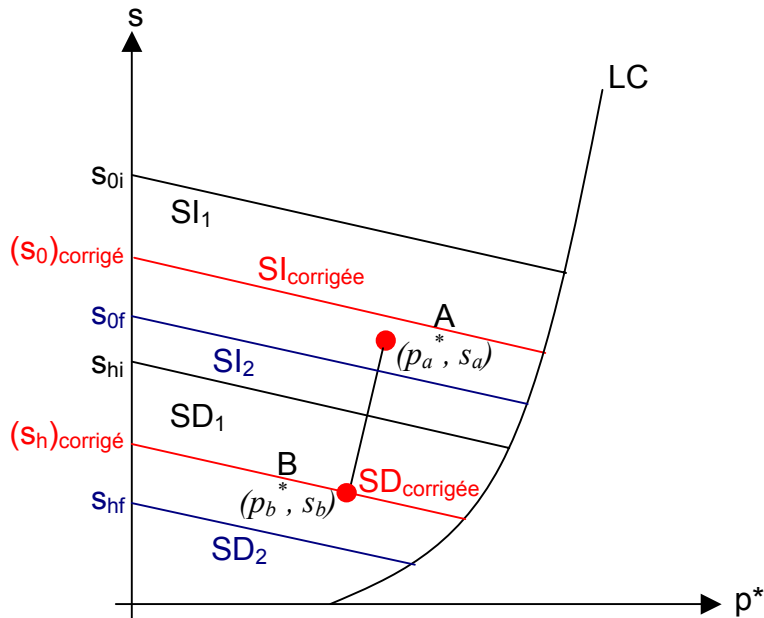


Figure III.21 - Correction après écrouissement de la surface de charge SD

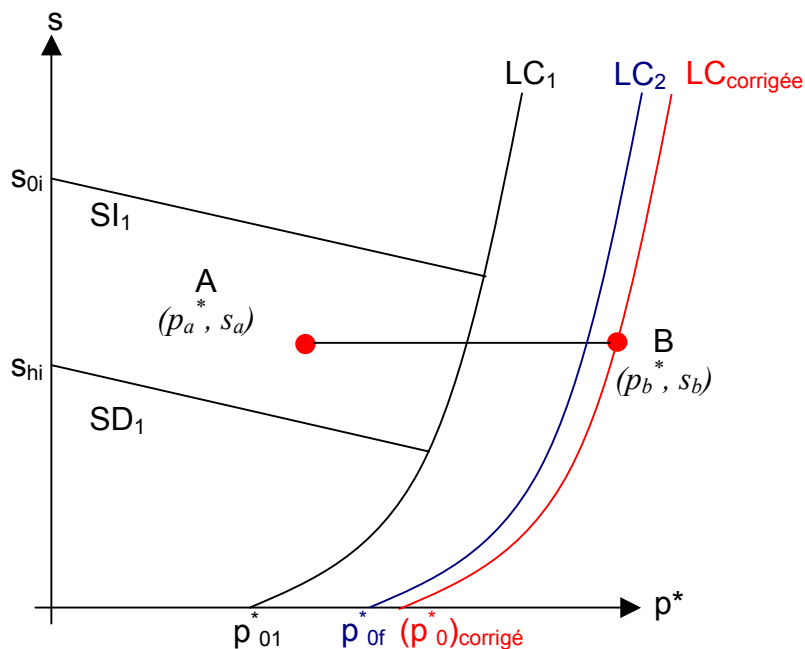


Figure III.22 - Correction après écrouissement de la surface de charge LC

### III.3.4.3- Équation de la fonction de charge dans l'espace $(p^*, q, s)$

La surface de charge du modèle *BExM* dans l'espace  $(p^*, q, s)$  peut être assimilée à une succession d'ellipses suivant l'axe  $s$  inclinées de  $45^\circ$  par rapport aux deux axes  $(p^*, s)$  (voir



§ II.3.1.4). Comme il est difficilement possible de trouver l'équation de cette surface, il est préférable de calculer l'équation d'une ellipse pour chaque état de contrainte donné. Soit A le point qui correspond à cet état de contrainte et A' sa projection dans le plan ( $p^*,s$ ) (fig. III.23). La droite passant par le point A' et parallèle à SI et SD coupe la droite de cohésion en point E et la courbe LC en point F (fig. III.24). L'équation de l'ellipse qui possède comme axe le segment EF sera donc l'équation de fonction de charge dans l'espace ( $p^*,q,s$ ).

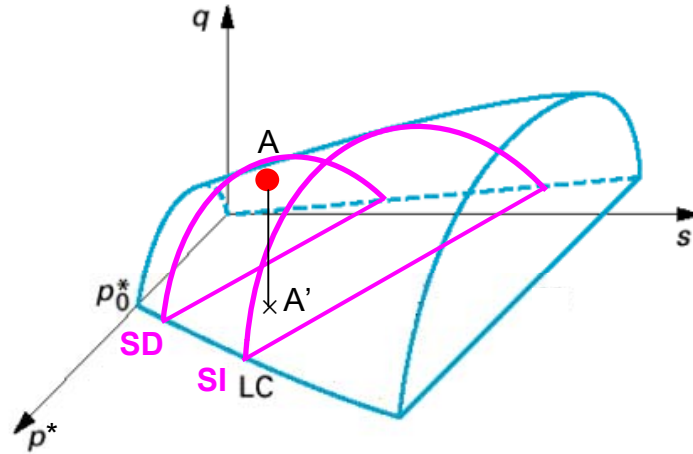


Figure III.23 - Projection de l'état de contrainte dans le plan ( $p^*,s$ )

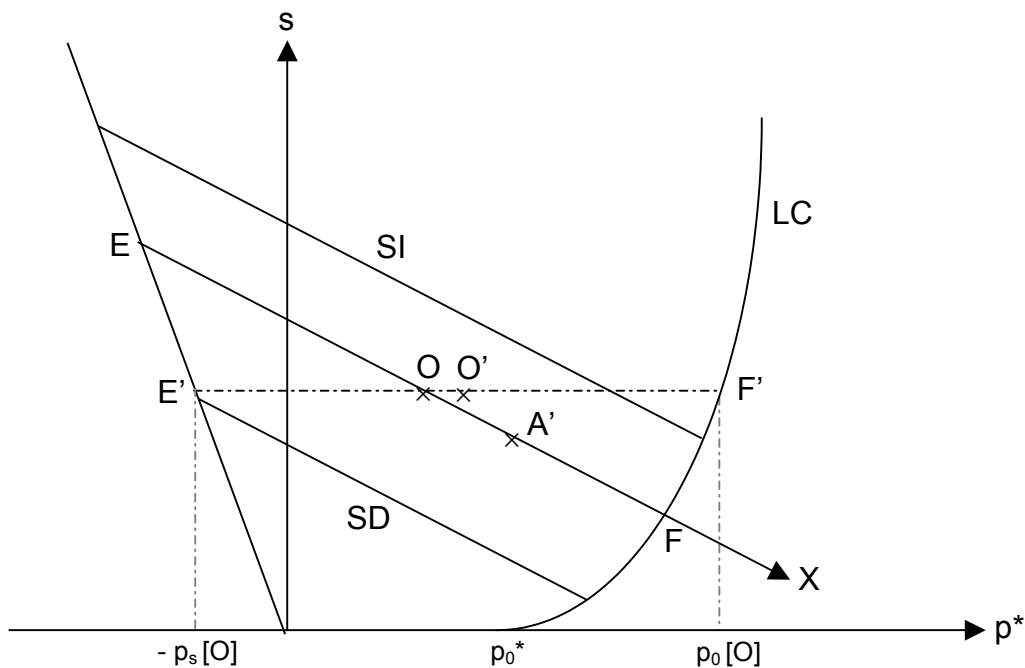


Figure III.24 - Projection des fonctions de charge dans le plan ( $p^*,s$ )

La détermination de l'équation de cette ellipse demande le calcul des longueurs de ses axes : le grand axe, noté  $I$ , selon la direction de l'axe  $X$  et le petit axe, noté  $J$ , selon la direction de l'axe  $q$ .

Pour calculer  $I$ , il suffit de calculer la longueur du segment EF. Ce calcul nécessite de déterminer les coordonnées des points E et F. En effet, l'équation de la droite EF est de la forme  $p^* + s - b = 0$ , avec  $b = p^*[A'] + s[A']$ . Donc, le calcul des coordonnées des points E et F revient à résoudre les systèmes présentés dans le tableau III.5 :

Tableau III.5 - Les systèmes à résoudre pour le calcul des coordonnées des points E et F

(I) Point E	(III) Point F
$p^* + s - b = 0$ $p^* = -ks$	$p^* + s - b = 0$ $p^* = p_c \left( \frac{p_0}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0) - \kappa}{\lambda(s) - \kappa}}$

Le système (I) est facile à résoudre, en revanche le système (III) est insolvable analytiquement. Nous avons donc résolu ce système numériquement en utilisant la méthode de Newton, pour des valeurs données des paramètres du modèle. En effet, c'est une méthode efficace pour trouver le point d'intersection avec la surface de charge *LC*. Généralement, elle converge rapidement, mais la convergence n'est pas garantie dans cette méthode. Par conséquent, cette méthode a été combinée avec la méthode de bisection (méthode de Dichotomie). Dans l'exécution numérique de l'algorithme, si la méthode de Newton ne converge pas après 150 itérations, la méthode alternative de bisection est utilisée. Mais, s'accordant avec l'expérience des cas simulés dans cette thèse, cette situation se produit rarement et généralement l'intersection est trouvée après quelques itérations de la méthode de Newton.

Une fois les coordonnées de E et F calculées, le grand axe *I* sera calculé en utilisant la formule suivante :

$$I = \|EF\| = \sqrt{(p_F^* - p_E^*)^2 + (s_F - s_E)^2} \quad (\text{III.79})$$

Pour calculer *J*, il suffit de calculer la distance du point O, milieu de [EF], à l'ellipse dont nous cherchons l'équation. En fait, cette distance est égale à celle du point O à l'ellipse passant par la droite [E'F'] dont nous connaissons l'équation qui est donnée par l'équation (II.33) (fig. III.25). Alors, *J* sera calculé par la formule suivante :

$$J = 2 \sqrt{M^2 [k_1 + |p_s[O]|] + [p_0[O] - k_1]} \quad (\text{III.80})$$

où :

$k_1$  et  $k_2$  sont les coordonnées du point O dans le plan ( $p^*$ ,  $s$ ) données par :

$$k_1 = \frac{p_F^* + p_E^*}{2} \quad (\text{III.81})$$

$$k_2 = \frac{s_F + s_E}{2} \quad (\text{III.82})$$

$$p_s[O] = k_2 \quad (\text{III.83})$$

$$p_0[O] = p_c \left( \frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0) - \kappa}{\lambda(0)[(1-r) \exp[-\beta k_2] + r] - \kappa}} \quad (\text{III.84})$$

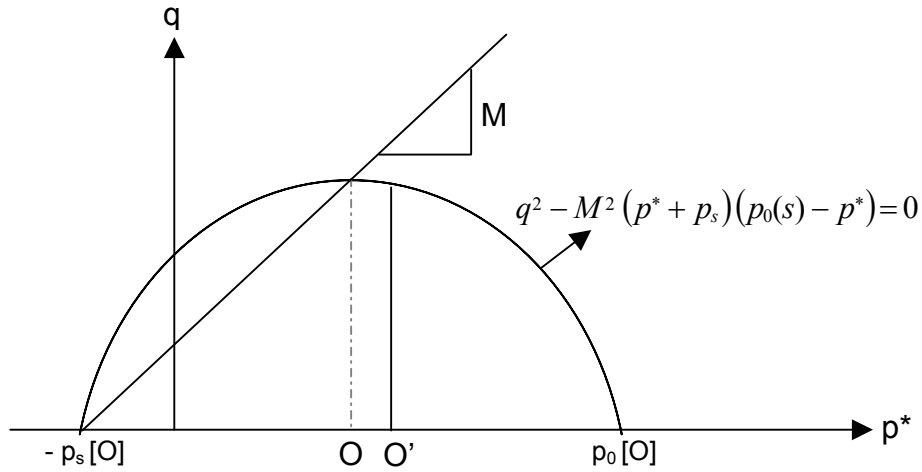


Figure III.25 - Calcul de la longueur de l'axe de l'ellipse selon l'axe q

L'équation de l'ellipse dans le plan (X,q) est alors donnée par :

$$\left[ \frac{X}{(I/2)} \right]^2 + \left[ \frac{q}{(J/2)} \right]^2 = 1 \quad (\text{III.85})$$

Après une transformation des coordonnées, l'équation de l'ellipse dans le plan (p\*,q) est de la forme (voir annexe 2) :

$$F = -1 + \frac{2k_1^2}{(I/2)^2} - \frac{4k_1}{(I/2)^2} p^* + \frac{2}{(I/2)^2} p^{*2} + \frac{q^2}{(J/2)^2} \quad (\text{III.86})$$

Si l'on pose :

$$cte1 = -1 + \frac{2k_1^2}{(I/2)^2} \quad (\text{III.87})$$

$$cte2 = -\frac{4k_1}{(I/2)^2} \quad (\text{III.88})$$

$$cte3 = \frac{2}{(I/2)^2} \quad (\text{III.89})$$

$$cte4 = \frac{1}{(J/2)^2} \quad (\text{III.90})$$

La relation (III.86) devient :

$$F = (cte1) + (cte2) p^* + (cte3) p^{*2} + (cte4) q^2 \quad (\text{III.91})$$

### III.3.4.4- Calculs des dérivées de la fonction F

Les calculs des dérivées de la fonction de charge  $F$  se font de la manière suivante :

- Dérivée de  $F$  par rapport à  $\underline{\underline{\sigma}}$  :

$$\frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = \frac{\partial F}{\partial p^*} \frac{\partial p^*}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} + \frac{\partial F}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (\text{III.92})$$

avec :

$$\frac{\partial F}{\partial p^*} = (cte2) + (2 cte3) p^* \quad (\text{III.93})$$

$$\frac{\partial F}{\partial q} = (2 \text{ cte4}) q \quad (\text{III.94})$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial \sigma} = \left[ \frac{1}{3} \frac{1}{3} \frac{1}{3} 0 0 0 \right]^T \quad (\text{III.95})$$

$$\frac{\partial q}{\partial \sigma} = \sqrt{3} \begin{pmatrix} \frac{1}{2q} \left( \sigma_1 - \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \right) \\ \frac{1}{2q} \left( \sigma_2 - \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \right) \\ \frac{1}{2q} \left( \sigma_3 - \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \right) \\ \frac{1}{q} \sigma_4 \\ \frac{1}{q} \sigma_5 \\ \frac{1}{q} \sigma_6 \end{pmatrix} \quad (\text{III.96})$$

- Dérivée de  $F$  par rapport à  $s$  : comme la fonction  $F$  ne dépend pas d'une manière explicite de la succion  $s$ , sa dérivée par rapport à cette dernière a été calculée numériquement et pour un état de contrainte donné :

$$\frac{\partial F}{\partial s} = \frac{F(s + \Delta s) - F(s - \Delta s)}{2 \Delta s} \quad (\text{III.97})$$

- Dérivée de  $F$  par rapport aux paramètres des écrouissages : l'avantage de notre fonction de charge est qu'elle nécessite la dérivée par rapport à un seul paramètre d'écrouissage  $p_0^*$ , les autres paramètres  $s_0$  et  $s_h$  n'interviennent pas dans l'équation de  $F$ . De même que dans le cas précédent, la dérivée de  $F$  par rapport à  $p_0^*$  a été calculée numériquement :

$$\frac{\partial F}{\partial p_0^*} = \frac{F(p_0^* + \Delta p_0^*) - F(p_0^* - \Delta p_0^*)}{2 \Delta p_0^*} \quad (\text{III.98})$$

Afin de s'assurer que la loi de comportement élastoplastique et les lois d'écrouissage sont correctement programmées dans le code, le modèle implanté a été vérifié à l'aide de la simulation des essais théoriques à succions contrôlées. Dans ce qui suit, nous présentons les différents tests effectués.

### III.4- VALIDATION THÉORIQUE DU MODÈLE ET DES PROCÉDURES NUMÉRIQUES IMPLANTÉES DANS LE CODE

#### III.4.1- Introduction

Après avoir détaillé le travail numérique réalisé dans le code de calcul *Code\_Bright* et avant de passer à la simulation des essais expérimentaux et aux calculs d'ouvrages réels, nous avons procédé aux tests de vérification du modèle afin de s'assurer que la loi de comportement élastoplastique et les lois d'écrouissage sont correctement programmées dans le code. Le modèle implanté sera testé à l'aide de la simulation des essais théoriques à succions contrôlées. Les paramètres du modèle *BExM* utilisés dans les simulations sont rassemblés dans le tableau III.6. Les figures III.26 et III.27 représentent respectivement les formes, de trois surfaces de charge du modèle et de deux fonctions de couplage, correspondent aux paramètres utilisés.

Tableau III.6 - Paramètres du modèle BExM retenus pour l'exemple de validation

Paramètre	Valeur
$\kappa$	0,008
$\lambda(0)$	0,25
$r$	0,85
$\beta$ (kPa <sup>-1</sup> )	0,00005
$p_c$ (kPa)	0,008
$M$	1,24
$p_0^*$ (kPa)	650
$s_0$ (kPa)	6000
$s_h$ (kPa)	4000
$\kappa_s$	0,004
$e_m$	0,285
$\kappa_m$	0,01
$f_{I0}$	0,1
$f_{I1}$	3,9
$nI$	0,01
$f_{D0}$	0,3
$f_{D1}$	8,7
$nD$	60

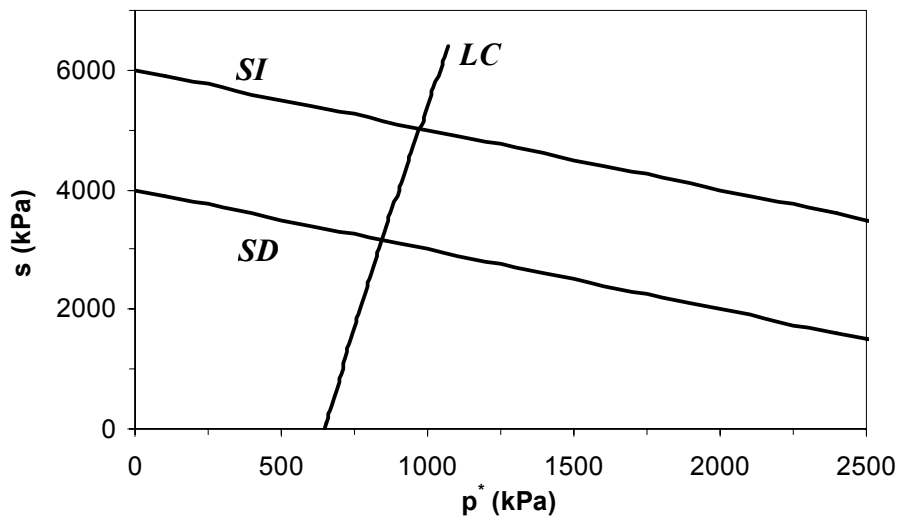


Figure III.26 - Surfaces de charge du modèle BExM correspondantes aux paramètres utilisés pour la validation

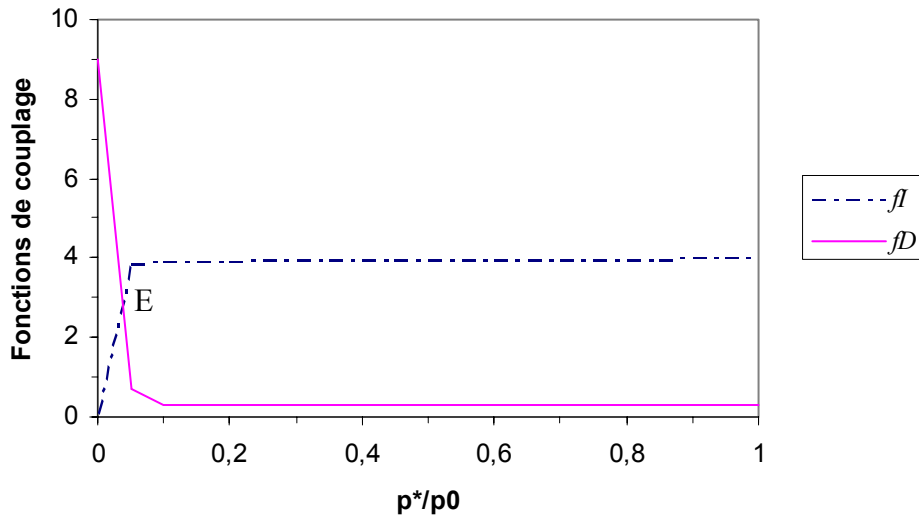


Figure III.27 - Fonctions de couplages correspondant aux paramètres utilisés pour la validation

### III.4.2- Test du chargement mécanique

Une simulation d'un essai œdométrique à succion imposée (4200 kPa) a été effectuée pour vérifier la réponse mécanique du modèle implanté. Cet essai débute à une contrainte faible de 100 kPa et une succion de l'ordre de 4200 kPa et comporte une phase de chargement /déchargement/rechargement mécanique à succion constante ( $s = 4200$  kPa,  $p^* = 100 \rightarrow 1500 \rightarrow 100 \rightarrow 1700$  kPa). Les chemins de contrainte suivis sont indiqués sur la figure III.28. L'état initial est représenté par le point A sur cette figure.

Les indices des vides obtenus à la fin de chaque étape de chargement permettent de tracer la courbe de compressibilité sous la succion imposée (fig. III.29). La pente de la partie surconsolidée de la courbe de compressibilité  $\kappa$ , ainsi que la pente de compression vierge  $\lambda(s)$ , sont déterminées comme indiquées sur la figure III.29. L'intersection des deux droites ainsi définies donne la pression de préconsolidation apparente  $p_0(s)$ . En effet, pour une succion de 4200 kPa, les valeurs de la pente  $\lambda(4200)$  et de la pression  $p_0(4200)$  sont de l'ordre de 0,244 et 915 kPa, respectivement. Ces valeurs sont calculées en utilisant les équations (II.10 et II.12).

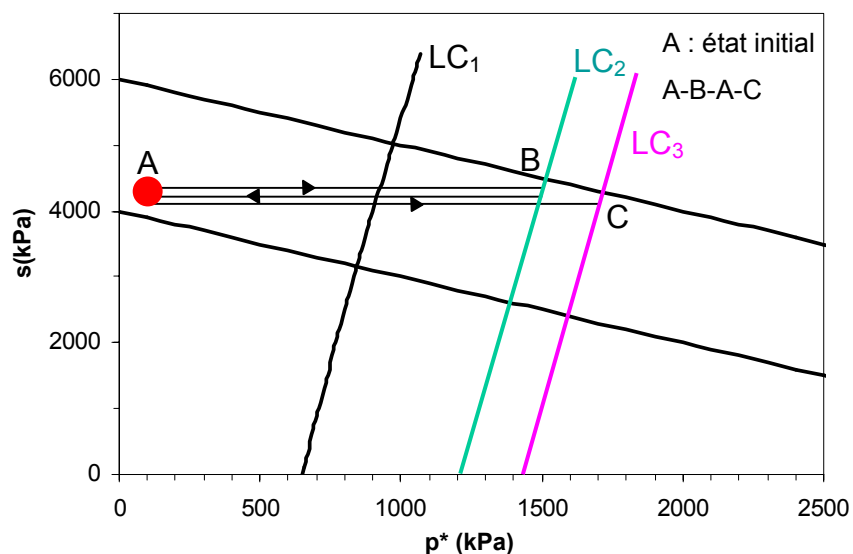


Figure III.28 - Chemins de contrainte suivis dans le test mécanique

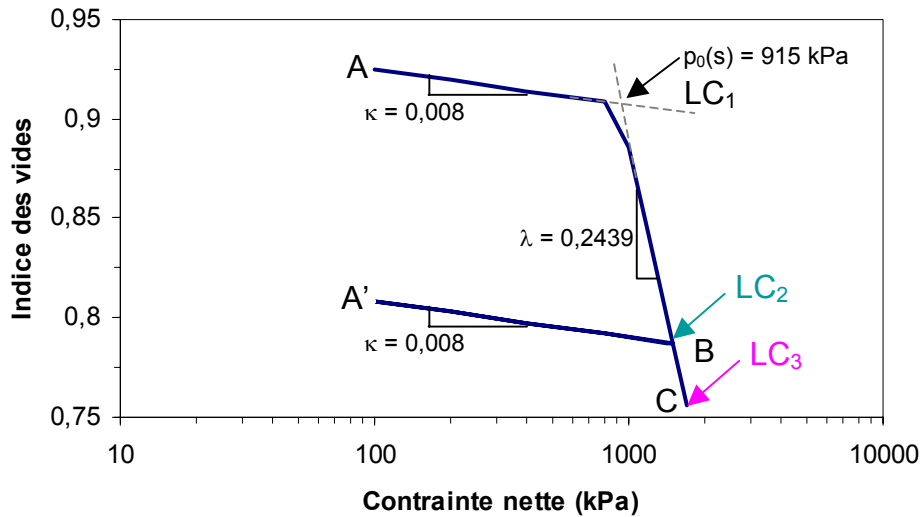


Figure III.29 - Courbe de compressibilité de l'essai œdométrique simulé

L'analyse de ce résultat montre que le modèle numérique reproduit parfaitement les paramètres introduits. La pente de la phase de déchargement est égale à celle de la partie surconsolidée pendant le chargement. En effet, l'application de la première étape de chargement (chemin A-B) provoque un déplacement de la courbe initiale  $LC_1$  vers la position  $LC_2$ . Le retour vers la charge initiale (chemin B-A') se produit donc dans la zone élastique. La deuxième étape de chargement (chemin A'-C) montre bien l'écroutissage de la surface de charge  $LC$  dû à la première étape de chargement ; les déformations irréversibles apparaissent pour une pression ( $p_0 = 1500$  kPa : point B) plus grande que la pression  $p_0(s)$  initiale. Ceci s'explique par l'agrandissement de la zone élastique consécutive à l'application de la première étape de chargement.

### III.4.3- Test hydrique

Une simulation d'un essai comportant un cycle hydrique sous une faible charge ( $p^* = 10$  kPa) a été également effectuée pour tester la réponse hydrique du modèle implanté. Cet essai consiste à appliquer d'abord une phase d'augmentation de succion, de la succion initiale ( $s = 4500$  kPa) vers une succion de 7000 kPa puis la succion est ramenée à une succion de 5000 kPa ( $p^* = 10$  kPa,  $s = 4500 \rightarrow 7000 \rightarrow 5000$  kPa). Ce cycle hydrique a lieu sous une pression maintenue constante de 10 kPa. Les figures III.30 et III.31 représentent respectivement les chemins de contrainte suivis et le résultat de simulation de cet essai.

Le résultat montre de nouveau que le modèle numérique reproduit bien les paramètres introduits. De plus, on observe l'apparition de déformations irréversibles pour une succion de 5990 kPa, cette succion correspond bien au point de l'intersection du chemin de chargement avec la surface de charge  $SI$  (fig. III.30). La figure III.31 permet de voir encore que l'augmentation de succion imposée (chemin A-B) provoque un retrait qui est suivi d'un gonflement lorsque la succion 5000 MPa a été appliquée (chemin B-C). Le cycle hydrique, au total, a provoqué l'apparition de déformations irréversibles du type retrait.

L'augmentation de succion jusqu'à 7000 kPa (chemin A-B) provoque un dépassement de la courbe  $SI$  et par conséquent un déplacement de cette courbe de la position initiale  $SI_1$  vers la position  $SI_2$ . Ce déplacement de la courbe  $SI$  est couplé à un mouvement de la courbe  $LC$  de la position  $LC_1$  vers la position  $LC_2$  et de la courbe  $SD$  de la position  $SD_1$  vers une position plus haute notée  $SD_2$ . Le retour vers la succion 5000 MPa (chemin B-C) se produit donc dans la zone élastique (fig. III.30).

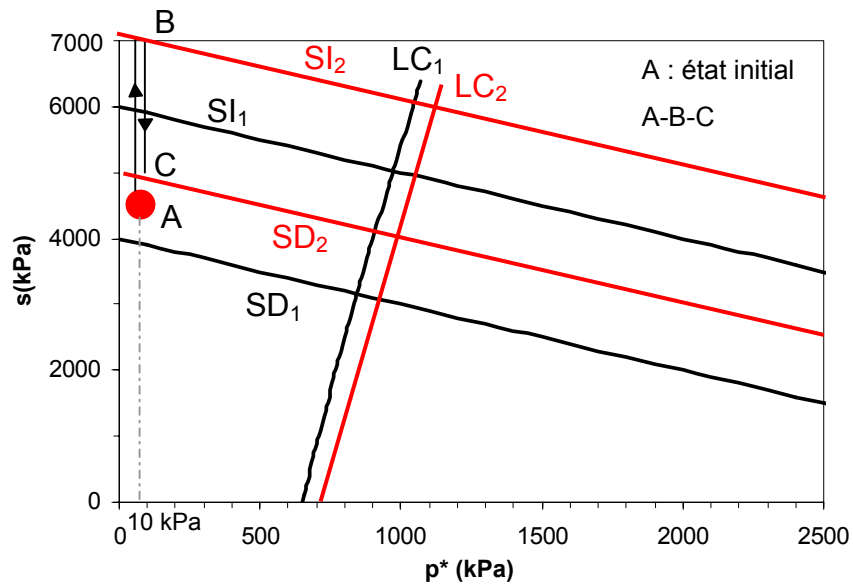


Figure III.30 - Chemins de contrainte suivis dans le test hydrique

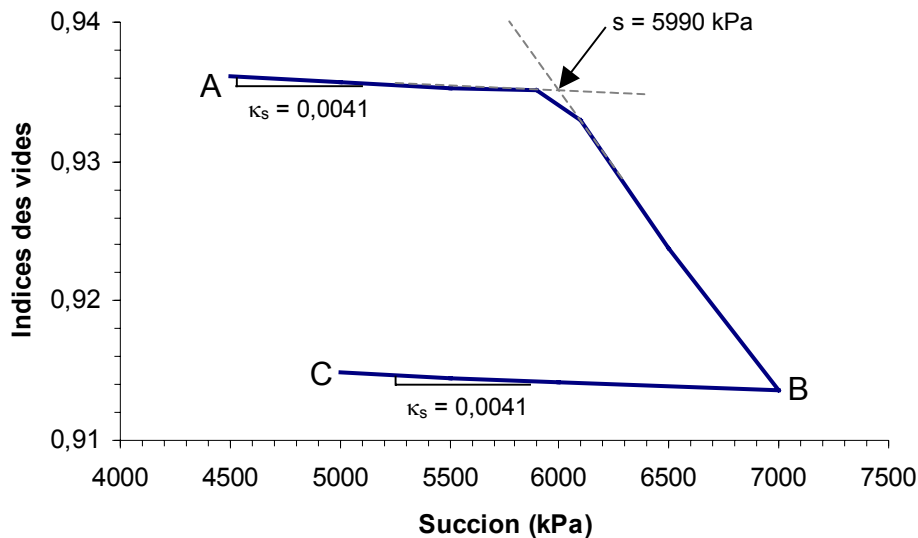


Figure III.31 - Variations de l'indice des vides au cours du cycle hydrique simulé

### III.4.4- Test hydromécanique

Ce test regroupe les deux tests précédents. Il a été effectué pour vérifier les couplages entre les différentes surfaces de charge du modèle implanté. Cet essai débute à une contrainte faible de 10 kPa et une succion de l'ordre de 4200 kPa. Il comporte une phase de chargement /déchargement mécanique à succion constante ( $s = 4200$  kPa,  $p^* = 10 \rightarrow 1500 \rightarrow 10$  kPa). Ensuite, l'essai inclue un cycle hydrique sous la contrainte 10 kPa ( $p^* = 10$  kPa,  $s = 4200 \rightarrow 7000 \rightarrow 5000$  kPa) avant d'effectuer un chargement mécanique sous une succion imposée constante de 5000 kPa ( $s = 5000$  kPa,  $p^* = 10 \rightarrow 1900$  kPa). Les chemins de contrainte suivis avec l'écroutissage des différentes surfaces de charge sont indiqués sur la figure III.32. La variation de l'indice des vides en fonction de la contrainte nette est donnée sur la figure III.33.



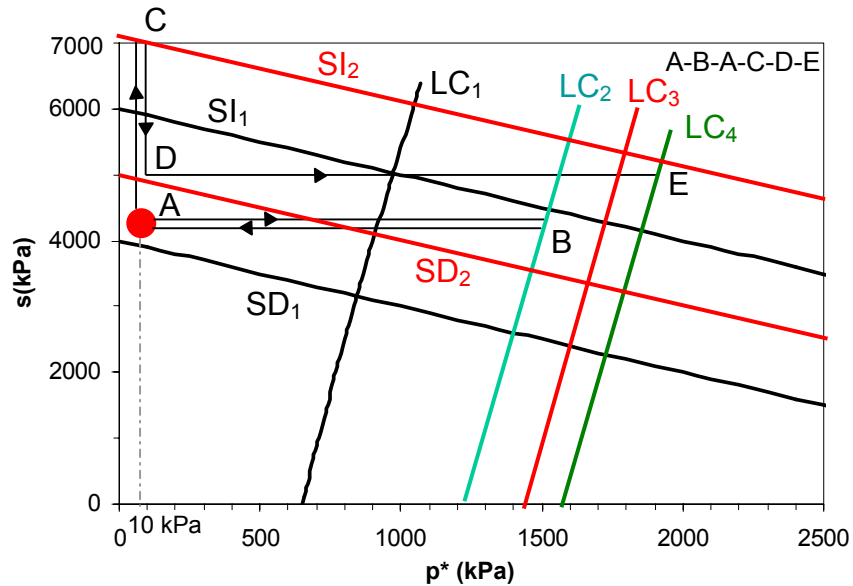


Figure III.32 - Chemins de contrainte suivis et écrouissage des différentes surfaces de charge dans le test hydromécanique

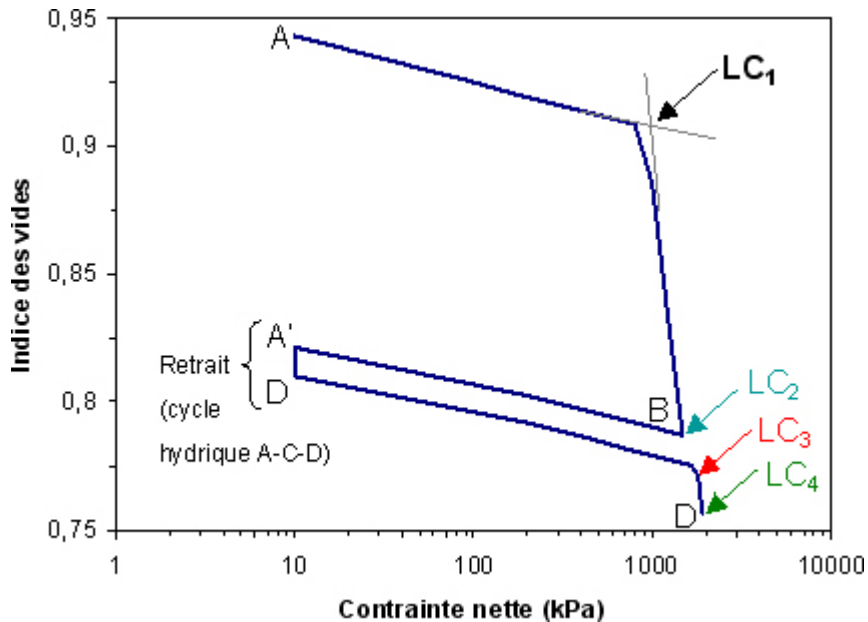


Figure III.33 - Courbe de compressibilité de l'essai simulé

Nous remarquons sur la courbe de compressibilité que le cycle de dessiccation - humidification a entraîné la création de déformations irréversibles du type retrait. Après ce cycle hydrique, le sol se comporte de manière élastique durant la phase de chargement mécanique jusqu'à une certaine pression au-delà de laquelle les déformations irréversibles apparaissent. Le cycle hydrique a donc provoqué une augmentation de la pression  $p_0(s)$ . En effet, le chargement mécanique (chemin A-B) provoque un déplacement de la courbe initiale  $LC_1$  vers la position  $LC_2$ , le retour vers la charge initiale (chemin B-A') se produit dans la zone élastique, ce qui n'affecte donc pas la position des surfaces de charge. L'augmentation de la succion jusqu'à 7000 MPa (chemin A'-C) provoque un déplacement de la courbe initiale  $SI_1$  vers une position plus haute notée  $SI_2$ . Ce déplacement de la  $SI$  est couplé à un mouvement de la courbe  $LC$  de la position  $LC_2$  vers la position notée  $LC_3$  et de la courbe  $SD$  de la position  $SD_1$  vers la position notée  $SD_2$ . Il y a donc un agrandissement du domaine élastique. Le retour vers la succion 5000 kPa (chemin C-D) se produit dans la zone élastique, ce qui n'affecte donc pas la position des

surfaces de charge. Lorsque la limite de la zone élastique est atteinte pendant le chargement mécanique (chemin D-E), il se produit une plastification du sol qui entraîne un déplacement de la courbe  $LC_3$  vers la position  $LC_4$ . Le fait que la plastification apparaît à une pression  $p_0(s)$  plus grande que la pression  $p_0(s)$  initiale s'explique par l'agrandissement de la zone élastique consécutive à l'application du cycle hydrique.

### III.4.5- Test de dépassement de deux surfaces de charge en même temps

Une simulation d'un essai œdométrique à succion imposée ( $s = 4200$  kPa) dont les chemins de contrainte dépassent deux surfaces de charge en même temps ( $LC$  et  $SI$ ) a été également effectuée, afin de s'assurer que les algorithmes correspondant à ce type de chemins sont correctement programmés dans le code. Cet essai débute à une contrainte faible de 100 kPa et une succion de l'ordre de 4200 kPa et comporte une phase de chargement mécanique à succion constante ( $s = 4200$  kPa,  $p^* = 100 \rightarrow 2200$  kPa). Les figures III.34 et III.35 représentent respectivement les chemins de contrainte suivis et le résultat de simulation de cet essai.

L'analyse de ces résultats montre de nouveau que le modèle numérique reproduit bien les paramètres introduits. L'application de la première étape de chargement (chemin A-B) se produit dans la zone élastique, ce qui n'affecte donc pas la position des surfaces de charge et le sol se comporte de manière élastique durant cette étape. L'augmentation du chargement jusqu'à 1800 kPa (chemin B-C) provoque un dépassement de la courbe  $LC$  et par conséquent un déplacement de cette courbe de la position initiale  $LC_1$  vers la position  $LC_2$ . La dernière étape du chargement jusqu'à 2200 kPa (chemin C-D) provoque un dépassement de la courbe  $SI$  et par conséquent un déplacement de cette courbe de la position initiale  $SI_1$  vers une position plus haute notée  $SI_2$ . Ce déplacement de la courbe  $SI$  est couplé à un mouvement de la courbe  $LC$  de la position  $LC_2$  vers la position  $LC_3$  et de la courbe  $SD$  de la position  $SD_1$  vers une position plus haute notée  $SD_2$ . Il y a donc un agrandissement du domaine élastique.

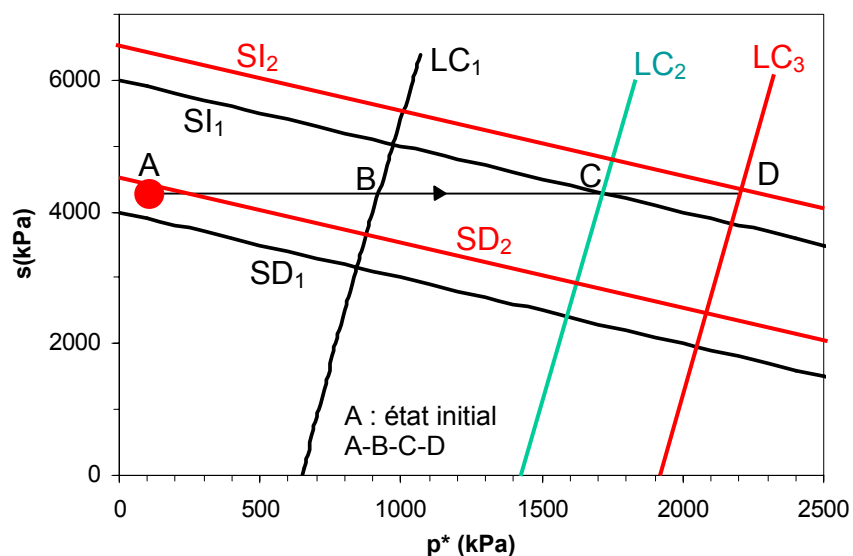


Figure III.34 - Chemins de contrainte suivis et écrouissage des différentes surfaces de charge dans le test de dépassement de deux surfaces de charge en même temps

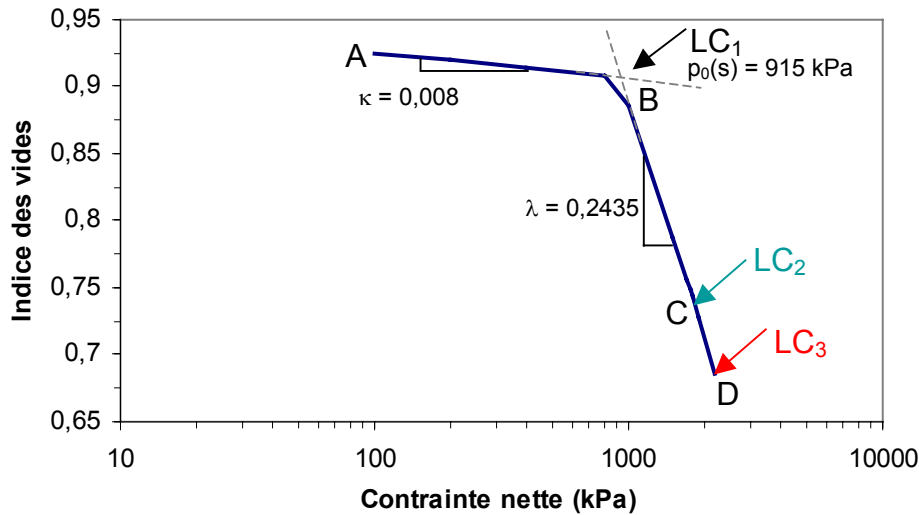


Figure III.35 - Courbe de compressibilité de l'essai simulé

### III.5- CONCLUSION

Dans la première partie de ce rapport, nous avons exposé la description du code de calcul par éléments finis *Code\_Bright* dans lequel le modèle *BExM* a été implanté. Les exemples d'applications effectués dans cette partie ont permis de vérifier le fonctionnement de certains modèles numériques existants ; le modèle d'élasticité linéaire et le modèle élastoplastique *BBM*.

La deuxième partie était consacrée à la présentation des différentes étapes du travail numérique effectué pour implanter le modèle *BExM* dans *Code\_Bright*. Ceci s'est fait par l'introduction d'une nouvelle famille de procédures numériques adaptées à ce modèle. L'expression reliant les changements de contrainte en fonction des changements de déformation et des incréments de la succion a été exprimée sous une forme appropriée pour des programmes standards d'éléments finis et la détermination de la fonction de charge du modèle *BExM*, selon une approche permettant d'approcher ses surfaces de charge par une surface de charge unique (ellipse) et une autre qui reprend les surfaces réelles du modèle, a été exposée. L'utilisation de la première approche a été abandonnée du fait de la difficulté d'implanter les lois d'écroûissage du modèle et de la réduction du domaine élastique réel. En revanche, l'utilisation de la deuxième approche a permis de déterminer l'équation de la surface de charge du modèle dans l'espace  $(p^*, q, s)$  et pour un état de contrainte donné.

La dernière partie était consacrée à la vérification du modèle programmé. Les tests effectués dans cette partie nous ont permis d'avoir une certitude de la bonne programmation effectuée, ce qui nous permettra d'entamer avec confiance, la modélisation des essais expérimentaux réalisés sur un sol gonflant (les essais œdométriques à succion contrôlée réalisés, par Romero (1999) sur l'argile de Boom, par Cuisinier (2002) sur un mélange compacté de 60 % de bentonite et de 40 % de limon, et par Lloret *et al.* (2003) sur une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite), et la modélisation des problèmes pratiques tels que les remblais routiers, les fondations, les stockages de déchets, etc., qui est l'objectif principal de ces travaux de recherche.

---

## ***CHAPITRE IV***

# **PRISE EN COMPTE DES INCERTITUDES DES PARAMÈTRES DU MODÈLE *BExM***

---



# Chapitre IV

## Prise en compte des incertitudes des paramètres du modèle *BExM*

### IV.1- INTRODUCTION

Lors d'une modélisation à l'aide de la méthode des éléments finis, il est nécessaire de connaître des données initiales, telles que les paramètres géotechniques des matériaux. Cependant dans de nombreux cas, il est difficile de déterminer certains paramètres avec suffisamment de précision, ce qui rend les résultats des modélisations incertains. Le choix des paramètres et données que l'on doit introduire dans le calcul par éléments finis est donc très délicat. En effet, le sol est par nature un milieu hétérogène. La variation spatiale de ses propriétés peut donc être importante. La réalisation de quelques reconnaissances ponctuelles ne permet alors pas de déterminer avec précision ses caractéristiques. Outre la variabilité spatiale des paramètres géotechniques, de nombreux autres facteurs entachent les résultats des modélisations d'incertitudes (Cambou, 1977). Ces facteurs correspondent à la détermination des conditions aux limites du modèle, aux sollicitations imposées au milieu étudié, aux méthodes de calcul elles-mêmes et à des erreurs humaines pouvant être commises lors des calculs ou de la détermination des paramètres géotechniques. On s'accorde en général à reconnaître que les incertitudes les plus grandes sont celles induites par une mauvaise connaissance des propriétés des sols (Bouayed, 1997 ; Mellah, 1999 ; Auvinet *et al.*, 2000 et Auvinet, 2001).

Les paramètres des sols doivent alors être considérés comme des variables aléatoires ou des processus stochastiques spatiaux. L'introduction dans les modélisations de concepts issus de la théorie des probabilités, permettant de prendre en compte le caractère aléatoire des propriétés des matériaux, est donc apparue comme potentiellement utile. C'est ainsi qu'est née en particulier la méthode des éléments finis stochastique. Cette méthode consiste à estimer, au moyen de différentes techniques probabilistes, les incertitudes qui affectent les résultats des modélisations comme les déplacements, les contraintes, les déformations, les indices des vides, etc. obtenus à partir de calculs réalisés au moyen de la méthode des éléments finis et portant sur des massifs et ouvrages à propriétés aléatoires.

Ce chapitre va dans un premier temps recenser les principales sources d'incertitude en géotechnique, notamment l'incertitude sur la connaissance des paramètres géotechniques du sol. Les techniques de modélisation de ces incertitudes au moyen des variables aléatoires ou des champs stochastiques seront également développées.

Dans un deuxième temps, la méthode des éléments finis stochastique avec un traitement probabiliste au premier ordre-seconds moments (*FOSM*) pour l'estimation des incertitudes

sur les résultats des modélisations sera détaillée plus précisément. Cette méthode d'analyse des incertitudes sera ensuite mise en pratique grâce à l'adaptation d'un programme Fortran (*Feamel*), créé en 1999 par Mellah et basé sur le code de calcul par élément finis *Feadam 84* (Ducan *et al.*, 1984). Ce programme permet d'estimer les incertitudes (écarts-types et coefficients de variation) sur les déplacements, les contraintes et les déformations. Goineau (2001) a modifié le programme *Feamel* afin qu'il ne se base plus sur le code de calcul aux éléments finis *Feadam 84*, mais soit applicable à d'autres logiciels (tel que *Plaxis*). Le programme modifié, intitulé *P\_FOSM*, peut donc fonctionner de manière indépendante du code de calcul aux éléments finis après que les fichiers de données du programme aient été mis en forme convenablement. Le programme *P\_FOSM* a encore été modifié lors de ce travail en introduisant la possibilité de calculer les incertitudes sur les indices des vides et en modifiant la mise en forme et les formats des valeurs des fichiers de données pour permettre d'effectuer des analyses d'incertitudes en se basant sur le code de calcul *Code\_Bright*. Dans ce qui suit, ce logiciel, intitulé *CB\_FOSM*, sera présenté.

Une étude de la sensibilité de la réponse du modèle élastoplastique *BExM* aux différents paramètres de ce modèle sera également présentée en les considérant comme des variables aléatoires afin de mettre en évidence les paramètres qui doivent faire l'objet d'une détermination plus soignée. La méthode *FOSM* sera ensuite appliquée, par l'utilisation combinée du code de calcul aux éléments finis *Code\_Bright* où le modèle *BExM* a été implanté et du programme *CB\_FOSM*, afin d'évaluer l'influence de l'incertitude régnant dans les paramètres du sol sur les résultats de la modélisation. Les résultats d'incertitudes obtenus pour les indices des vides, lors des simulations des essais œdométriques à succion contrôlée sur un sol gonflant, seront présentés et commentés.

## IV.2- LES INCERTITUDES EN GÉOTECHNIQUE

Les causes des incertitudes en géotechnique sont multiples et si certaines sont communes à tous les problèmes d'ingénierie, d'autres sont spécifiquement liées au matériau, que ce soit le sol ou la roche, que la nature a doté de caractéristiques complexes et variables dans l'espace et dans le temps et dont la mesure est délicate. De ce fait, les paramètres hydriques et mécaniques que l'on introduit dans les calculs en géotechnique, et en particulier dans ceux réalisés par la méthode des éléments finis, sont souvent mal connus et les résultats de l'analyse sont alors affectés d'incertitudes. On doit ajouter à cela les incertitudes sur les sollicitations et les conditions aux limites ainsi que l'erreur que peuvent introduire les hypothèses et approximations du modèle utilisé.

Les incertitudes peuvent donc être séparées en trois groupes (Cambou, 1977) : incertitudes sur les paramètres géotechniques des sols, incertitudes sur les sollicitations et les conditions aux limites, et enfin incertitudes sur la méthode de calcul et le choix du modèle.

### IV.2.1- Incertitudes sur les paramètres géotechniques des sols

Les codes de calcul par éléments finis sont basés sur l'utilisation des lois de comportement des sols, en vue de la détermination des champs de contraintes, de déplacements et de déformations. Ces lois de comportement (élastique linéaire ou non-linéaire, élastoplastique, viscoélastique,...) nécessitent de connaître certains paramètres géotechniques des sols. Ces paramètres sont estimés à partir de l'expérience, de corrélation avec les propriétés physiques et, dans le meilleur des cas, à partir d'un nombre limité d'essais en place ou au laboratoire.

Les incertitudes sur ces paramètres peuvent dans un premier temps dépendre de la variabilité spatiale de ces mêmes paramètres. Elles peuvent également être liées aux incertitudes sur les mesures et sur les estimations des paramètres d'un échantillon ou

élément de sol donné. Les incertitudes associées aux erreurs humaines ou à l'ignorance peuvent également être importantes mais elles échappent en général aux modélisations probabilistes ou autres.

#### **IV.2.1.1- Variabilité spatiale**

La plus importante source d'erreurs est la variabilité spatiale des propriétés, due à la nature très hétérogène des terrains naturels. En effet, par nature, les sols sont des matériaux hétérogènes dont les propriétés mécaniques et physiques peuvent présenter une variation souvent considérable d'un point à l'autre du milieu. Cette variabilité est due aux processus géologiques ou artificiels dont ils sont issus, à la variation spatiale de leur composition minérale et à l'histoire des contraintes auxquelles ils ont été soumis. L'appréhension de la géologie du site ou du mode de construction de l'ouvrage peut permettre de définir des zones semblant homogènes, mais cette homogénéité n'est que relative. Plusieurs méthodes ont été proposées afin de caractériser la variabilité spatiale d'une propriété mesurée en un grand nombre de points de l'espace ; citons entre autres :

- l'analyse statistique classique (Marsal & Mazari, 1959) ;
- l'analyse en composante principales ou des analyses factorielles (Gascuel-Odeux, 1984) ;
- les méthodes géostatistiques (Matheron, 1965 ; Gascuel-Odeux, 1987).

#### **IV.2.1.2- Incertitudes sur les mesures et les estimations des paramètres**

Les lois de comportement courantes sont des modèles qui donnent une description approchée du comportement réel du sol. Dans la plupart des cas, des écarts sont donc constatés entre le comportement réel du sol et celui décrit par le modèle. Ces écarts peuvent être dus principalement :

- aux erreurs aléatoires des essais réalisés ; elles peuvent être la conséquence d'erreurs humaines (imprécisions, mauvaises manipulations, mauvais étalonnages,...) ; Cambou (1977) a souligné qu'un grand nombre de facteurs (opérateur, appareils de mesure, conditions atmosphériques,...) influent sur l'évaluation des propriétés des matériaux pendant les essais ; on peut ajouter à cela l'effet d'échelle ; ces erreurs peuvent être estimées si un grand nombre d'essai est réalisé, ce qui permet d'appréhender la dispersion des mesures expérimentales ;
- aux erreurs systématiques dues à un biais dans la mesure, souvent inhérent à l'essai réalisé ou lié au remaniement des échantillons et autres facteurs similaires, si ce biais est connu, il peut être corrigé mais il reste souvent aléatoire (Auvinet, 2001) ; un biais peut également être introduit lorsque certains paramètres du sol sont estimés de façon subjective (opinion d'expert) par des valeurs arbitraires, issues de corrélations plus au moins justifiées avec d'autres propriétés physiques et mécaniques, ou choisies d'après des expériences antérieures rencontrées par le chargé d'étude dans le même type de terrain ; ces méthodes sont donc très subjectives et par conséquent sources de grandes incertitudes.

#### **IV.2.2- Incertitudes sur les sollicitations et les conditions aux limites**

L'utilisation d'un modèle implique le choix des conditions aux limites souvent arbitraires et la définition des sollicitations intervenant dans le problème. Les forces extérieures et les forces de volume à prendre en compte dans les analyses géotechniques, et en particulier dans celles réalisées par la méthode des éléments finis, sont souvent mal connues et peuvent varier dans le temps. Ces évolutions temporelles ne sont pas toujours prises en compte dans les modèles numériques. De plus, les sollicitations ont des distributions spatiales alors qu'elles sont habituellement considérées comme uniformément réparties.



Les conditions aux limites sont également souvent méconnues et simplifiées. Elles ne peuvent être représentées que de façon approchée. Les incertitudes ainsi introduites sont alors difficiles à évaluer.

### **IV.2.3- Incertitudes sur la méthode de calcul et le choix du modèle**

Des incertitudes liées à la méthode de calcul peuvent également être prises en compte. Ces erreurs peuvent être de différents ordres (Lemaire, 1992) :

- erreurs dues à la complexité du modèle numérique ;
- erreurs sur la solution numérique ;
- erreurs d'ignorance : l'oubli d'un scénario de défaillance peut conduire à des résultats tout à fait différents de la réalité ;
- erreurs dues aux caractéristiques de la modélisation numérique (maillages, méthode d'intégration, critère de convergence,...) ;
- erreurs dues à l'arrondissement des résultats.

Enfin, le choix d'une loi de comportement pour décrire les réactions d'un matériau naturel, tel qu'un sol ou une roche, est délicat. Les lois de comportement qui existent ne sont qu'une représentation approchée et idéalisée de la réalité, et l'application de l'une ou l'autre peut engendrer des différences notables dans les résultats. Cette erreur du choix du modèle peut être minimisée par le choix des types de modèle correspondant au mieux au type du matériau étudié et ensuite de caler de manière optimale les paramètres du modèle.

Les différentes sources d'incertitudes citées précédemment ont une influence directe ou non sur les résultats des modélisations effectuées, notamment par la méthode des éléments finis. Il est cependant difficile d'estimer de façon précise les valeurs de ces incertitudes. Elles peuvent s'obtenir en comparant aux résultats expérimentaux les résultats de plusieurs calculs effectués par la même méthode sur des milieux de caractéristiques bien déterminées (Cambou, 1977).

### **IV.2.4- Conclusion**

Nous venons de passer en revue les principales sources d'incertitudes qui peuvent avoir une influence directe ou indirecte sur les résultats du calcul des ouvrages géotechniques, en particulier par la méthode des éléments finis.

Nous avons souligné l'importance que peuvent revêtir les variations spatiales des propriétés du sol ainsi que les erreurs de mesure ou d'estimation, mais aussi l'incertitude sur les sollicitations, les conditions aux limites et sur la méthode de calcul.

Les incertitudes en amont de la modélisation peuvent être de différentes sortes, mais il semble, d'après certains auteurs (Bouayed, 1997 ; Mellah, 1999 ; Auvinet *et al.*, 2000 et Auvinet, 2001), que dans la plupart des modélisations géotechniques réalisées, l'incertitude liée à la variabilité spatiale des paramètres géotechniques des matériaux soit la plus importante. Dans la suite de notre étude, nous nous intéresserons donc plus particulièrement à la modélisation de cette incertitude en vue de sa prise en compte dans les analyses aux éléments finis.

## **IV.3- MODÉLISATION DE LA VARIABILITÉ SPATIALE**

### **IV.3.1- Modélisation par variables aléatoires**

Une des techniques utilisées pour décrire la variabilité des propriétés des sols d'un point à un autre d'un milieu donné est de recourir au formalisme des variables aléatoires. La densité de probabilité de ces variables est déterminée à partir de l'histogramme des

données obtenues par prélèvements d'échantillons. On ajuste ensuite à ces histogrammes des modèles probabilistes simples, le plus souvent des distributions de Gauss ou de Student, en vue de réaliser des tests d'hypothèses. On peut si nécessaire, définir une variable aléatoire pour chaque sous-domaine du milieu où certaines conditions d'homogénéité statistiques sont remplies.

Cette approche a le défaut de supposer implicitement que les divers prélèvements d'échantillons constituent des réalisations indépendantes d'une même expérience. Elle ignore donc les corrélations qui peuvent exister entre les résultats obtenus en des points voisins, conséquence de la structure des massifs de sols. Afin de remédier à cette limitation, il est nécessaire de faire appel à la théorie probabiliste des fonctions aléatoires ou des processus stochastiques spatiaux connus sous le nom de champs stochastiques.

## IV.3.2- Modélisation par champs stochastiques

### IV.3.2.1- Définitions et description usuelle

Pour caractériser la variabilité spatiale des propriétés des sols, les outils mathématiques les mieux adaptés sont les fonctions ou champs aléatoires. La définition d'une fonction aléatoire consiste à associer aux résultats d'une expérience de type probabiliste des fonctions définies dans un domaine temporel (processus stochastique) ou spatial (on parle alors de champ). A un résultat donné de l'expérience correspond alors une fonction particulière.

Soit  $V(X)$ , la valeur prise par une propriété du sol donnée au point  $X$  d'un domaine  $R^p$  ( $p = 1, 2$  ou  $3$ ). En chaque point, cette valeur, en général non ou mal connue, peut être considérée comme une variable aléatoire. L'ensemble des variables aléatoires du domaine constitue le champ stochastique. Ce champ peut être décrit principalement par les paramètres et les fonctions suivants :

- Espérance mathématique :

$$\mu_{V(X)} = E[V(X)] \quad (IV.1)$$

- Variance :

$$\sigma_{V(X)}^2 = Var[V(X)] \quad (IV.2)$$

- Autocorrélation :

$$R_{VV}(X_1, X_2) = E[V(X_1) V(X_2)] \quad (IV.3)$$

- Autocovariance :

$$C_{VV}(X_1, X_2) = Cov[V(X_1) V(X_2)] = E \left[ \left( V(X_1) - \mu_{V(X_1)} \right) \left( V(X_2) - \mu_{V(X_2)} \right) \right] \quad (IV.4)$$

Les deux fonctions précédentes représentent le degré de dépendance linéaire existant entre les valeurs des propriétés mesurées en deux points différents dans le domaine considéré.

- Coefficient d'autocorrélation :

$$\rho_{VV}(X_1, X_2) = \frac{C_{VV}(X_1, X_2)}{\sigma_{V(X_1)} \sigma_{V(X_2)}} \quad (IV.5)$$

Ce coefficient représente l'autocovariance normalisée, adimensionnelle, dont les valeurs restent comprises entre -1 et +1.

- Fonction de distribution cumulée de probabilité :

$$F_{V(X_1), V(X_2), \dots, V(X_n)}(v_1, v_2, \dots, v_n; X_1, X_2, \dots, X_n) = P[V(X_1) \leq v_1, \dots, V(X_n) \leq v_n] \quad (IV.6)$$

On admet le plus souvent que le champ présente une certaine homogénéité statistique, quitte à subdiviser le milieu en plusieurs sous-domaines, et qu'il est stationnaire au sens large dans toute direction. L'espérance du champ est alors constante, et l'autocovariance dépend uniquement de la distance vectorielle  $\tau$  entre les points  $X_1$  et  $X_2$  (stationnarité au sens large), on a alors :

$$C_{VV}(X_1, X_2) = C_{VV}(X_1 - X_2) = C_{VV}(\tau) \quad (\text{ou plus simplement } C(\tau)) \quad (IV.7)$$

A l'origine, cette fonction n'est autre que la variance de  $V(X)$  :

$$\text{Var}[V(X)] = C(0) \quad (IV.8)$$

et le coefficient de d'autocorrélation s'écrit comme suit :

$$\rho_{VV}(X_1, X_2) = \rho_{VV}(\tau) \quad (\text{ou plus simplement } \rho(\tau)) \quad (IV.9)$$

Le coefficient d'autocorrélation est égal à l'unité à l'origine et tend à décroître quand la distance  $\tau$  augmente. La distance pour laquelle il s'annule est communément appelée distance d'influence. Dans les milieux anisotropes, cette distance varie en fonction de la direction considérée. Dans les milieux présentant un orthotropie de révolution, une autocovariance horizontale et verticale sera définie.

### IV.3.2.2- Discrétisation des champs stochastiques

Pour tenir compte de la variabilité spatiale des propriétés des sols et pour son introduction dans un modèle de calcul, il est nécessaire de ramener les champs aléatoires continus à un nombre limité de variables aléatoires. Ce processus est connu sous le nom de discrétisation des champs stochastiques. Ainsi que, pour les calculs aux éléments finis, il sera nécessaire d'associer à chaque élément ou groupe d'éléments correspondant à un volume de sol donné, des paramètres mécaniques aléatoires représentatifs. Le problème de la définition de ces valeurs représentatives est délicat car il est souvent de nature tout autant mécanique que statistique. Les méthodes de discrétisation les plus courantes ignorent en fait l'aspect mécanique de ce problème qui ressort des techniques d'homogénéisation.

Il existe plusieurs méthodes de discrétisation (Der Kiureghian *et al.*, 1988), citons entres autres :

- la méthode du point moyen (Der Kiureghian *et al.*, 1988) ;
- la méthode de la moyenne spatiale (Cornell, 1971 et Vanmarcke & Grigoriu, 1983) ;
- la méthode de la fonction de forme (Liu *et al.*, 1986) ;
- la méthode du développement en série (Lawrence, 1987 et Spanos & Ghanem, 1989) ;
- la méthode d'estimation linéaire optimale de forme (Der Kiureghian *et al.*, 1991) ;

La méthode de discrétisation la plus simple est celle du point moyen. Elle consiste à décrire le champ aléatoire dans le domaine  $\Omega$  d'un élément au moyen d'une seule variable aléatoire représentant la valeur du champ au point central de l'élément, c'est-à-dire en son centre de gravité.

### IV.3.2.3- Limitations des modélisations par champs stochastiques

L'introduction des champs stochastiques dans les modélisations en géotechnique est souvent délicate ou peu justifiée pour les raisons suivantes :

- les échantillons utilisés pour l'estimation des paramètres du champ doivent suivre les règles applicables au prélèvement d'échantillons représentatifs aléatoires ou systématiques (Cochran, 1977) ; le plus souvent, en géotechnique, cette condition n'est pas remplie ; il est également courant que le nombre de données disponibles soit insuffisant pour que l'estimation soit précise et qu'une erreur de type statistique soit alors introduite dans l'estimation des paramètres du champ ;
- à l'inverse, lorsque les données sont nombreuses et fiables, il devient possible d'estimer les paramètres du champ avec une meilleure précision mais c'est alors toute l'approche probabiliste de la variabilité spatiale qui perd de son intérêt du point de vue de l'ingénieur ; en effet, on effectue de bonnes probabilités lorsque les données sont rares et de bonnes statistiques lorsqu'elles sont abondantes ;
- la corrélation entre les valeurs du champ associées à deux points du milieu n'est pas une propriété intrinsèque de ces deux points ; elle dépend bien entendu du domaine dans lequel elle est définie et duquel elle ne peut être dissociée ; ainsi, dans un milieu où la stratigraphie est fortement contrastée, les propriétés de deux points appartenant à une même couche peuvent être fortement corrélées, mais ne plus l'être du tout dans une analyse de corrélation portant sur une autre couche ; un sondage trop court ou des mesures faites dans un seul plan ou tout autre zone particulière du sol peuvent donner une image totalement incorrecte de la variabilité et de la structure de corrélation de l'ensemble du milieu ;
- certaines masses de sol (conglomérats, cônes de déjection, enrochement) ne peuvent être décrites par des champs stochastiques du fait de leur hétérogénéité et des dimensions des éléments qui les composent ; pour certaines de ces masses, il arrive même que les paramètres mécaniques, voire les propriétés physiques courantes comme la distribution granulométrique en place ou la porosité, ne puissent être définis du fait de l'effet d'échelle géométrique (Auvinet & Bouvard, 1984) ;
- les champs stochastiques décrivant la variabilité spatiale des propriétés des sols ne sont connus que par l'intermédiaire de mesures ou d'estimations qui sont elles-mêmes entachées d'incertitudes ; on a donc en fait accès qu'à un champ apparent dont les caractéristiques diffèrent de celles du champ réel ; les erreurs de mesure aléatoires estompent les corrélations ;
- les champs stochastiques tridimensionnels ne peuvent être pris en compte dans les analyses courantes aux éléments finis en déformation plane ; en effet, ce type d'analyse suppose une homogénéité parfaite dans la direction perpendiculaire au plan de l'analyse, ce qui contredit l'hypothèse de variation aléatoire spatiale ;
- lors de la réalisation d'un ouvrage en terre, on ne dispose d'aucunes données sur la variabilité spatiale des propriétés, à l'exception du zonage prévu par le projet lui-même ; dans cette situation, où la modélisation stochastique présente un intérêt majeur, seul l'emploi de variables aléatoires reflétant les incertitudes *a priori* sur les propriétés des matériaux des différentes zones est alors possible.

### IV.3.3- Conclusion

Les incertitudes existant sur les paramètres géotechniques des matériaux sont principalement dues à la variabilité spatiale de ces paramètres. Lors d'une modélisation à l'aide d'un code de calcul utilisant la méthode des éléments finis, la méconnaissance de

ces paramètres entraîne une incertitude sur les valeurs des champs de déplacement, de déformation ou de contrainte.

La variabilité spatiale des paramètres géotechniques peut être prise en compte en introduisant une modélisation par variables aléatoires ou par champs stochastiques. Cette dernière alternative est très attrayante, car elle permet de tenir compte de la corrélation spatiale du milieu. Si un modèle de ce type peut être défini, il est possible d'attribuer aux éléments ou groupes d'éléments finis des propriétés aléatoires obtenues par discrétisation du champ.

Cependant, la modélisation par champ stochastique de la variabilité spatiale des propriétés présente toutefois souvent de nombreuses limites, présentées précédemment. En effet, dans de nombreux cas de figure, une telle modélisation s'avère impossible, peu précise ou ne se justifie guère (Mellah, 1999 ; Auvinet *et al.*, 2000 et Auvinet, 2001).

De plus, dans le cas des analyses aux éléments finis, l'importance relative de l'incertitude sur la variabilité spatiale diminue lorsque l'on est amené à attribuer aux éléments ou groupes d'éléments des moyennes spatiales des propriétés dont la variance décroît rapidement avec le volume de sol considéré. En effet, la variance de la valeur moyenne d'une propriété aléatoire dans un domaine donné tend à diminuer quand les dimensions du domaine considéré augmentent. Dans la littérature, ce phénomène est connu sous le nom de « réduction de variance ». Les incertitudes résiduelles les plus significatives sont donc souvent celles correspondant aux biais des tests ou des corrélations, qui eux ne souffrent pas de réduction de variance, ce qui peut justifier dans de nombreux cas, au moins en géotechnique, l'abandon de la modélisation par champ stochastique et son remplacement par une modélisation, plus simple, par variables aléatoires.

Un élément supplémentaire important qui rend difficile l'adoption d'une modélisation par champ stochastique de la variabilité spatiale des propriétés des sols pour les analyses aux éléments finis des ouvrages en terre est le fait qu'une telle modélisation ne peut être que tridimensionnelle. Ceci la rend donc inapplicable aux analyses les plus courantes, généralement réalisées pour une condition de déformations planes.

Pour l'ensemble de ces raisons, nous nous intéressons plus particulièrement dans la suite de notre étude à la modélisation par variables aléatoires. Cette modélisation probabiliste doit à son tour être prise en compte dans les analyses réalisées en vue de prédire le comportement des formations naturelles ou des ouvrages. L'objectif est d'estimer l'incertitude qui affecte les résultats de l'analyse : déplacements, déformations, contraintes, etc. Ce qui suit montre comment cet objectif peut être atteint dans le cas des analyses effectuées par la méthode des éléments finis.

## **IV.4- MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS STOCHASTIQUE (MEFS)**

### **IV.4.1- Introduction**

Dans la partie précédente, nous avons montré que les incertitudes affectant les caractéristiques géotechniques des sols peuvent être représentées au moyen de variables ou de champs aléatoires. Pour introduire ces incertitudes dans les modélisations géotechniques, il est nécessaire d'avoir recours à des techniques probabilistes permettant d'évaluer l'incertitude sur les résultats obtenus à partir de celle qui affecte les propriétés des matériaux.

Dans cette étude, nous nous intéresserons à la détermination des incertitudes sur les résultats des modélisations obtenus à l'aide de la méthode des éléments finis. Le couplage entre les méthodes probabilistes et la méthode des éléments finis a donné naissance à la Méthode des Eléments Finis Stochastiques (MEFS). Plusieurs techniques peuvent être employées, conduisant à différentes variantes de la méthode des éléments

finis stochastique (Teigen *et al.*, 1991 ; Bouayed, 1997 ; Mellah, 1999 ; Auvinet *et al.*, 2000). La méthode approchée la plus répandue consiste à remplacer la relation entre paramètres aléatoires et résultats par une fonction polynomiale de faible degré, le plus souvent linéaire, en utilisant un développement en série de Taylor. Ceci constitue la base de l'approche des perturbations et des méthodes du Premier Ordre-Seconds Moments (First Order Seconds Moments *FOSM*) avec ou sans dérivation explicite de la matrice de rigidité. Dans ce travail, nous avons utilisé l'approche du Premier Ordre-Seconds Moments, en raison de sa simplicité et son adaptation facile à la programmation. Le principe de la méthode *FOSM* appliquée à des modèles en élasticité linéaire et en présence de non-linéarités géométriques ou mécaniques sera présenté.

#### IV.4.2- Principe de la méthode des éléments finis stochastique

La méthode des éléments finis stochastique (*MEFS*) consiste à affecter des incertitudes aux propriétés des matériaux constitutifs de la modélisation par éléments finis « classique » et à en évaluer les conséquences sur les résultats par l'intermédiaire d'une technique probabiliste.

La première étape de cette méthode est donc une série de calculs déterministes en éléments finis où les paramètres varient successivement. Les résultats des modélisations constituent alors une base de données qui sert à l'évaluation de l'incertitude de la réponse du modèle dans une seconde étape. En effet, si l'on traite les propriétés des sols comme des variables aléatoires  $V(x_i)$ , tout résultat de calcul par éléments finis est lui-même une variable aléatoire  $Y$ , fonction des variables aléatoires  $V(x_i)$ . Différentes méthodes probabilistes peuvent être utilisées pour déterminer de façon approchée la densité de probabilité de la fonction  $Y$  à partir des lois de distribution des paramètres  $V(x_i)$ , du modèle de calcul.

La méthode des éléments finis stochastique est donc l'application d'une des méthodes probabilistes à la méthode des éléments finis classique. Parmi ces méthodes probabilistes, nous allons citer :

- la méthode de simulation de Monte-Carlo (Harr, 1977) ;
- la méthode des approximations ponctuelles (Rosenblueth, 1975) ;
- la méthode classique des perturbations (Mathews et Walker, 1964) ;
- la méthode des perturbations indépendantes (Bolle, 1988) ;
- la méthode du premier ordre-secons moments (Cornell, 1971) ;
- la méthode de simulation séquentielle gaussienne (Popescu *et al.*, 1998) ;
- la méthode inverse (Ledesma *et al.*, 1996).

Nous ne présenterons ici que la méthode utilisée dans ce travail, qui est la méthode du premier ordre-secons moments (Méthode *FOSM*).

#### IV.4.3- La méthode du premier Ordre - Seconds Moments (*FOSM*)

Cette méthode a été proposée par Cornell (1971). Elle consiste à représenter de façon simplifiée les fonctions de distribution des variables aléatoires  $g(x_i)$  par une fonction polynomiale de faible degré, le plus souvent linéaire, en utilisant un développement en série de Taylor au voisinage de la moyenne de  $x_i$  ( $\mu_{x_i}$ ). Le caractère aléatoire est analysé en termes d'espérance mathématique, de variance et de covariance des paramètres.

$$g(x_i) = g(\mu_{x_i}) + (x_i - \mu_{x_i}) \left[ \frac{\partial g(x_i)}{\partial x_i} \right]_{\mu_{x_i}} + \frac{(x_i - \mu_{x_i})^2}{2} \left[ \frac{\partial^2 g(x_i)}{\partial x_i^2} \right]_{\mu_{x_i}} + \dots \quad (\text{IV.10})$$

On peut distinguer les cas suivants :

- Dans le cas d'une fonction  $y = g(x)$  d'une seule variable aléatoire  $x$  (et éventuellement d'autres variables non-aléatoires), l'expression (IV.10) prend la forme suivante :

$$y = g(x) = g(\mu_x) + (x - \mu_x) \left[ \frac{\partial g(x)}{\partial x} \right]_{\mu_x} + \frac{(x - \mu_x)^2}{2} \left[ \frac{\partial^2 g(x)}{\partial x^2} \right]_{\mu_x} + \dots \quad (IV.11)$$

et

$$E[y] = E[g(x)] \approx g(\mu_x) + \frac{\sigma_x^2}{2} \left[ \frac{\partial^2 g(x)}{\partial x^2} \right]_{\mu_x} \quad (IV.12)$$

$$Var[y] = Var[g(x)] \approx \sigma_x^2 \left[ \frac{\partial g(x)}{\partial x} \right]_{\mu_x}^2 \quad (IV.13)$$

- Si la fonction dépend de plusieurs variables aléatoires  $y = g(x_1, x_2, \dots, x_n)$ , le développement en série de Taylor conduit aux approximations suivantes :

$$E[y] = E[g(x_1, x_2, \dots, x_n)] \approx g(\mu_{x_1}, \mu_{x_2}, \dots, \mu_{x_n}) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left[ \frac{\partial^2 g(x_k)}{\partial x_i \partial x_j} \right]_{\mu_{x_i}, \mu_{x_j}} Cov[x_i, x_j] \quad (IV.14)$$

$$Var[y] = Var[g(x_1, x_2, \dots, x_n)] \approx \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left[ \frac{\partial g(x_k)}{\partial x_i} \right]_{\mu_{x_i}} \left[ \frac{\partial g(x_k)}{\partial x_j} \right]_{\mu_{x_j}} Cov[x_i, x_j] \quad (IV.15)$$

avec  $n$  le nombre total de variables aléatoires.

- La méthode se généralise pour les fonctions multiples de plusieurs variables aléatoires. Pour chaque fonction :

$$E[y_k] = E[g_k(x_1, x_2, \dots, x_n)] \approx g_k(\mu_{x_1}, \mu_{x_2}, \dots, \mu_{x_n}) \quad (IV.16)$$

$$Var[y_k] = Var[g_k(x_1, x_2, \dots, x_n)] \approx \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left[ \frac{\partial g_k}{\partial x_i} \right]_{\mu_{x_i}} \left[ \frac{\partial g_k}{\partial x_j} \right]_{\mu_{x_j}} Cov[x_i, x_j] \quad (IV.17)$$

et

$$Cov[y_k, y_l] = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left[ \frac{\partial g_k}{\partial x_i} \right]_{\mu_{x_i}} \left[ \frac{\partial g_l}{\partial x_j} \right]_{\mu_{x_j}} Cov[x_i, x_j] \quad (IV.18)$$

On soulignera que ces formules permettent seulement de déterminer les valeurs moyenne, variances et covariances. Ces paramètres ne sont pas suffisants pour définir une distribution de probabilité que lorsque celle-ci a une forme particulière connue (distribution normale par exemple).

Dans le cas général, la forme de la distribution de "y" dépend de celle des distributions des paramètres " $x_i$ ". Celles-ci peuvent avoir des formes particulières asymétriques et il semble alors difficile de connaître la forme de la distribution de "y". Cependant, d'après le théorème de la limite centrale, on sait que si "y" dépend linéairement d'un grand nombre de paramètres indépendants, sa distribution est en première approximation normale.

On pourra donc considérer que, dans de nombreux cas, les résultats de l'analyse sont distribués normalement. Les paramètres calculés par les équations précédentes seront alors suffisants pour obtenir la distribution de probabilités de "y".

#### IV.4.3.1- Application de la méthode *FOSM* en élasticité linéaire (Cambou, 1977)

Pour un milieu continu, isotrope et suivant une loi de comportement élastique linéaire, le principe de base des éléments finis en élasticité est la résolution du système d'équations :

$$\{U\} = \{g(m_1, m_2, \dots, m_n)\} = [K^{-1}(m_1, m_2, \dots, m_n)]\{F(m_1, m_2, \dots, m_n)\} \quad (IV.19)$$

avec :

$\{U\}$  : le vecteur des déplacements des nœuds ;

$[K^{-1}]$  : l'inverse de la matrice de rigidité ;

$[F]$  : le vecteur des forces appliquées aux nœuds ;

$m_1, m_2, \dots, m_n$  : les valeurs moyennes spatiales des caractéristiques aléatoires du milieu.

Il est possible d'estimer les premiers moments, ainsi que les covariances des divers résultats de l'analyse, en se basant sur le développement en série de Taylor d'ordre 2 :

$$E[U_k] = E[g_k(m_1, m_2, \dots, m_n)] \approx g_k(\mu_{m_1}, \mu_{m_2}, \dots, \mu_{m_n}) \quad (IV.20)$$

$$Var[U_k] = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left[ \frac{\partial g_k}{\partial m_i} \right]_{\mu_{m_i}} \left[ \frac{\partial g_k}{\partial m_j} \right]_{\mu_{m_j}} Cov[m_i, m_j] \quad (IV.21)$$

$$Cov[U_k, U_l] = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left[ \frac{\partial g_k}{\partial m_i} \right]_{\mu_{m_i}} \left[ \frac{\partial g_l}{\partial m_j} \right]_{\mu_{m_j}} Cov[m_i, m_j] \quad (IV.22)$$

où :

$\mu_{m_i}$  : représente l'espérance mathématique de  $m_i$ .

$\left[ \frac{\partial g_k}{\partial m_i} \right]_{\mu_{m_i}}$  : représente la dérivée première de  $g_k$  par rapport à  $m_i$  évaluée pour la valeur moyenne de  $m_i$ .

Pour calculer les déplacements en chaque nœud et l'incertitude qui les affecte, on est amené essentiellement à résoudre le système d'équation :

$$[K]\{U\} = \{F\} \quad (IV.23)$$

et à déterminer les dérivées  $\left[ \frac{\partial U_k}{\partial m_i} \right]_{\mu_{m_i}}$  qui apparaissent dans les équations précédentes.

En dérivant (IV.23) par rapport à  $m_i$ , on obtient :

$$\frac{\partial [K]}{\partial m_i} \{U\} + [K] \frac{\partial \{U\}}{\partial m_i} = \frac{\partial \{F\}}{\partial m_i} \quad (IV.24)$$

$$[K] \frac{\partial \{U\}}{\partial m_i} = \frac{\partial \{F\}}{\partial m_i} - \frac{\partial [K]}{\partial m_i} \{U\} \quad (IV.25)$$

On peut introduire des forces et des déplacements fictifs  $\{F_f\}$  et  $\{U_f\}$  définis par :

$$\{F_f\} = \frac{\partial \{F\}}{\partial m_i} - \frac{\partial [K]}{\partial m_i} \{U\} \quad (IV.26)$$

$$\{U_f\} = \frac{\partial \{U\}}{\partial m_i} \quad (IV.27)$$



et l'équation précédente s'écrit alors :

$$[K]\{U_f\} = \{F_f\} \quad (IV.28)$$

qui est un système identique au système donnant les déplacements (équation IV.19).

Ainsi donc, on résout le système donnant les déplacements, ce qui permet de déterminer  $\{U\}$  ; on calcul ensuite  $\frac{\partial [K]}{\partial m_i}$  et  $\frac{\partial \{F\}}{\partial m_i}$  ce qui permet de déterminer  $[F]$ . On résout enfin le système faisant intervenir les forces fictives par la même méthode, ce qui permet de calculer  $\frac{\partial \{U\}}{\partial m_i}$ .

De la même façon, pour l'estimation des incertitudes sur les contraintes, on obtient, en dérivant le système d'équations général de l'élasticité par rapport aux caractéristiques du milieu :

$$\frac{\partial \{\sigma\}}{\partial m_i} = \frac{\partial [D][B]}{\partial m_i} \{U\} + [D][B] \frac{\partial \{U\}}{\partial m_i} \quad (IV.29)$$

avec :

$\{\sigma\}$  : tenseur des contraintes ;

$[D]$  : matrice d'élasticité ;

$[B]$  : matrice géométrique.

Pour l'estimation des incertitudes sur les déformations, on obtient :

$$\frac{\partial \{\varepsilon\}}{\partial m_i} = \frac{\partial [B]}{\partial m_i} \{U\} + [B] \frac{\partial \{U\}}{\partial m_i} \quad (IV.30)$$

$\frac{\partial \{U\}}{\partial m_i}$  est connu, on peut donc calculer  $\frac{\partial \{\sigma\}}{\partial m_i}$  et  $\frac{\partial \{\varepsilon\}}{\partial m_i}$  et appliquer à nouveau les équations

de la méthode du premier ordre-secondes moments pour obtenir l'incertitude sur les contraintes et les déformations.

#### IV.4.3.2- Application de la méthode *FOSM* en présence de non-linéarités géométriques et mécaniques

Si des non-linéarités géométriques et mécaniques sont introduites dans les modèles utilisés, la détermination des déplacements en chaque nœud se fait de manière itérative. Le calcul explicite des différentes dérivées des fonctions du développement de Taylor devient impossible. La méthode *FOSM* reste cependant applicable mais il est alors nécessaire de calculer les dérivées des développements de Taylor numériquement.

A cet effet, différents auteurs ont proposé des méthodes numériques qui permettent de calculer les différentes dérivées d'une manière approchée dont celles de Lumb (1974), Evans (1967, 1972), ainsi que la méthode du rapport polynomial (Chowdhury et Xu, 1993). Nous allons présenter cette dernière méthode qui a été utilisée dans cette étude.

##### a) Méthode du rapport polynomial

Pour calculer la dérivée partielle d'une fonction  $g(x_1, x_2, \dots, x_n)$  par rapport à  $x_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ), on considère que les  $(n - 1)$  variables aléatoires restantes sont égales à leurs moyennes, et on estime la variable  $x_i$  en  $m$  points de part et d'autre de sa moyenne  $\bar{x}_i$ .

Dans le cas où seuls la moyenne et l'écart-type de la variable  $x_i$  sont connus, les  $m$  valeurs peuvent être sélectionnées en considérant la borne inférieure et la borne

supérieure de  $x_i$  comme  $k$  fois l'écart type respectivement avant et après la valeur moyenne :

$$x_i^{(j)} = \bar{x}_i \pm k \sigma_{x_i} \quad (j = 1, 2, \dots, m) \quad (IV.31)$$

En général  $k$  appartient à  $[-2,2]$ . Des études attribuant trois valeurs différentes à  $k$  ont montré que le paramètre influe peu sur le calcul de la dérivée de la fonction considérée (Mellah, 1999).

On obtient ainsi  $m$  valeurs discrètes de la fonction partielles  $g(x_i)$  :

$$\begin{aligned} g_{i1} &= g(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, x_i^{(1)}, \dots, \bar{x}_n) \\ g_{i2} &= g(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, x_i^{(2)}, \dots, \bar{x}_n) \\ &\vdots \\ g_{im} &= g(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, x_i^{(m)}, \dots, \bar{x}_n) \end{aligned} \quad (IV.32)$$

En fait une valeur de  $m=3$  ou  $m=5$  est généralement suffisante pour une bonne approximation (Bouayed, 1997).

La fonction partielle d'argument  $x_i$  peut être approchée par l'expression du rapport polynomial comme suit :

$$g_i = g(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, x_i, \dots, \bar{x}_n) \approx a_1 + \frac{x_i - \bar{x}_i^{(1)}}{a_2 + \frac{x_i - \bar{x}_i^{(2)}}{a_3 + \dots}} + \dots + a_{m-1} + \frac{x_i - \bar{x}_i^{(m-1)}}{a_m} \quad (IV.33)$$

L'équation peut être écrite sous forme compacte comme :

$$g_i = g(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, x_i, \dots, \bar{x}_n) \approx \phi_1(x_i) \quad (IV.34)$$

La relation entre  $\phi_j(x_i)$  et  $\phi_{j+1}(x_i)$  peut être écrite sous la forme :

$$\phi_j(x_i) = a_j + \frac{x_i - \bar{x}_i^{(j)}}{\phi_{j+1}(x_i)} \quad (IV.35)$$

La dernière valeur de  $\phi_j(x_i)$  soit,  $\phi_m(x_i)$  est donnée par :

$$\phi_m(x_i) = a_m \quad (IV.36)$$

En utilisant les équations précédentes, une valeur approchée de la dérivée partielle de  $g$  peut être obtenue comme suit :

$$\frac{\partial g}{\partial x_i} \approx \phi'_1(x_i) \quad (IV.37)$$

En appliquant la règle de la dérivation d'un quotient à l'équation (IV.35) avec  $i = 1$ , l'équation (IV.37) s'écrit :

$$\frac{\partial g}{\partial x_1} \approx \phi'_1(x_1) = \frac{\phi_2(x_1) - [x_1 - x_1^{(1)}] \phi'_2(x_1)}{[\phi_2(x_1)]^2} \quad (IV.38)$$

En général la dérivation de l'équation (IV.35) donne :

$$\phi'_j(x_i) = \frac{\phi_{j+1}(x_i) - [x_i - x_i^{(j)}] \phi'_{j+1}(x_i)}{[\phi_{j+1}(x_i)]^2} \quad (IV.39)$$

quand  $j = m$ , on a :

$$\phi'_m(x_i) = 0 \quad (\text{IV.40})$$

On procède de la même façon pour évaluer les dérivées partielles de  $g$  par rapport aux autres variables. Les coefficients  $a_j$  sont donnés dans le tableau IV.1.

Cette méthode a été utilisée dans de nombreuses études et a donné des résultats satisfaisants (Orlandi, 1996 ; Bouayed, 1997 ; Goineau, 2001 ; Lefevre, 2002 et Ditpapin, 2003). Cependant, dans certains cas, la méthode, comme toute technique numérique, se heurte à certaines difficultés, en particulier si la fonction  $g$  n'est pas monotone (Mellah, 1999 ; Auvinet *et al.*, 2000).

Tableau IV.1 - Détermination des coefficients  $a_j$  par la méthode du rapport polynomial

$a_1$	$a_2$	$a_3$	...	$a_m$
$a_1 = g_{i1}$	—	—	...	—
$a_{21} = g_{i2}$	$a_2 = \frac{x_i^{(2)} - x_i^{(1)}}{a_{21} - a_1}$	—	...	—
$a_{31} = g_{i3}$	$a_{32} = \frac{x_i^{(3)} - x_i^{(1)}}{a_{31} - a_1}$	$a_3 = \frac{x_i^{(3)} - x_i^{(2)}}{a_{32} - a_2}$	...	—
...	...	...	...	...
$a_{m1} = g_{im}$	$a_{m2} = \frac{x_i^{(m)} - x_i^{(1)}}{a_{m1} - a_1}$	$a_{m3} = \frac{x_i^{(m)} - x_i^{(2)}}{a_{m2} - a_2}$	...	$a_m = \frac{x_i^{(m)} - x_i^{(m-1)}}{a_{mm-1} - a_{m-1}}$

#### IV.4.4- Conclusion

Le principe de la méthode des éléments finis stochastique a d'abord été exposé. Différentes techniques probabilistes pouvant être utilisées dans le cadre de cette méthode dont la méthode du premier ordre-secondes moments (*FOSM*), qui a ensuite été présentée en détail dans cette partie.

Le couplage entre la méthode des éléments finis et la méthode probabiliste *FOSM* permet de déterminer les écarts-types et les coefficients de variation des champs de résultats. Les méthodes numériques pour le calcul des dérivées des fonctions du développement de Taylor, telle que la méthode du rapport polynomial, présentent par rapport aux méthodes de dérivation explicite, l'avantage de pouvoir être appliquées de façon "externe" à tout code de calcul par éléments finis, sans qu'il soit nécessaire de modifier ce dernier. L'application de cette méthode sera exposée aux paragraphes suivants.

#### IV.5- PRÉSENTATION DU PROGRAMME D'ANALYSE DES INCERTITUDES

Un programme, intitulé *Feamel*, permettant de réaliser une analyse probabiliste par la méthode *FOSM*, a été développé par Mellah en 1999 afin d'estimer les incertitudes (écarts-types et coefficients de variation) sur les résultats des modélisations (déplacements, contraintes et déformations). Ce programme est basé sur le code de calcul aux éléments finis *Feadam 84 (Finite Element Analysis of DAMs)* (Ducan *et al.*, 1984).

Cependant, il peut être intéressant d'appliquer l'analyse des incertitudes par la méthode *FOSM*, à des résultats de modélisation obtenus à l'aide d'autres codes de calcul aux éléments. Le programme *Feamel* a donc été modifié par Goineau (2001) afin de pouvoir fonctionner de manière indépendante du code de calcul. Le programme modifié, intitulé *P\_FOSM*, lit les fichiers des résultats des modélisations extérieures, puis détermine les

écarts-types et les coefficients de variation des champs de déplacements, de contraintes et de déformations de ces modélisations. Cette adaptation a été effectuée pour permettre de réaliser des analyses d'incertitudes sur des résultats obtenus par le code de calcul *Plaxis*.

Le programme *P\_FOSM* a été modifié lors de ce travail en introduisant la possibilité de déterminer les écarts-types et les coefficients de variation des champs d'indices des vides et en adaptant le programme à réaliser les analyses d'incertitudes sur des modélisations effectuées par le code de calcul *Code\_Bright*. La présentation de ce programme, nommé *CB\_FOSM*, fait l'objet de ce qui suit.

#### IV.5.1- Présentation du programme *CB\_FOSM*

Ce programme est écrit en Fortran et fait appel à deux sous-programmes qui appliquent :

1. *la méthode du rapport polynomial* : cette méthode calcule la dérivée première des différentes fonctions ;
2. *la méthode FOSM* : elle calcule les deux premiers moments statistiques et la covariance entre deux résultats.

##### IV.5.1.1- Application de la méthode du rapport polynomial

Le calcul de la dérivée première est effectué à l'aide de la méthode du rapport polynomial (cf. § IV.4.3.2.1). Cette méthode indique que la dérivée peut être approximée par :

$$\frac{\partial g}{\partial x_i} \approx \phi'_1(x_i) \quad (IV.41)$$

La fonction  $g$  correspond aux champs de déplacements, de contraintes, de déformations ou d'indices des vides, tandis que les variables  $x_i$  représentent les paramètres géotechniques qui présentent une incertitude.

Les paramètres  $x_i$  vont prendre trois valeurs qui sont :

$$j=1 \quad x_i^{(1)} = \bar{x}_i - \sigma_{x_i}$$

$$j=2 \quad x_i^{(2)} = \bar{x}_i$$

$$j=3 \quad x_i^{(3)} = \bar{x}_i + \sigma_{x_i}$$

Or nous avons d'après les équations (IV.35 et IV.39) :

$$\phi'_1(x_i) = \frac{\phi_2(x_i) - [x_i - x_i^{(1)}] \phi'_2(x_i)}{[\phi_2(x_i)]^2} \quad (IV.42)$$

et

$$\phi_2(x_i) = a_2 \quad (IV.43)$$

et

$$\phi'_2(x_i) = \frac{1}{a_3} \quad (IV.44)$$

d'où :

$$\phi'_1(x_i) = \frac{a_2(x_i) - \frac{[x_i - x_i^{(1)}]}{a_3}}{[a_2(x_i)]^2} \quad (IV.45)$$

Les valeurs des coefficients  $a_i$  sont données dans le tableau IV.1.

Le programme *CB\_FOSM* met en application cette démarche mathématique. Le calcul de la dérivée première des champs de déplacements, de contraintes, de déformations et d'indices des vides permet dans un deuxième temps de déterminer la variance de ces quatre champs, à l'aide de la méthode *FOSM*.

#### IV.5.1.2- Application de la méthode *FOSM*

A partir du calcul des dérivées, la variance de la fonction  $g$  peut être déterminée à l'aide de l'équation (IV.17). On en déduit ensuite l'écart-type de la fonction  $g$  et son coefficient de variation :

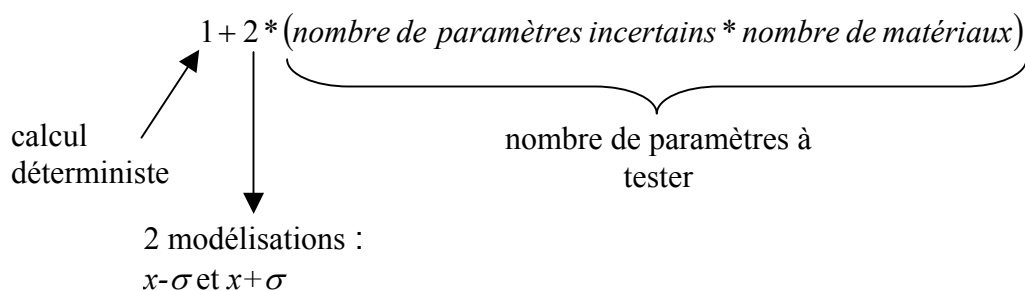
$$CV = \frac{\sqrt{Var[g(x)]}}{E[g(x)]} = \frac{\sigma[g(x)]}{E[g(x)]} \quad (IV.46)$$

#### IV.5.1.3- Fonctionnement du programme *CB\_FOSM*

Avant d'appliquer ce programme, il faut réaliser une série de modélisation traduisant les variations des paramètres incertains. Tout d'abord, une modélisation « déterministe » est effectuée, avec les valeurs moyennes des paramètres incertains. Puis pour chaque matériau et pour chaque propriété incertaine de ce matériau, il faut réaliser :

- une modélisation avec la valeur moyenne du paramètre  $x$  – son écart-type  $\sigma$  ;
- une modélisation avec la valeur moyenne du paramètre  $x +$  son écart-type  $\sigma$  ;

Le nombre de modélisation à réaliser est donc :



Les fichiers résultats (déplacements, contraintes, déformations ou indices des vides) de toutes ces modélisations sont les données que lit ensuite le programme *CB\_FOSM* pour réaliser les calculs d'incertitudes. Ces fichiers doivent comporter le numéro des nœuds de maillage, les coordonnées  $x$  et  $y$  de ces nœuds ainsi que les valeurs des champs de déplacements, de contraintes, de déformations ou d'indices des vides. Il faut par ailleurs lui indiquer un certain nombre de variables, à savoir :

- le nombre de matériaux du modèle ;
- le nombre de paramètres géotechniques incertains ;
- la valeur moyenne des paramètres ;
- l'écart type des paramètres ;
- le nombre des nœuds du modèle ;
- la matrice de corrélation liant l'ensemble des paramètres.

La figure IV.1 présente le principe de fonctionnement général de la méthode permettant d'aboutir aux calculs des écarts-types et des coefficients de variation, ainsi que le schéma de fonctionnement du programme *CB\_FOSM*.

Les fichiers de résultats des modélisations *Code\_Bright* ne sont pas directement lisibles par le programme *CB\_FOSM*. Quelques manipulations systématiques sont à réaliser avant de les utiliser. La préparation de ces fichiers et la notice d'utilisation du programme *CB\_FOSM* sont présentées en annexe 5.

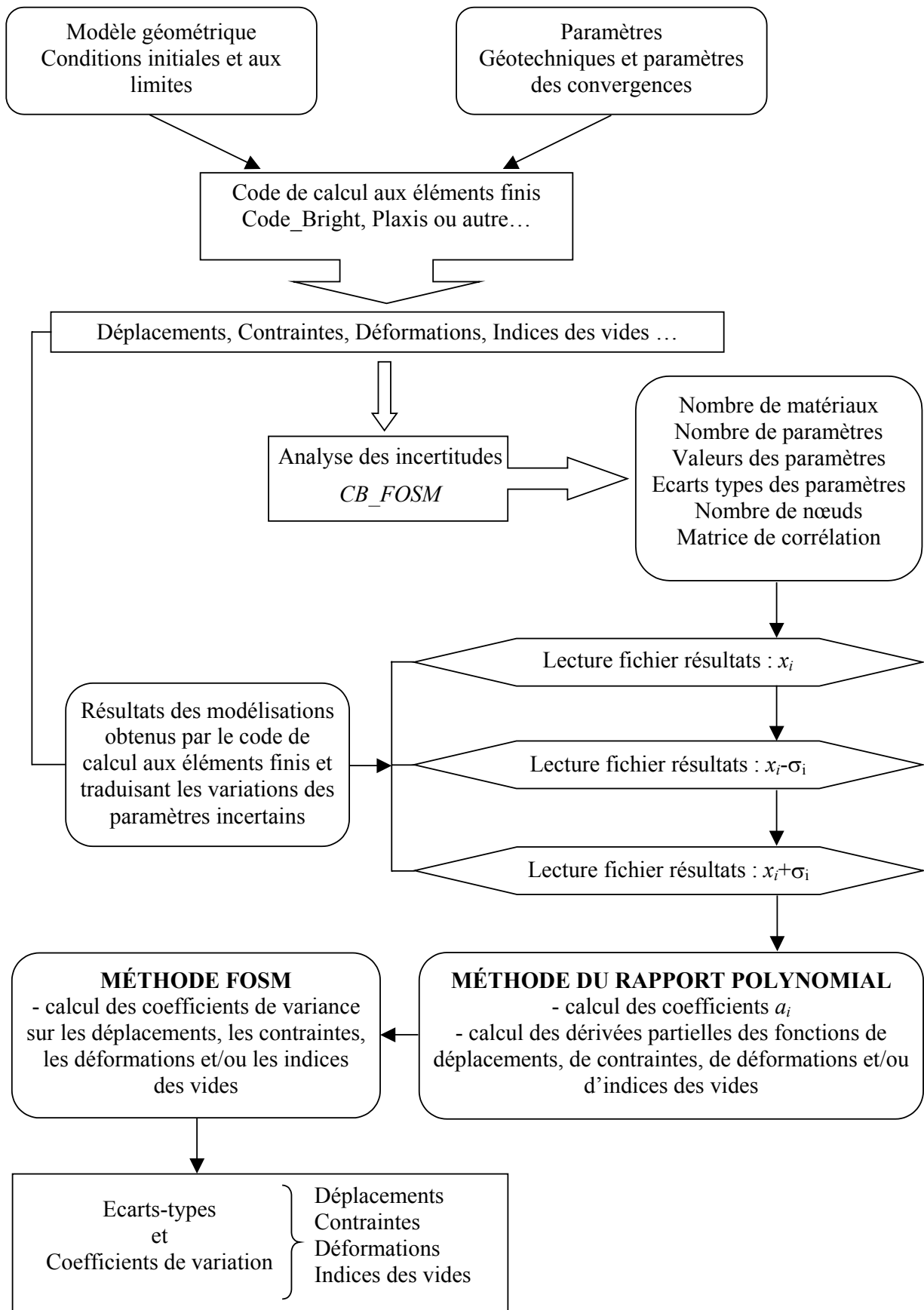


Figure IV.1 - Fonctionnement d'ensemble de la méthode et du programme CB\_FOSM

### **Remarques :**

➤ La matrice de corrélation est formée par les coefficients des corrélations entre les différents paramètres incertains. La taille de cette matrice est : [nombre des paramètres incertains\*nombre des paramètres incertains]. Si nous avons, par exemple 3 paramètres incertains ( $p_1, p_2, p_3$ ), la matrice de corrélation de taille [3\*3] est de la forme :

$$\begin{pmatrix} \rho(p_1,p_1) & \rho(p_1,p_2) & \rho(p_1,p_3) \\ \rho(p_2,p_1) & \rho(p_2,p_2) & \rho(p_2,p_3) \\ \rho(p_3,p_1) & \rho(p_3,p_2) & \rho(p_3,p_3) \end{pmatrix} \quad (IV.47)$$

avec :  $\rho(p_i,p_i)=1$

➤ Le coefficient de corrélation entre deux variables permet d'apprécier le lien entre ces deux variables. Il est défini comme le rapport de la covariance de ces deux variables sur la racine carrée du produit des variances de chaque variable :

$$\rho(p_1,p_2) = \frac{Cov(p_1,p_2)}{\sqrt{Var(p_1)Var(p_2)}} = \frac{Cov(p_1,p_2)}{\sigma_{(p_1)} \sigma_{(p_2)}} \quad (IV.48)$$

Ce coefficient évolue entre +1 et -1. Lorsqu'il est nul, les données sont indépendantes : les variations de l'une n'affectent pas les variations de l'autre. En revanche, lorsque ce coefficient vaut  $\pm 1$ , les jeux de données sont dépendants et liés par une relation affine de type linéaire : les variations de l'une suivent les variations de l'autre, dans le même sens pour un coefficient de +1 (forte corrélation positive) et en sens contraire pour un coefficient de -1 (forte corrélation négative). Entre ces valeurs extrêmes, le signe du coefficient indique le « sens » de la relation et la valeur absolue du coefficient indique la force de cette relation ; plus la valeur du coefficient est voisine de 0, plus la relation linéaire est faible.

Généralement, ce coefficient est à estimer par l'utilisateur (l'expert géotechnicien) et sert pour calculer la covariance. Ainsi, dans le programme *CB\_FOSM*, la matrice de corrélation est une donnée qui sert à calculer la matrice de covariance, directement utilisée pour le calcul de la moyenne et de la variance de la fonction réponse.

### **IV.5.2- Conclusion**

Le logiciel développé par Mellah (1999) et modifié par Goineau (2001) et lors de ce travail a été décrit dans cette partie. Les modifications apportées à ce logiciel ont permis d'effectuer des analyses d'incertitudes sur les déplacements, les contraintes, les déformations et/ou les indices des vides et en se basant sur le code de calcul *Code\_Bright*.

L'utilisation de ce programme pour l'analyse d'incertitudes sur les résultats de la modélisation nécessite de faire tourner le code de calcul aux éléments finis *Code\_bright* ( $1+2*\text{nombre de paramètres incertains}*\text{nombre de matériaux}$ ) fois, afin de créer les champs de déformations, de déplacements, de contraintes et/ou d'indices des vides pour chaque valeur de paramètre géotechnique. Une fois ces modélisations effectuées, le programme *CB\_FOSM* peut être utilisé après que les fichiers résultats des modélisations aient été préparés avec une certaine mise en forme.

*CB\_FOSM* a l'avantage d'être un programme d'analyse des incertitudes (par la méthode *FOSM*) adaptable à tout code de calcul par éléments finis. Ainsi, tout résultat de modélisation peut être analysé par ce programme, après que les fichiers résultats aient

été mis en forme convenablement. Dans ce qui suit, le programme *CB\_FOSM* sera utilisé afin d'évaluer l'influence des paramètres du modèle *BExM* sur le comportement du sol.

## **IV.6- PRISE EN COMPTE DES INCERTITUDES SUR LA CONNAISSANCE DES PARAMÈTRES DU MODÈLE ÉLASTOPLASTIQUE *BExM***

Les études portant sur l'application de la méthode des éléments finis stochastique à des ouvrages géotechniques précis ont été limitées le plus souvent à l'utilisation d'une loi de comportement élastique linéaire (Cambou, 1977), éventuellement avec des non-linéarités géométriques (Louault, 1997), ou d'une loi non-linéaire simple (Orlandi, 1996 ; Bouayed, 1997), mais en se limitant à l'incertitude sur les déplacements. Par ailleurs, l'application de la *MEFS* aux lois de type élastoplastique a été insuffisamment exploitée en raison d'un certain nombre de difficultés présentées dans ce qui suit. Nous présenterons également une application de la *MEFS* en utilisant la loi de comportement élastoplastique du modèle *BExM* à un exemple de simulation d'un essai œdométrique à succion contrôlée sur un sol gonflant, afin d'évaluer l'influence de l'incertitude régnant dans les paramètres du sol sur les résultats de la modélisation.

### **IV.6.1- Limitations de la méthode des éléments finis stochastique en élastoplasticité**

L'application de la méthode des éléments finis stochastique aux lois de type élastoplastique pose souvent un certain nombre de difficultés en raison des facteurs suivants :

- a) la majorité des lois de comportement élastoplastiques, et plus particulièrement celles considérant la possibilité d'érouissage et les milieux non saturés, sont définies par un nombre élevé de paramètres ; le nombre de variables aléatoires ou de champs stochastiques à utiliser pour modéliser les incertitudes et les dimensions des matrices de covariance à considérer peuvent donc rapidement devenir problématiques ;
- b) certains des paramètres des modèles élastoplastiques sont difficiles à estimer, il sera donc difficile d'évaluer *a priori* l'incertitude qui les affecte et les corrélations qu'ils peuvent présenter avec d'autres paramètres ;
- c) comme nous l'avons signalé en (§ IV.4.3.2), en présence de non-linéarités mécaniques et géométriques, l'analyse aux éléments finis doit se faire de manière itérative ; le calcul explicite des différentes dérivées des fonctions du développement de Taylor devient impossible ; la méthode *FOSM* reste applicable mais il est nécessaire de calculer les dérivées des développements de Taylor numériquement ;
- d) l'emploi de lois élastoplastiques permet d'aborder des problèmes à forte non-linéarité pour lesquelles l'approximation du premier ordre et seconds moments peut s'avérer insuffisante ; il est théoriquement possible d'ajouter des termes aux développements de Taylor pour tenir compte des fortes non-linéarités ; cependant, les méthodes numériques disponibles pour le calcul des dérivées des développements de Taylor se prêtent mal au calcul des dérivées d'ordre supérieur.

### **IV.6.2- Étude paramétrique et stochastique**

L'utilisation de la méthode des éléments finis stochastique pour effectuer des analyses d'incertitudes à partir de modélisations utilisant la loi de comportement élastoplastique du modèle *BExM* illustre bien les difficultés présentées précédemment. En effet, l'utilisation de ce modèle apparaît complexe en raison du nombre élevé de paramètres nécessaires à la définition des différentes surfaces de charge et de deux lois d'érouissages qu'il utilise. Généralement, le modèle *BExM* comporte en totalité 19 ou 21 paramètres, dépendant du type des fonctions de couplage micro-macrostructural  $f$  adopté, lui permettant de décrire le



comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés. Rappelons que ces paramètres peuvent être séparés en trois groupes. Dans le chapitre 2 (voir tableau II.1), les classements ont été effectués en se fondant sur le modèle de Cam-Clay et le modèle *BBM* qui constituent la base du modèle *BExM*. Un autre classement peut également être effectué en séparant les paramètres par type de comportement :

❖ Les paramètres intervenant dans le comportement mécanique :

Les paramètres du modèle *BExM* intervenant dans le comportement mécanique, c'est-à-dire ceux qui sont utilisés par le calcul si le chemin de chargement ne comporte que des cycles de chargement/déchargement, sont résumés dans le tableau IV.2 :

Tableau IV.2 - Paramètres du modèle *BExM* intervenant dans le comportement mécanique

Paramètre	Unité	Signification
$\kappa$	—	le coefficient de compressibilité élastique
$\lambda(0)$	—	le coefficient de compressibilité plastique à l'état saturé
$r$	—	le paramètre lié à la rigidité du sol quand la succion tend vers l'infini
$\beta$	(MPa <sup>-1</sup> )	le paramètre contrôlant le taux d'augmentation de la rigidité avec la succion.
$p_c$	(MPa)	une pression de référence
$p_0^*$	(MPa)	la pression de préconsolidation apparente sous une succion nulle

❖ Les paramètres intervenant dans le comportement hydrique :

Les paramètres du modèle *BExM* intervenant dans le comportement hydrique, c'est-à-dire ceux qui sont utilisés par le calcul si le chemin de chargement ne comporte que des cycles de succion, sont récapitulés dans le tableau IV.3 :

Tableau IV.3 - Paramètres du modèle *BExM* intervenant dans le comportement hydrique

Paramètre	Unité	Signification
$\kappa_s$	—	le coefficient de compressibilité pour des incréments de succion dans le domaine élastique
$s_0$	(MPa)	la succion au-delà de laquelle les déformations macrostructurales plastiques apparaissent lors de la dessiccation lorsque la contrainte moyenne nette est nulle
$s_h$	(MPa)	la succion au-delà de laquelle les déformations macrostructurales plastiques apparaissent lors de l'humidification lorsque la contrainte moyenne nette est nulle
$e_m$ ou $\alpha_m$	— ou (MPa) <sup>-1</sup>	paramètres définissant la loi du comportement microstructural
$k_m$ ou $\beta_m$	—	
$f_{I0}$	—	les paramètres de lois d'écroûissage hydrique
$f_{I1}$	—	
$n_I$	—	
$f_{D0}$	—	
$f_{D1}$	—	
$n_D$	—	

Il faut signaler que les paramètres classés comme des paramètres mécaniques (Tableau IV.2) peuvent intervenir dans le calcul hydrique si le cycle de succion dépasse l'un des surfaces de charge hydriques (*SI* ou *SD*) afin de calculer l'écroûissage des surfaces de charge du modèle.

❖ Les paramètres communs :

En plus des paramètres présentés précédemment, deux paramètres supplémentaires du modèle *BExM* interviennent dans les comportements mécanique et hydrique. Ces deux paramètres sont présentés dans le tableau IV.4. Ils n'interviennent dans le calcul que si le comportement déviatorique est pris en compte (essais triaxiaux par exemple).

Tableau IV.4 - Paramètres du modèle *BExM* intervenant dans les comportements mécanique et hydrique

Paramètre	Unité	Signification
$M$	—	la pente de la courbe d'état critique
$k$	—	un paramètre décrivant l'augmentation de la cohésion avec la succion

De plus, les paramètres intervenant dans le modèle *BExM* ne sont pas tous maîtrisés finement d'un point de vue expérimental. Une étude de sensibilité de la réponse du modèle aux différents paramètres a donc tout d'abord été réalisée, afin de déterminer les paramètres les plus influents sur les résultats de la modélisation, avant d'effectuer l'étude stochastique.

**IV.6.2.1- Étude de sensibilité**

Cette étude a porté sur les simulations d'un essai œdométrique à succion contrôlée comportant un cycle de chargement/déchargement pour l'étude de sensibilité aux paramètres mécaniques et d'un essai œdométrique comportant un cycle hydrique sous une faible charge pour l'étude de sensibilité aux paramètres hydriques.

Le premier essai débute à une contrainte faible de 10 kPa et une succion de l'ordre de 4200 kPa et comporte une phase de chargement/déchargement mécanique à succion constante ( $s = 4200$  kPa,  $p^* = 10 \rightarrow 1500 \rightarrow 10$  kPa). Les chemins de contrainte suivis sont indiqués sur la figure IV.2. L'état initial est représenté par le point A sur cette figure.

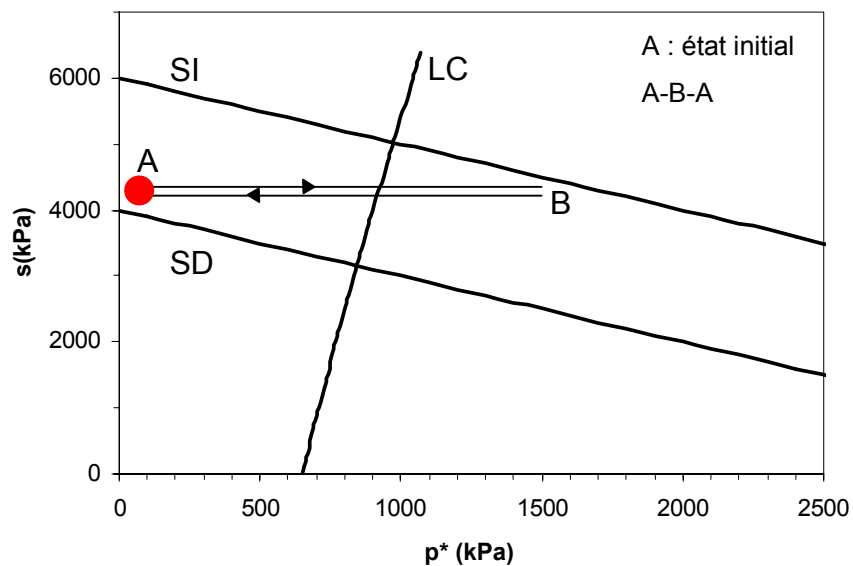


Figure IV.2 - Chemins de contrainte suivis dans le premier essai

Le second essai comporte un cycle hydrique sous une faible charge. Il consiste à appliquer d'abord une phase d'augmentation de succion de la succion initiale ( $s = 4500$  kPa) vers une succion de 7000 kPa puis la succion est ramenée à la succion initiale ( $p^* = 10$  kPa,  $s = 4500 \rightarrow 7000 \rightarrow 4500$  kPa). Ce cycle hydrique a lieu sous une pression maintenue constante de 10 kPa. La figure IV.3 représente les chemins de contrainte suivis de cet essai.

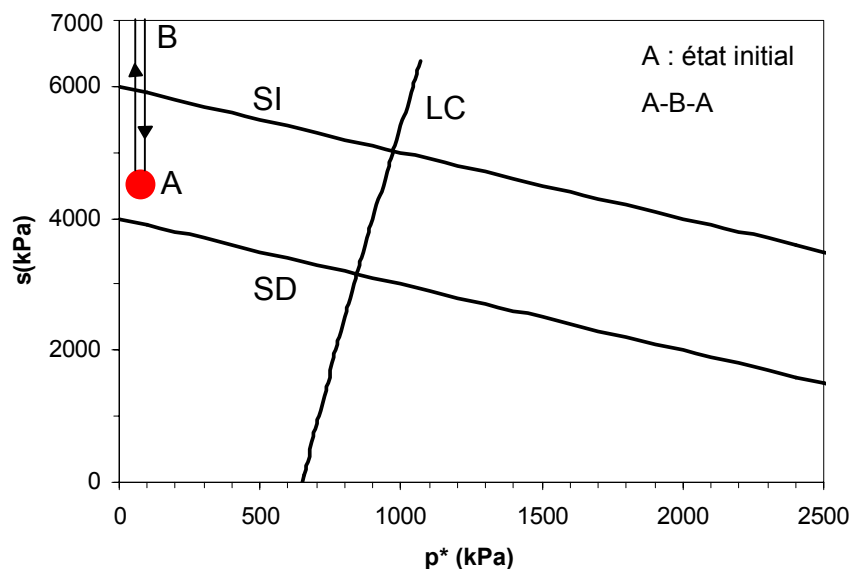


Figure IV.3 - Chemins de contrainte suivis dans le second essai

Les espérances mathématiques (valeurs moyennes) des paramètres du modèle *BExM* considérées dans cette étude sont présentées dans le tableau IV.5.

Tableau IV.5 - Espérances des paramètres du modèle *BExM* utilisées dans l'étude de sensibilité

Paramètre	Valeur
$\kappa$	0,008
$\lambda(0)$	0,25
$r$	0,85
$\beta$ (kPa <sup>-1</sup> )	0,00005
$p_c$ (kPa)	0,008
$p_0^*$ (kPa)	650
$\kappa_s$	0,004
$s_0$ (kPa)	6000
$s_h$ (kPa)	4000
$e_m$	0,285
$k_m$	0,01
$f_{I0}$	0,1
$f_{II}$	3,9
$n_I$	0,01
$f_{D0}$	0,3
$f_{D1}$	8,7
$n_D$	60
$M$	1,24
$k$	0,5

Nous nous sommes fixés comme objectif de déterminer les paramètres les plus influents sur les résultats de la modélisation (la courbe de compressibilité). Pour ce faire, nous avons choisi d'adopter une approche paramétrique ouverte, en faisant varier un paramètre à la fois, les autres étant considérés comme déterministes. Nous avons attribué à chacun des paramètres une série de variation du coefficient de variation de la façon indiquée dans le tableau IV.6. Généralement, les incertitudes affectant les paramètres servant à décrire le comportement du sol à l'état saturé ( $\kappa$ ,  $\lambda(0)$  et  $p_0^*$ ) sont moins importantes que celles régnant dans les autres paramètres. En effet, la détermination de ces paramètres nécessite la réalisation d'un essai œdométrique comportant un cycle de chargement/déchargement sous une succion nulle (état saturé) (voir chapitre 2). Cet essai

est bien maîtrisé vue la grande précision et l'utilisation facile des techniques expérimentaux permettant de réaliser un tel type d'essai. Ici, nous considérons que les incertitudes entachant les paramètres du modèle sont égales pour pouvoir classer la sensibilité de chaque paramètre sur les résultats de la modélisation. Signalons que le calcul pour un coefficient de variation de -50% sur le paramètre  $s_0$  ne peut pas être réalisable. En effet, pour cette valeur, le paramètre  $s_0$  atteint une valeur de 3000 kPa ( $\mu + \sigma = 6000 - 3000 = 3000$ ) plus petite de la succion de l'échantillon à l'état initiale (4500 kPa).

Les figures suivantes (fig. IV.4-IV.13) montrent les courbes de compressibilité, pour chaque paramètre du modèle, obtenues à partir de modélisations. Chaque figure présente un ensemble des courbes de compressibilité qui correspondent à une série de variation de ce paramètre ( $\mu + \sigma_i$ ).

Tableau IV.6 - Les différents coefficients de variation et écarts-types des paramètres du modèle BExM

Paramètre	Espérance ( $\mu$ )	Coefficient de Variance (CV)	Écart type ( $\sigma = \mu \times CV$ )	$\mu + \sigma$
$\kappa$	0,008	+20%	0,0016	0,0096
		-20%	-0,0016	0,0064
		+50%	0,004	0,012
		-50%	-0,004	0,004
$\lambda(0)$	0,25	+20%	0,05	0,3
		-20%	-0,05	0,2
		+50%	0,125	0,375
		-50%	-0,125	0,125
$r$	0,85	+20%	0,17	1,02
		-20%	-0,17	0,68
		+50%	0,425	1,275
		-50%	-0,425	0,425
$\beta$ (MPa <sup>-1</sup> )	0,05	+20%	0,01	0,06
		-20%	-0,01	0,04
		+50%	0,025	0,075
		-50%	-0,025	0,025
$p_c$ (kPa)	0,008	+20%	0,0016	0,0096
		-20%	-0,0016	0,0064
		+50%	0,004	0,012
		-50%	-0,004	0,004
$p_0^*$ (kPa)	650	+20%	130	780
		-20%	-130	520
		+50%	325	975
		-50%	-325	325
$\kappa_s$	0,004	+20%	0,0008	0,0048
		-20%	-0,0008	0,0032
		+50%	0,002	0,006
		-50%	-0,002	0,002
$s_0$ (kPa)	6000	+20%	1200	7200
		-20%	-1200	4800
		+50%	+3000	9000
$M$	1,24	+20%	0,248	1,488
		-20%	-0,248	0,992
		+50%	0,62	1,86
		-50%	-0,62	0,62
$k$	0,5	+20%	0,1	0,6
		-20%	-0,1	0,4
		+50%	0,25	0,75
		-50%	0,25	0,25

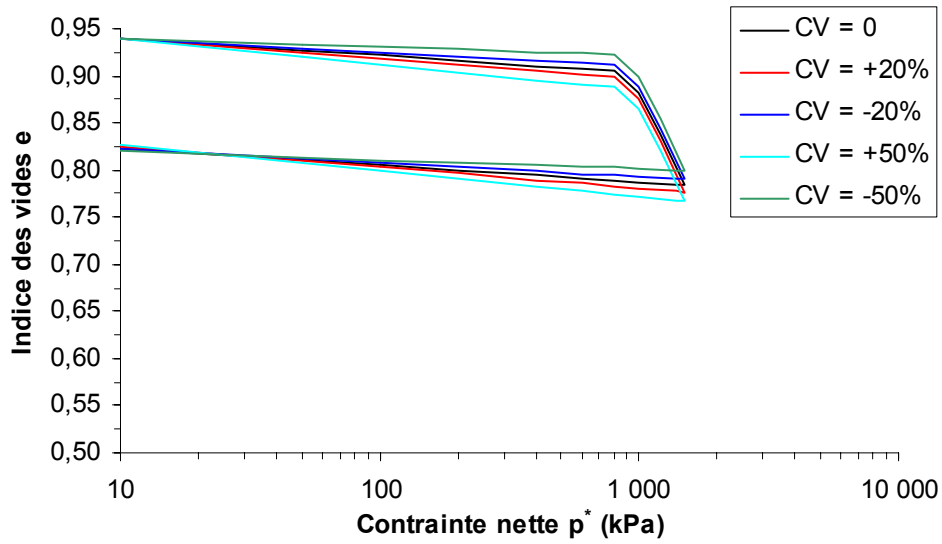


Figure IV.4 - Influence du paramètre  $\kappa$  sur la courbe de compressibilité

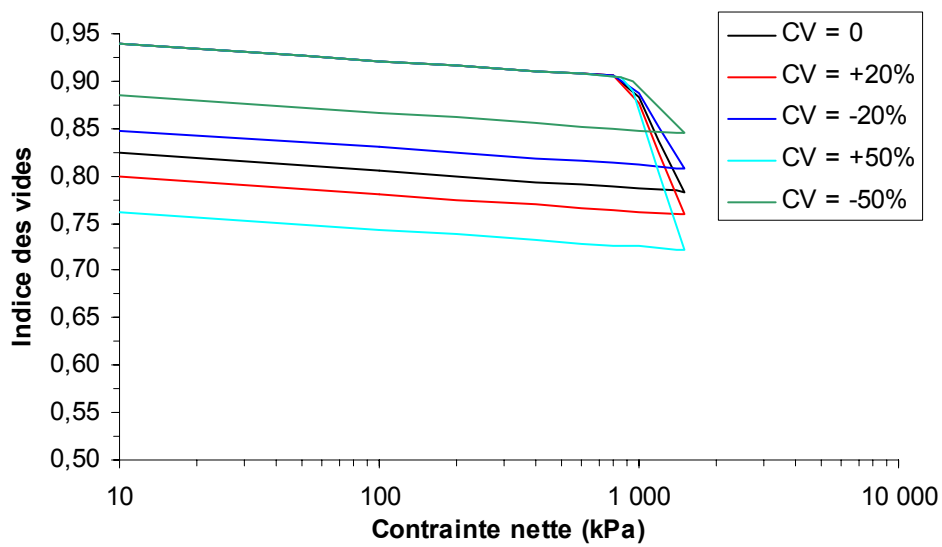


Figure IV.5 - Influence du paramètre  $\lambda(0)$  sur la courbe de compressibilité

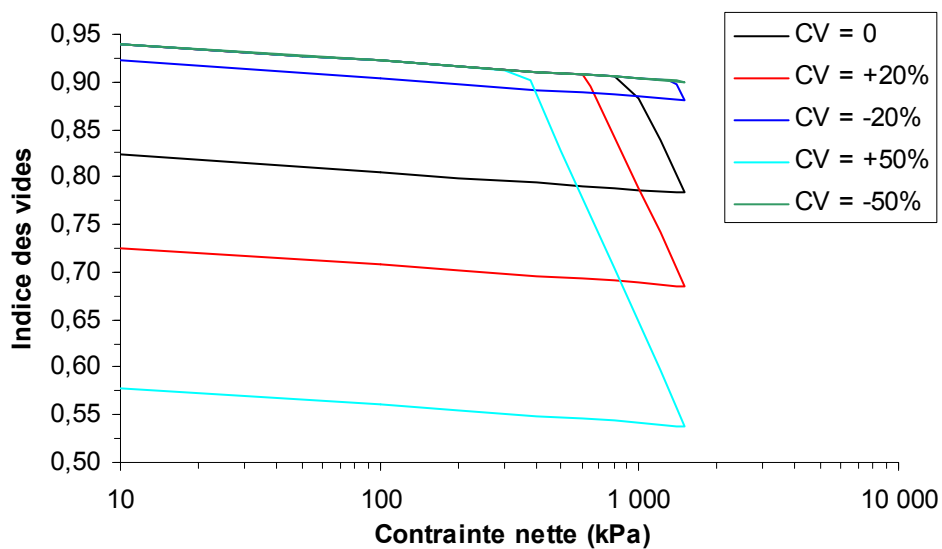


Figure IV.6 - Influence du paramètre  $r$  sur la courbe de compressibilité

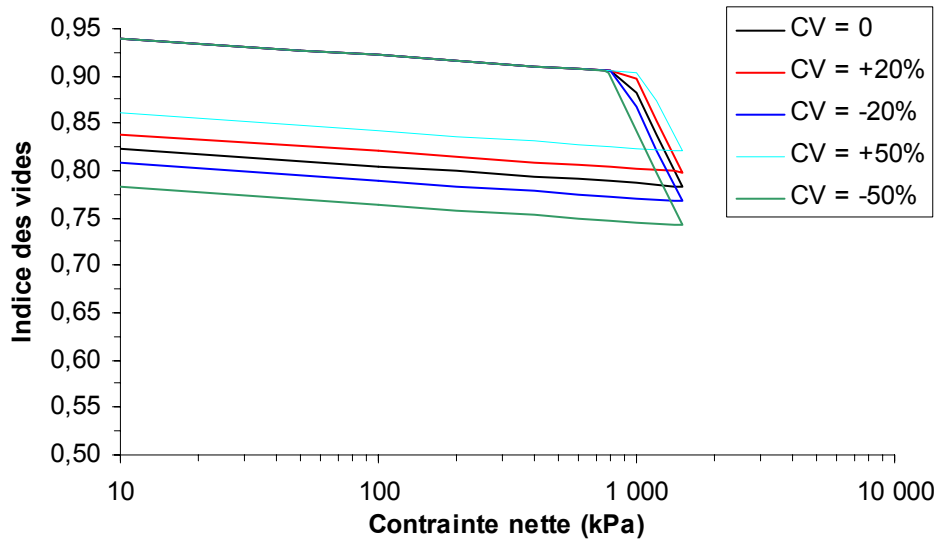


Figure IV.7 - Influence du paramètre  $\beta$  sur la courbe de compressibilité

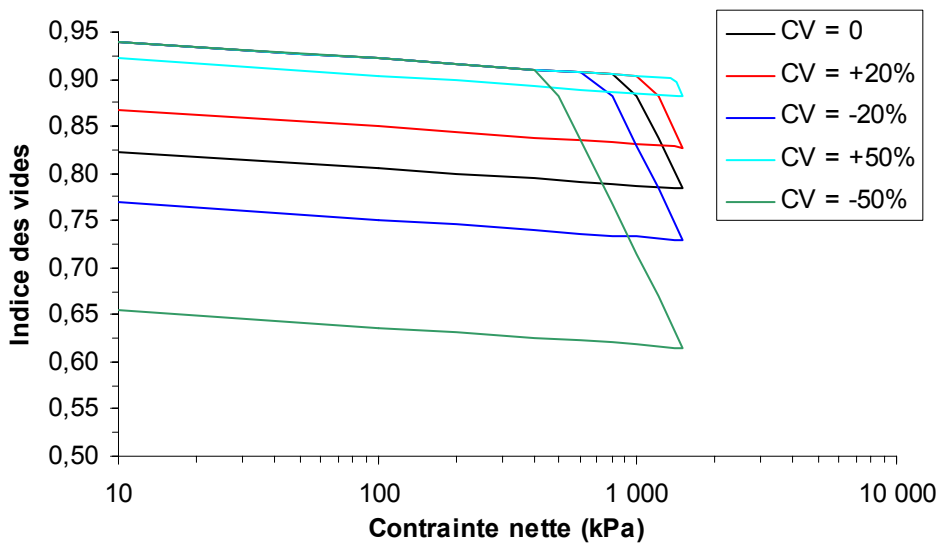


Figure IV.8 - Influence du paramètre  $p_0^*$  sur la courbe de compressibilité

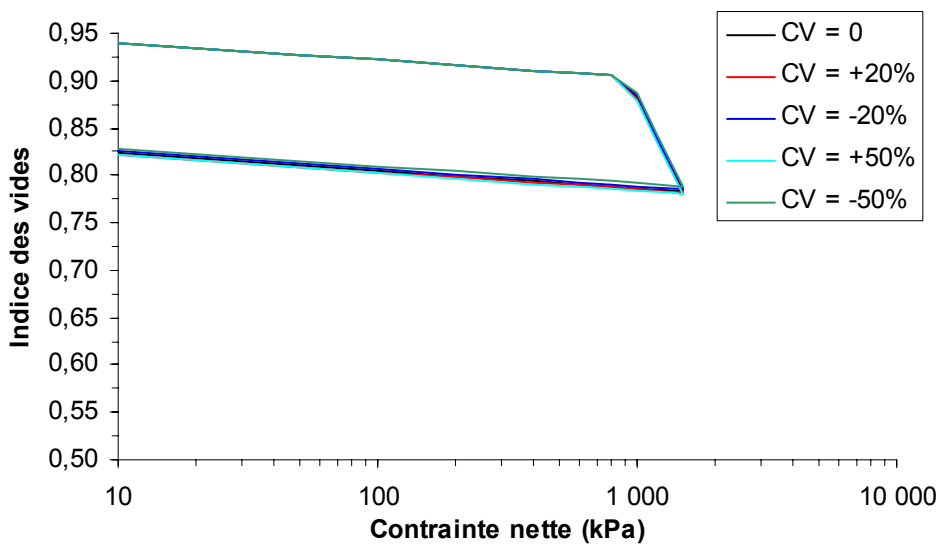


Figure IV.9 - Influence du paramètre  $p_c$  sur la courbe de compressibilité

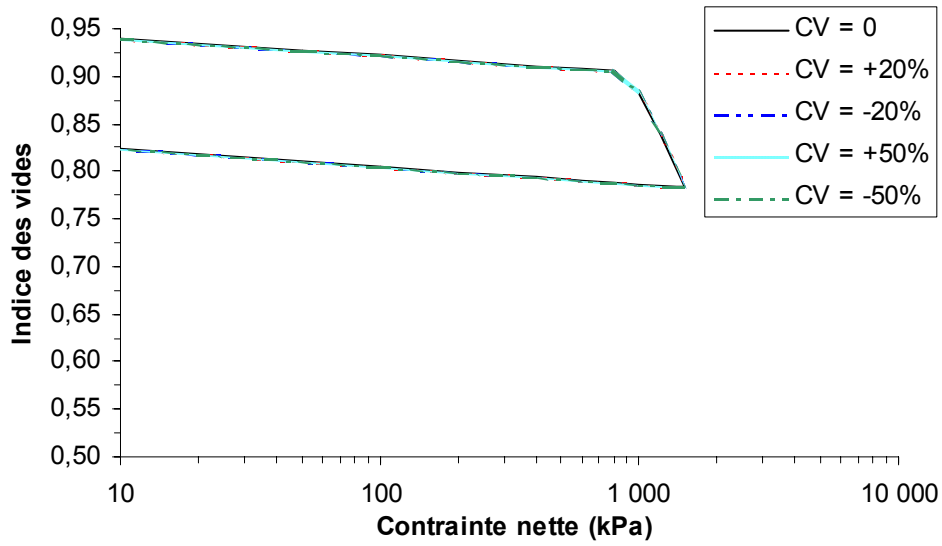


Figure IV.10 - Influence du paramètre  $M$  sur la courbe de compressibilité

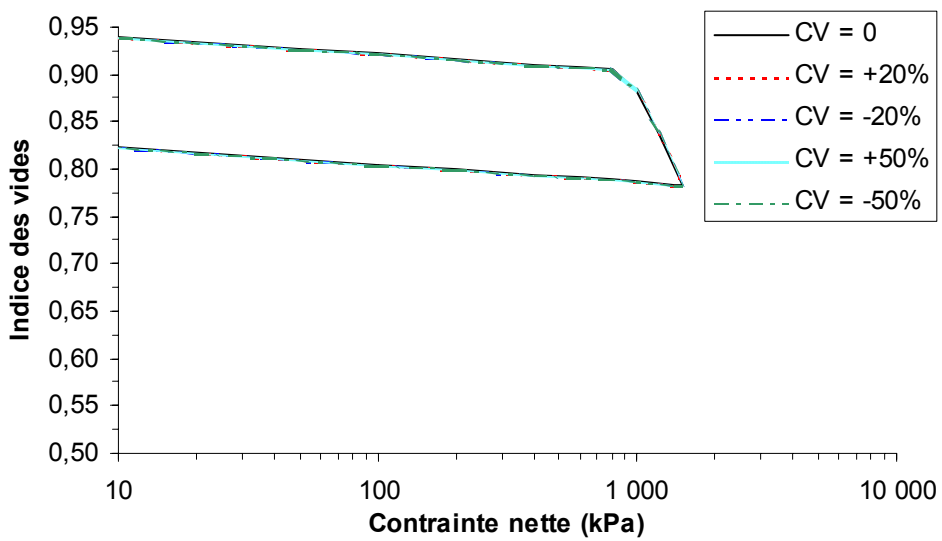


Figure IV.11 - Influence du paramètre  $k$  sur la courbe de compressibilité

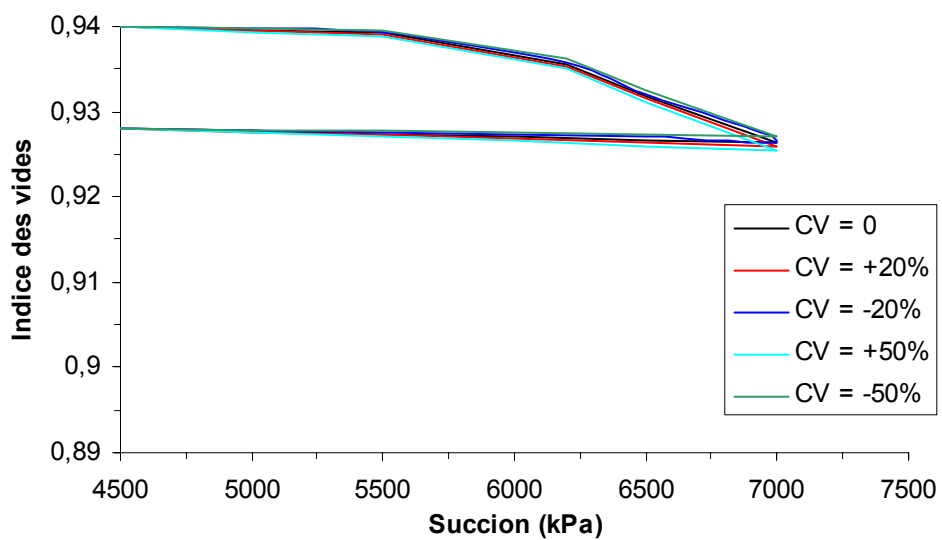


Figure IV.12 - Influence du paramètre  $\kappa_s$  sur les variations de l'indice des vides au cours du cycle hydrique

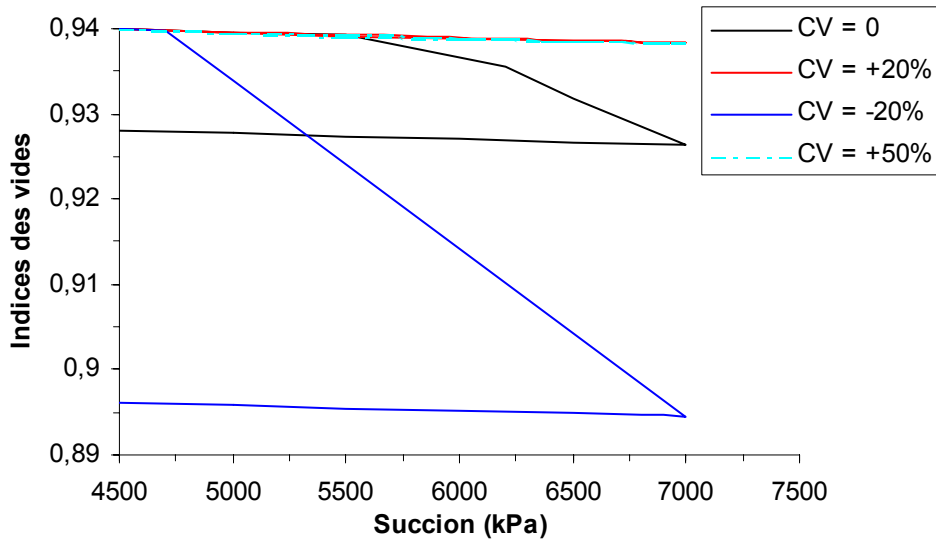


Figure IV.13 - Influence du paramètre  $s_0$  sur les variations de l'indice des vides au cours du cycle hydrique

Ces résultats (fig. IV.4-IV.13), donnent une première idée générale de l'influence de chacun des paramètres du modèle sur la courbe de compressibilité. Nous pouvons classer l'ensemble de ces paramètres en trois catégories (Tableau IV.7). Les paramètres potentiellement les plus influents sont  $r$ ,  $p_0^*$ ,  $s_0$  et  $s_h$ . Nous observons que  $\kappa$ ,  $\lambda(0)$ ,  $\beta$  et  $\kappa_s$  ont une influence moyenne. En revanche, les paramètres  $p_c$ ,  $M$  et  $k$  ont une influence négligeable. Notons que l'influence du paramètre  $s_h$  n'est pas présentée ici car nous considérons qu'il a le même effet que le paramètre  $s_0$ . Notons que ces résultats sont valables uniquement dans le cas d'un chemin œdométrique et peuvent dépendre de l'état initial du matériau.

Tableau IV.7 - Classement des paramètres du modèle BExM selon leur influence sur les résultats de la modélisation

Influence importante	Influence moyenne	Influence négligeable
$r$	$\kappa$	$p_c$
$p_0^*$	$\lambda(0)$	$M$
$s_0$	$\beta$	$k$
$s_h$	$\kappa_s$	

Sur la figure IV.4, nous remarquons que la variation du paramètre  $\kappa$  se traduit par une variation de la pente de la partie réversible de la courbe chargement/déchargement. La pente de la partie normalement consolidée (vierge) reste inchangée avec la variation du paramètre  $\kappa$ , seule la valeur de l'indice correspondant à la dernière étape du chargement change. Ce changement peut être considéré comme importante si le coefficient de variation atteint une valeur supérieure à 50%. Cependant, l'indice des vides correspondant à la dernière étape de déchargement atteint la même valeur quelle que soit la valeur du coefficient de variation.

L'influence des paramètres  $\lambda(0)$ ,  $r$  et  $\beta$  sur la courbe de compressibilité se traduit par une modification de la pente de compression vierge et de la valeur de la pression de préconsolidation apparente, tandis que la pente de compressibilité élastique n'est pas influencée par les changements de ces paramètres (fig. IV.5, IV.6 et IV.7). Nous remarquons que la variation de la pression de préconsolidation, et par conséquent la valeur de l'indice des vides correspondant à la dernière étape de chargement, est plus sensible à la modification du paramètre  $r$  que celle des paramètres  $\lambda(0)$  et  $\beta$ . En effet, cette variation apparaît importante sur la figure IV.6 où le comportement du sol est devenu totalement élastique pour un coefficient de variation de  $-50\%$  sur le paramètre  $r$ .



Nous constatons sur la figure IV.8, que la variation de la pression de préconsolidation apparente à l'état saturé  $p_0^*$  n'influe pas la pente de compressibilité élastique ni la pente de compression vierge. Ce paramètre influe simplement la valeur de la contrainte à partir de laquelle les déformations plastiques apparaissent. Un coefficient de variation de 20% sur ce paramètre entraîne une modification assez importante de cette dernière.

Ainsi, le paramètre  $p_c$  a une influence négligeable sur la courbe de compressibilité, même pour un coefficient de variation élevé sur ce paramètre (fig. IV.9). De même, les paramètres  $M$  et  $k$  (fig. IV.10 et IV.11) n'interviennent dans le calcul que pour des états des contraintes déviatoriques (essais triaxiaux).

En ce qui concerne les paramètres hydriques, la courbe de compressibilité apparaît peu influencé par le paramètre  $\kappa_s$  (fig. IV.12). En revanche, la variation du paramètre d'écroissage  $s_0$  entraîne une modification observable de la courbe donnant la variation de l'indice des vides en fonction de la succion (fig. IV.13). Sur cette dernière figure, nous observons également que pour un coefficient de variation supérieur à +20%, le comportement du sol est totalement élastique.

### Étude de sensibilité des paramètres de lois d'écroissage

L'étude de sensibilité des paramètres de lois d'écroissage ( $e_m, k_m, f_{10}, f_{11}, n_I, f_{D0}, f_{D1}$  et  $n_D$ ) a été effectuée à partir de deux lois d'écroissage du modèle qui sont données par :

$$ds_h = \frac{(1 + e_m)(p^* + s)}{k_m} \frac{d\alpha}{f_{D0} + f_{D1} \left(1 - \frac{p^*}{p_0}\right)^{n_D}} = ds_0 \quad \text{si } SD \text{ est activée} \quad (IV.49)$$

$$ds_h = \frac{(1 + e_m)(p^* + s)}{k_m} \frac{d\alpha}{f_{10} + f_{11} \left(\frac{p^*}{p_0}\right)^{n_I}} = ds_0 \quad \text{si } SI \text{ est activée} \quad (IV.50)$$

avec  $d\alpha$  la déformation volumique plastique. L'influence de chaque paramètre sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroissage ( $ds_0$  et  $ds_h$ ), dû à l'activation de l'une de deux surfaces de charge  $SI$  ou  $SD$ , a été étudiée en fixant arbitrairement les paramètres  $d\alpha, p^*$  et  $p_0$  à 0,02 ; 10 kPa et 650 kPa respectivement. Les figures suivantes (fig. IV.14-IV.21) montrent les résultats de cette étude.

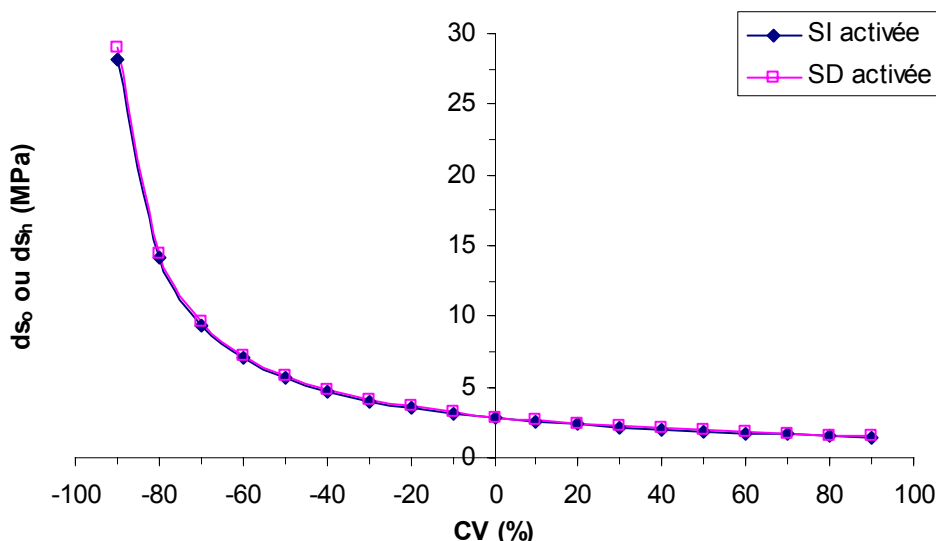


Figure IV.14 - Influence du paramètre  $k_m$  sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroissage

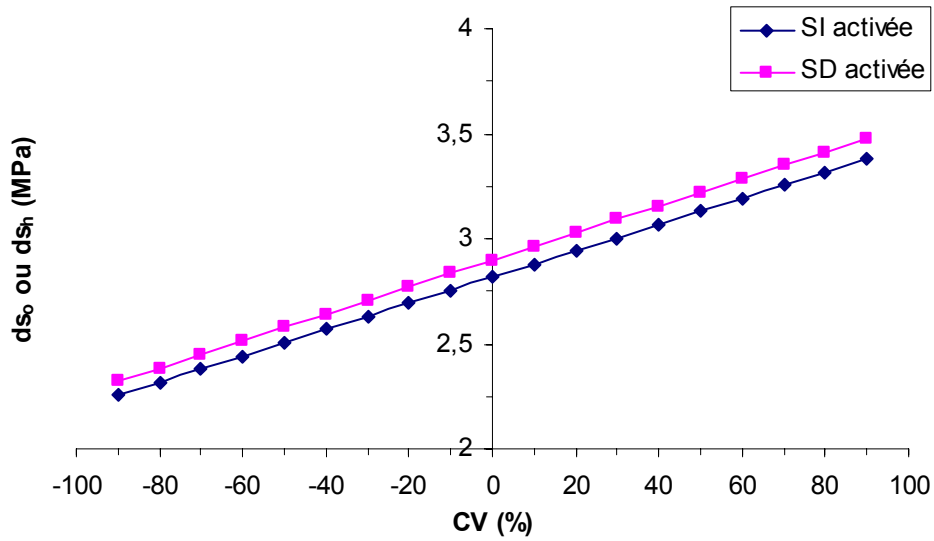


Figure IV.15 - Influence du paramètre  $e_m$  sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroutissage

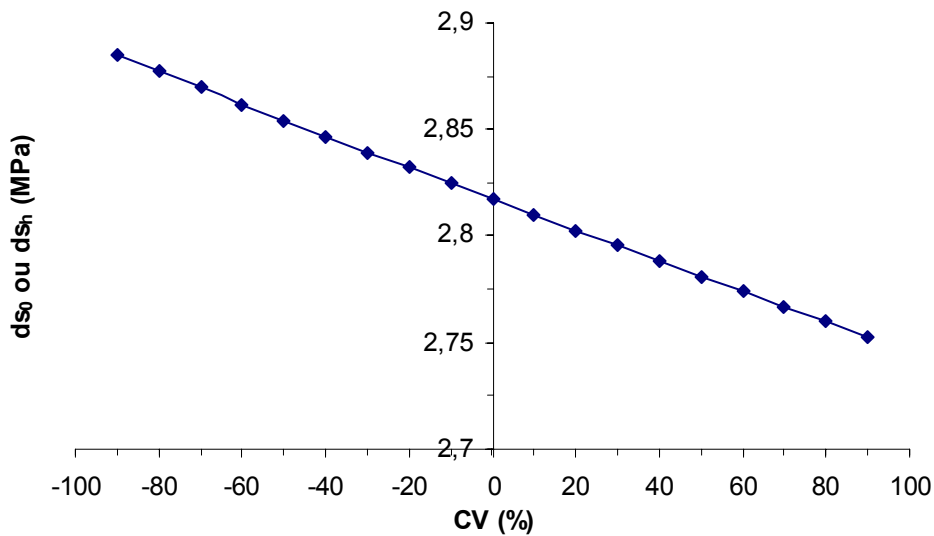


Figure IV.16 - Influence du paramètre  $f_{10}$  sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroutissage

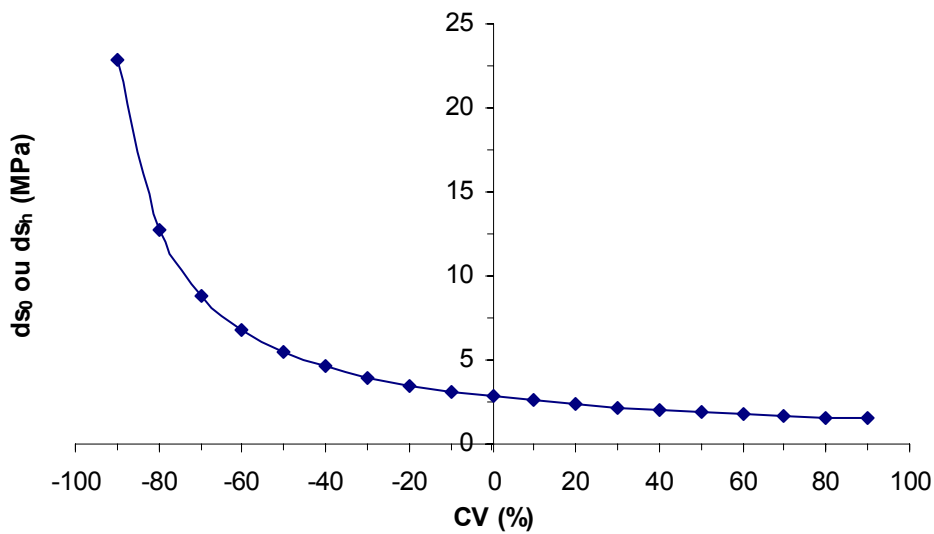


Figure IV.17 - Influence du paramètre  $f_{11}$  sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'écroutissage

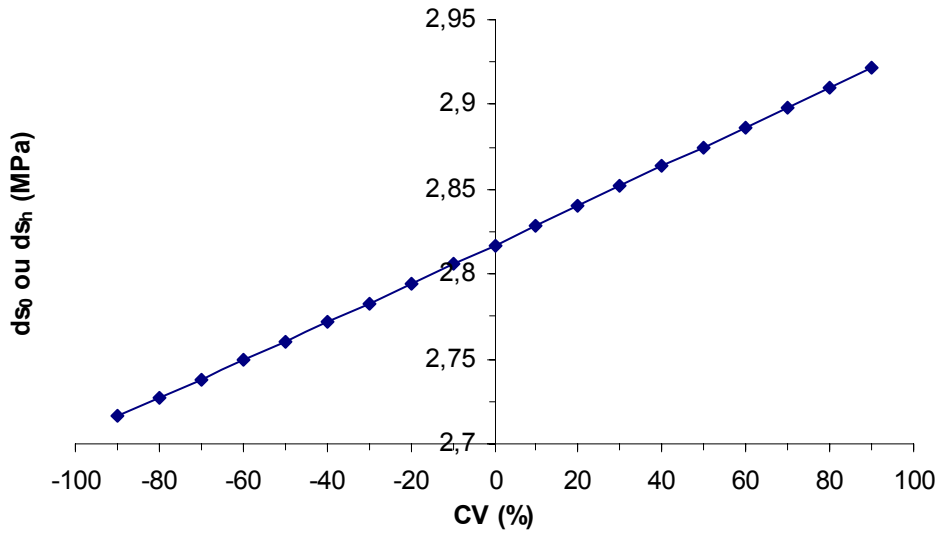


Figure IV.18 - Influence du paramètre  $n_1$  sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage

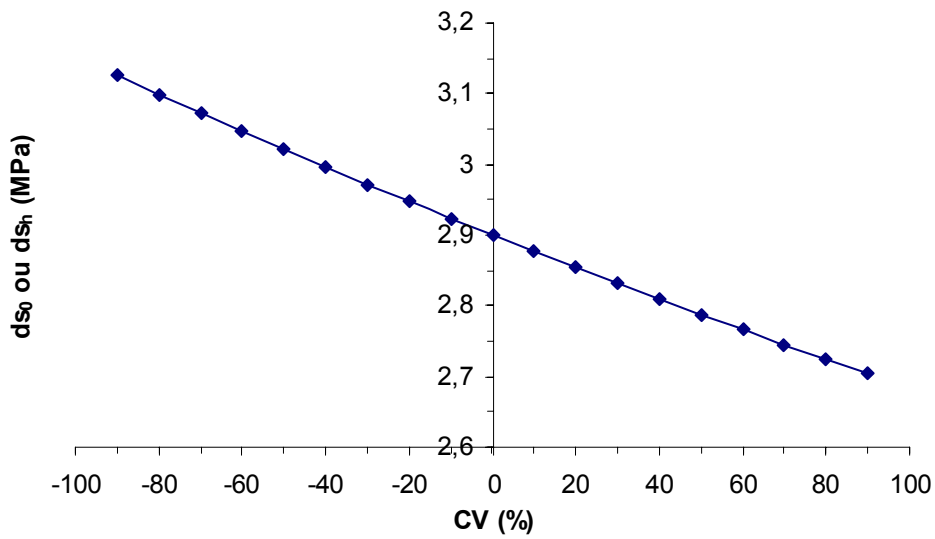


Figure IV.19 - Influence du paramètre  $f_{D0}$  sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage

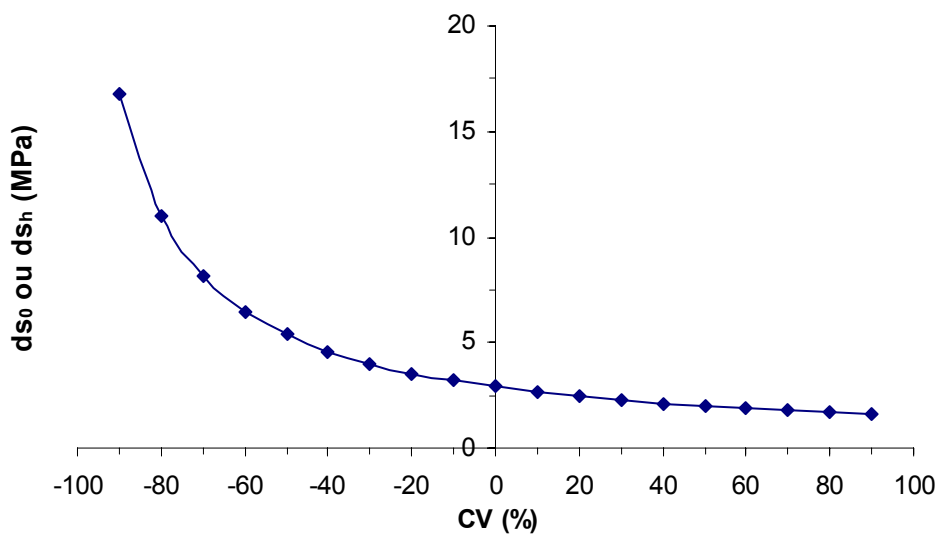


Figure IV.20 - Influence du paramètre  $f_{D1}$  sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage

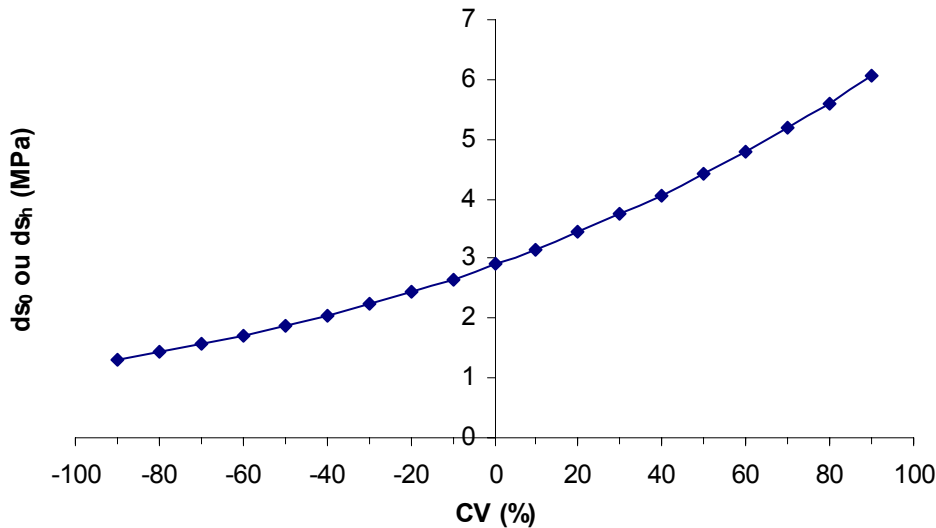


Figure IV.21 - Influence du paramètre  $n_D$  sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage

D'après la figure IV.14, nous remarquons que l'érouissage de deux surfaces de charge ( $SI$  et  $SD$ ) est peu influencé par le paramètre  $k_m$  pour un coefficient de variation supérieur à 0% (il passe de 2,89 MPa pour un coefficient de variation de 0% à 1,5 MPa pour un coefficient de variation de 90%). En deçà de cette valeur, l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage ( $ds_0$  ou  $ds_h$ ) augmente et atteint une valeur maximale de 29 MPa pour un coefficient de variance de -90%.

La figure IV.15 montre que l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage ( $ds_0$  ou  $ds_h$ ) augmente linéairement avec le coefficient de variation sur le paramètre  $e_m$ . Il passe de 2,25 MPa pour un coefficient de variation de -90% à 3,4 MPa pour un coefficient de variation de +90%.

Les paramètres  $f_{I0}$ ,  $n_I$  et  $f_{D0}$  ont une influence négligeable sur le déplacement de deux surfaces de charge ( $SI$  et  $SD$ ) du modèle BExM (fig. IV.16, IV.18 et IV.19). En effet, pour un coefficient de variation passant de -90% à +90%, l'incrément de déplacement  $ds$  varie de 2,88 MPa à 2,75 MPa pour le paramètre  $f_{I0}$ , de 2,716 MPa à 2,922 MPa pour le paramètre  $n_I$  et de 3,125 à 2,7 MPa pour le paramètre  $f_{D0}$ .

Sur la figure IV.17, nous constatons que l'érouissage de deux surfaces de charge ( $SI$  et  $SD$ ) est peu influencé par le paramètre  $f_{II}$  pour un coefficient de variation supérieure à 0% (il passe de 2,817 MPa pour un coefficient de variation de 0% à 1,5 MPa pour un coefficient de variation de 100%). En deçà de cette valeur, l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage ( $ds_0$  ou  $ds_h$ ) augment et atteint une valeur maximale de 22,8 MPa pour un coefficient de variance de -90%. La même constatation peut être faite sur l'influence du paramètre  $f_{DI}$  sur l'érouissage de deux surfaces de charge du modèle (fig. IV.20).

Enfin, la figure IV.21 montre l'influence du paramètre  $n_D$  sur l'érouissage de deux surfaces de charge ( $SI$  et  $SD$ ) du modèle BExM. Elle montre que l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage ( $ds_0$  ou  $ds_h$ ) augmente avec le coefficient de variation sur le paramètre  $n_D$ . Il passe de 1,32 MPa pour un coefficient de variation de -90% à 6 MPa pour un coefficient de variation de +90%.

Ces résultats (fig. IV.14- IV.21), donnent une première idée générale de l'influence de chacun des paramètres d'érouissage du modèle sur l'incrément de déplacement de deux paramètres d'érouissage ( $ds_0$  ou  $ds_h$ ). Nous pouvons classer l'ensemble de ces paramètres en trois catégories (Tableau IV.8). Les paramètres potentiellement les plus influents sont  $k_m$ ,  $f_{II}$  et  $f_{DI}$ . Nous observons que  $e_m$  et  $n_D$  ont une influence moyenne. En revanche, les paramètres  $f_{I0}$ ,  $f_{D0}$  et  $n_I$  ont une influence négligeable.

Tableau IV.8 - Classement des paramètres de lois d'écroutissage du modèle BExM selon leur influence sur le déplacement de deux surfaces de charge SI et SD

Influence importante	Influence moyenne	Influence négligeable
$k_m$	$e_m$	$f_{I0}$
$f_{II}$	$n_D$	$f_{D0}$
$f_{DI}$		$n_I$

#### IV.6.2.2- Étude stochastique

Pour la réalisation de l'analyse probabiliste, nous avons utilisé le programme *CB\_FOSM*. Cette analyse a porté dans un premier temps sur la modélisation de l'essai œdométrique à succion contrôlée comportant un cycle de chargement/déchargement, dont le chemin de chargement est présenté sur la figure IV.2, afin de déterminer les incertitudes sur les indices des vides en fonction de la valeur des paramètres mécaniques. Les paramètres qui interviennent dans ce type de calcul, comme indiqué dans le tableau IV.2 et IV.4, sont :  $\kappa$ ,  $\lambda(0)$ ,  $r$ ,  $\beta$ ,  $p_c$ ,  $p_0^*$ ,  $M$  et  $k$ .

D'après l'étude de sensibilité du paragraphe précédent, nous avons montré que les paramètres  $p_c$ ,  $M$  et  $k$  ont une influence négligeable sur les résultats de la modélisation. Ces paramètres peuvent donc être considérés comme déterministes. Les cinq autres paramètres ( $\kappa$ ,  $\lambda(0)$ ,  $r$ ,  $\beta$  et  $p_0^*$ ) seront considérés comme aléatoires.

Les espérances mathématiques (valeurs moyennes) des paramètres du modèle *BExM* considérées dans cette étude, ainsi que leurs incertitudes sont présentées dans le tableau IV.9. Les incertitudes affectant les paramètres servant à décrire le comportement du sol à l'état saturé ( $\kappa$ ,  $\lambda(0)$  et  $p_0^*$ ) sont moins importantes que celles régnant dans les autres paramètres. Un coefficient de variation de +10% a donc été attribué aux paramètres  $\kappa$ ,  $\lambda(0)$  et  $p_0^*$  et de +50% aux autres paramètres incertains ( $r$  et  $\beta$ ).

Tableau IV.9 - Espérances, coefficients de variation et écarts-types des paramètres du modèle BExM utilisés dans l'étude stochastique

	$\kappa$	$\lambda(0)$	$p_0^*$ (kPa)	$r$	$\beta$ (MPa <sup>-1</sup> )	$p_c$ (kPa)	$M$	$k$
$\mu$	0,008	0,25	650	0,85	0,05	0,008	1,24	0,5
$CV$	+10%	+10%	+10%	+50%	+50%	0%	0%	0%
$\sigma$	0,0008	0,025	65	0,425	0,025	0	0	0

#### a) Matrice de corrélation

Une fois les variables aléatoires choisies, il est important d'évaluer la corrélation qui peut exister entre elles. Le "bon sens" laisse supposer que ces variables aléatoires ne sont pas toutes indépendantes. Certaines présentent entre elles de fortes corrélations négatives, comme les deux variables  $\lambda(0)$  et  $r$  ainsi que les deux paramètres  $p_0^*$  et  $\kappa$ , d'autres une corrélation moyenne, comme  $p_0^*$  et  $r$ ,  $p_0^*$  et  $\beta$  ainsi que  $\lambda(0)$  et  $\beta$ , d'autres encore ne présentent qu'une corrélation très faible, comme  $r$  et  $\beta$  et  $p_0^*$  et  $\lambda(0)$  (voir Annexe 6). Par manque de données expérimentales, cette étude de corrélation a été effectuée en se basant sur les équations, liant les différents paramètres du modèle, données dans le chapitre 1 et rappelées ici :

$$\frac{p_0}{p_c} = \left[ \frac{p_0^*}{p_c} \right]^{\frac{\lambda(0)-k}{\lambda(s)-k}} \quad (IV.51)$$

$$\lambda(s) = \lambda(0) [(1-r)\exp(-\beta s) + r] \quad (IV.52)$$

La matrice de corrélation finalement utilisée pour le calcul est présentée sous forme de tableau (Tableau IV.10). Nous avons considéré que le paramètre  $\kappa$  n'est pas corrélé aux paramètres ( $\lambda(0)$ ,  $r$  et  $\beta$ ). Un coefficient de corrélation nul existe alors entre ce paramètre et les paramètres ( $\lambda(0)$ ,  $r$  et  $\beta$ ). Le signe du coefficient indique le « sens » de la corrélation.

Il est évident qu'une matrice de corrélation plus réaliste, estimée à partir des analyses stochastiques de résultats expérimentaux, devrait être considérée. Mais par manque de données expérimentales, la méthode adoptée ici pour calculer cette matrice peut être considérée comme acceptable dans une première approximation. Dans la plupart des cas de problèmes réels, il semble d'ailleurs souhaitable d'effectuer des calculs sous différentes hypothèses concernant la matrice de corrélation afin d'englober les différentes situations possibles qui peuvent être posées à l'ingénieur.

Tableau IV.10 - Matrice de corrélation n°1 : paramètres corrélés

	$\lambda(0)$	$r$	$\beta$	$\kappa$	$p_0^*$
$\lambda(0)$	1	-0,9984	+0,75	0	+0,458
$r$	-0,9984	1	+0,585	0	+0,959
$\beta$	+0,75	+0,585	1	0	-0,814
$\kappa$	0	0	0	1	-0,9988
$p_0^*$	+0,458	+0,959	-0,814	-0,9988	1

### b) Résultats des calculs d'incertitude

Les paramètres incertains étant au nombre de 5, il faut donc réaliser, en plus de la modélisation prenant en compte les paramètres avec leurs valeurs moyennes, 10 autres modélisations en faisant varier la valeur de ces paramètres selon leurs écarts-types respectifs (Tableau IV.11).

Tableau IV.11 - Modélisations réalisées pour l'étude stochastique

	$\lambda(0)$	$r$	$\beta$ (MPa <sup>-1</sup> )	$\kappa$	$p_0^*$ (kPa)
Modélisation 1 (moyenne)	0,25	0,85	0,05	0,008	650
Modélisation 2 ( $\lambda(0) - \sigma_{\lambda(0)}$ )	0,225	0,85	0,05	0,008	650
Modélisation 3 ( $\lambda(0) + \sigma_{\lambda(0)}$ )	0,275	0,85	0,05	0,008	650
Modélisation 4 ( $r - \sigma_r$ )	0,25	0,425	0,05	0,008	650
Modélisation 5 ( $r + \sigma_r$ )	0,25	1,275	0,05	0,008	650
Modélisation 6 ( $\beta - \sigma_\beta$ )	0,25	0,85	0,025	0,008	650
Modélisation 7 ( $\beta + \sigma_\beta$ )	0,25	0,85	0,075	0,008	650
Modélisation 8 ( $\kappa - \sigma_\kappa$ )	0,25	0,85	0,05	0,0072	650
Modélisation 9 ( $\kappa + \sigma_\kappa$ )	0,25	0,85	0,05	0,0088	650
Modélisation 10 ( $p_0^* - \sigma_{p_0^*}$ )	0,25	0,85	0,05	0,008	585
Modélisation 11 ( $p_0^* + \sigma_{p_0^*}$ )	0,25	0,85	0,05	0,008	715

Afin de mettre en évidence l'influence de la corrélation entre les différents paramètres du modèle sur les résultats des calculs, nous avons considéré en premier lieu que toutes les variables aléatoires étaient indépendantes entre elles (matrice de corrélation n°2 présentée dans le tableau 12) et, en deuxième lieu, qu'il existait une corrélation entre ces variables (matrices de corrélation n°1 présentée dans le tableau 10).

Tableau IV.12 - Matrice de corrélation n°2 : paramètres non corrélés

	$\lambda(0)$	$r$	$\beta$	$\kappa$	$p_0^*$
$\lambda(0)$	1	0	0	0	0
$r$	0	1	0	0	0
$\beta$	0	0	1	0	0
$\kappa$	0	0	0	1	0
$p_0^*$	0	0	0	0	1

Les résultats de l'étude obtenus sont présentés sur la figure IV.22. Cette dernière montre les valeurs des coefficients de variation d'indice des vides en fonction de la charge appliquée pour les deux matrices de corrélation considérées. Nous remarquons que la partie élastique de la courbe de compressibilité (jusqu'à 800 kPa sur la figure IV.22) est affectée d'incertitudes négligeables dans les deux cas étudiés. Ceci est dû aux faibles incertitudes (CV = 10%) affectées, le paramètre  $\kappa$  représentant la pente élastique de la courbe de compressibilité et le paramètre  $p_0^*$  qui est le seul paramètre corrélé avec ce dernier. Nous observons également que les incertitudes sur l'indice des vides de la partie plastique de la courbe de compressibilité augmentent linéairement avec la charge appliquée pour atteindre une valeur maximale de l'ordre de 0,2 dans le cas où les paramètres ne sont pas corrélés (matrice de corrélation n°2) et de 0,1 dans le cas où les paramètres sont liés (matrice de corrélation n°1). Ce résultat montre que l'incertitude sur les résultats est sensible aux coefficients de corrélation liant l'ensemble des paramètres incertains. Les incertitudes affectant la partie élastique de déchargement de la courbe de compressibilité sont égales à celles maximales affectant la partie plastique de la courbe ; la variation du coefficient de variation d'indice des vides en fonction de la charge appliquée pendant la phase de déchargement (contrainte verticale = 1500 → 0 sur la figure IV.22) est linéaire et constante. En d'autre terme, les incertitudes affectant cette partie de la courbe n'est autre que celles cumulées dans sa partie plastique.

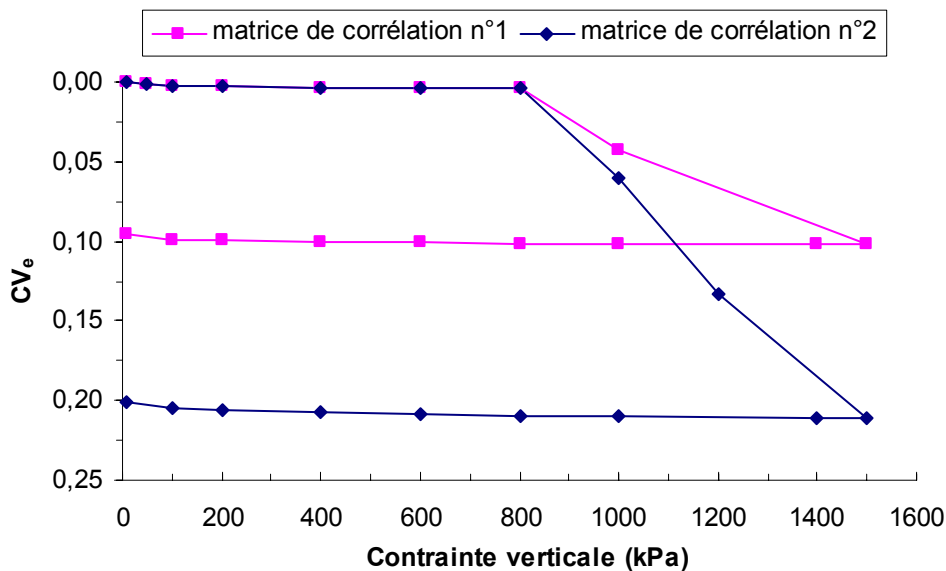


Figure IV.22 - Coefficient de variation d'indice des vides en fonction de la charge appliquée

## IV.7- CONCLUSION

Les incertitudes qui affectent les paramètres des matériaux géotechniques ont une incidence sur les résultats des analyses numériques réalisées par la méthode des éléments finis. Les incertitudes proviennent principalement des erreurs d'information, des

variations spatiales que présentent ces paramètres, des imprécisions et des limitations des méthodes utilisées pour l'évaluation des propriétés des matériaux au laboratoire ou *in situ* et de la méthode de calcul elle-même.

Les conséquences de ces incertitudes à l'amont de la modélisation sur les résultats du calcul peuvent être appréhendées par une approche probabiliste. Le couplage de la méthode des éléments finis et des démarches probabilistes conduit alors dans le domaine de la méthode des éléments finis stochastique.

Ce chapitre s'est tout d'abord penché sur l'étude des incertitudes existantes lors d'une modélisation, puis à la manière de prendre en compte ces incertitudes, par variables aléatoires ou par champs stochastiques. Si l'introduction de la modélisation par champ stochastique de la variabilité spatiale des propriétés est, *a priori*, la plus appropriée, elle présente souvent de sérieuses limitations dans le cas des analyses aux éléments finis des ouvrages en terre, du fait qu'une telle modélisation n'est pas possible en l'absence de mesures en place suffisantes. Par ailleurs, elle ne peut être que tridimensionnelle, ce qui la rend inapplicable aux analyses les plus courantes, généralement réalisées pour une condition de déformations planes. De plus, l'effet d'échelle réduit souvent l'importance relative de l'incertitude associée à la variation spatiale. Pour ces différentes raisons, nous nous sommes intéressés plus particulièrement dans le cas de notre étude à la modélisation par variables aléatoires.

Nous avons ensuite abordé le principe de la méthode des éléments finis stochastique. Différentes techniques probabilistes pouvant être utilisées dans le cadre de cette méthode. L'adaptation de la technique du premier ordre-secondes moments (*FOSM*) avec calcul approximatif des différentes fonctions dérivées par la technique numérique du rapport polynomial a été détaillée.

Le logiciel *Feamel*, créé par Mellah (1999), et modifié par Goineau (2001) et lors de ce travail a été ensuite décrit. Ce programme modifié, appelé *CB\_FOSM*, permet d'effectuer des analyses d'incertitudes par la méthode *FOSM* à partir des résultats de tout code de calcul, du moment que ces résultats soient édités et mis en forme de manière correcte.

Cherchant à atteindre l'objectif principal de ce chapitre, nous avons, dans la dernière partie, appliqué la méthode *FOSM*, par l'utilisation combinée du code de calcul aux éléments finis *Code\_Bright* où le modèle *BExM* a été implanté et du programme *CB\_FOSM*, à un exemple de simulation d'un essai œdométrique à succion contrôlée sur un sol gonflant, afin d'évaluer l'influence des paramètres du modèle sur le comportement du sol. Le sol est supposé élastoplastique et représenté par le modèle *BExM*. Les lois de comportement de ce modèle sont définies par un nombre élevé de paramètres et certains d'entre eux ont un sens physique obscur et il est difficile de les appréhender, il est donc difficile de connaître le nombre de variables aléatoires à utiliser pour modéliser l'incertitude et la dimension de la matrice de covariance à considérer. Pour surmonter ces difficultés, une étude de sensibilité de la réponse du modèle *BExM* aux différents paramètres a été effectuée afin de mettre en évidence l'influence de chacun des paramètres sur les résultats de la modélisation (courbes de compressibilité) et de réduire le nombre des variables aléatoires. Cette étude montre que, lors d'un chemin œdométrique et pour les conditions initiales choisies, ces paramètres peuvent être classés en trois catégories d'influence : importante, moyenne et négligeable. Les paramètres appartenant à la troisième catégorie (influence négligeable) peuvent être considérés comme déterministes. Ce qui permet donc de réduire le nombre des paramètres incertains et par conséquent le nombre de modélisation à réaliser pour l'analyse stochastique et la dimension de la matrice de corrélation à considérer. L'étude de l'influence de la corrélation entre les paramètres aléatoires a été également effectuée avec une matrice possible de corrélation de ces paramètres. Nous avons montré que l'incertitude sur les résultats est sensible aux coefficients de corrélation liant l'ensemble des paramètres incertains.



Bien que les calculs menés par la méthode *FOSM* puissent échouer en certains points du modèle considéré, à cause principalement de l'introduction de techniques numériques pour le calcul approximatif des différentes dérivées, cette technique reste avantageuse par rapport aux autres méthodes de par son temps de calcul. Malheureusement, le calcul numérique des dérivées des développements de Taylor interdit dans la pratique de recourir à un nombre plus élevé de terme du développement pour améliorer la précision de la méthode.

La méthode des éléments finis stochastique présente un intérêt particulier pour les ingénieurs géotechniciens car elle permet d'évaluer l'influence des incertitudes affectant les propriétés des matériaux sur la fiabilité des résultats des modélisations. Elle peut être employée pour obtenir les écarts-types et les coefficients de variation et pour définir des intervalles de confiance sur les résultats de la modélisation tels que les déplacements, les déformations, les contraintes et l'indice des vides. Comme nous l'avons montré, malgré ses limites, la *MEFS* permet d'introduire un degré de réalisme supplémentaire bien nécessaire dans les modélisations aux éléments finis. Elle est également très utile pour mettre en évidence les paramètres les plus critiques de la loi de comportement retenue pour la modélisation.

---

---

***CHAPITRE V***

***APPLICATIONS DU MODÈLE  $BE_{xM}$***

---

---



# Chapitre V

## Applications du modèle *BExM*

### V.1- INTRODUCTION

Le modèle *BExM* décrit au chapitre II est implanté dans le code de calcul aux éléments finis *Code\_Bright*. Nous avons présenté des simulations qualitatives (cf. chapitre III) qui avaient pour objectif de montrer que le modèle implanté est en mesure de reproduire qualitativement les principaux phénomènes caractérisant le comportement des sols gonflants non saturés.

Dans ce chapitre, nous présenterons, tout d'abord, une validation quantitative du modèle qui consiste à comparer les prédictions du modèle à des résultats expérimentaux sur des sols gonflants. Ensuite, nous présenterons des applications du modèle aux modélisations des problèmes pratiques tels que les stockages de déchets radioactifs dans les couches géologiques profondes et les fondations superficielles sur sols gonflants.

### V.2- APPLICATIONS DU MODÈLE *BExM* AUX SIMULATIONS D'ESSAIS ŒDOMÉTRIQUES À SUCCION CONTRÔLÉE

Cette partie présente une validation quantitative du modèle implanté. Elle consiste à appliquer le modèle *BExM* à la simulation d'essais expérimentaux réalisés sur trois sols gonflants différents. Nous nous intéressons ici à la modélisation des essais œdométriques à succion contrôlée réalisés, par Cuisinier (2002) sur un mélange compacté de bentonite et de limon, par Lloret *et al.* (2003) sur une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite et par Romero (1999) sur l'argile de Boom. Les prédictions du modèle sont comparées aux résultats expérimentaux.

#### V.2.1- Simulations d'essais expérimentaux de Cuisinier (2002)

Cuisinier (2002) a réalisé plusieurs essais œdométriques à succion contrôlée (comprise entre 0 et 287,9 MPa) sur de l'argile compactée pour caractériser la variation de différents paramètres hydromécaniques avec la succion. Les résultats de ces essais ont servi à la validation du modèle et des procédures numériques programmées. Dans ce qui suit, nous présentons d'abord l'étude expérimentale effectuée, puis la détermination des paramètres du modèle sera discutée, ensuite, les résultats des simulations de ces essais avec les paramètres obtenus seront exposés.

##### V.2.1.1- L'étude expérimentale

Les différentes techniques expérimentales qui ont été utilisées pour la réalisation des essais, ainsi que le matériau étudié et l'ensemble des résultats sont présentés dans ce qui suit.

### a) Techniques expérimentales utilisées

Deux types d'œdomètre à succion contrôlée, utilisant la méthode osmotique et la technique des solutions salines saturées, ont été employés (fig. V.1 et V.2). Le premier a été utilisé dans la gamme des succions comprise entre 0 et 8,5 MPa et le deuxième dans la gamme des succions supérieures à 8,5 MPa (Delage *et al.*, 1998 ; Cuisinier & Masrouri, 2001, 2004).

Le principe de la méthode osmotique est de mettre en contact une éprouvette et une solution de macromolécules, et d'insérer entre les deux une membrane semi-perméable. Celle-ci empêche le passage des macromolécules de la solution vers l'éprouvette mais elle permet le passage de l'eau. Les échanges d'eau, et donc la succion, sont contrôlés par le phénomène d'osmose : plus la concentration en macromolécules est grande, plus la succion est forte. La macromolécule utilisée classiquement est le polyéthylèneglycol (PEG). De plus amples détails sur cette technique sont disponibles dans Zur (1966), Williams & Shaykewich (1969), Kassif & Ben Shalom (1971), Delage *et al.*, (1992), Cui (1993) ; Cuisinier (2002).

Le principe de la technique des solutions salines saturées est d'enfermer un système équivalent à une cellule œdométrique classique dans une enceinte dont l'humidité relative est maintenue constante grâce à une solution saline saturée (Esteben, 1990 ; Oteo Mazo *et al.*, 1995 ; Villar & Martín 1996 ; Bélanteur *et al.*, 1997 ; Al-Mukhtar *et al.*, 1999 ; Cuisinier, 2002). L'humidité relative est liée à la succion, par la loi de Kelvin. L'utilisation de plusieurs solutions salines saturées permet d'imposer différentes succions. La valeur de l'humidité relative imposée par un sel donné ayant été obtenue dans Lide (2002) et AFNOR (1999). La contrainte verticale maximum appliquée dans l'appareil était de 20 MPa.

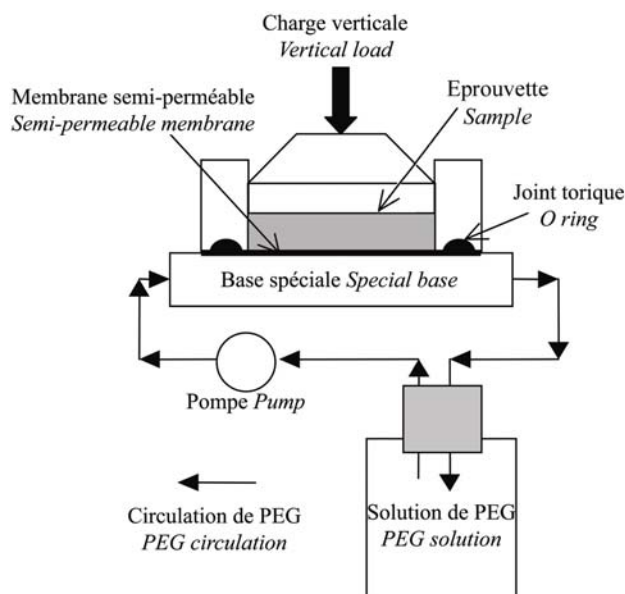


Figure V.1 - Œdomètre à succion contrôlée par la méthode osmotique (Cuisinier, 2002)

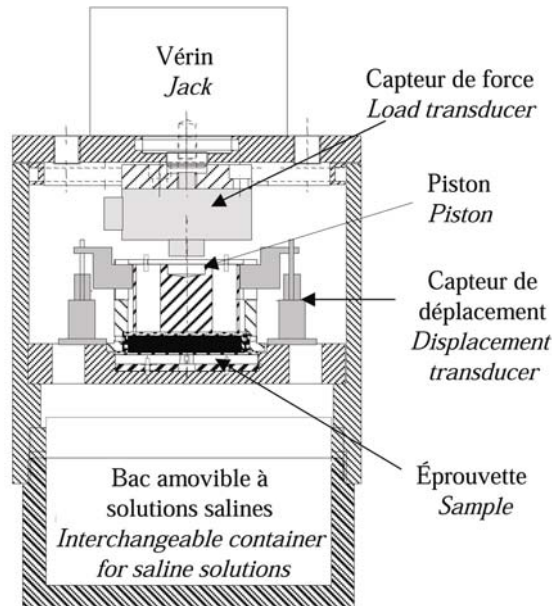


Figure V.2 - Œdomètre à succion contrôlée par solutions salines (Cuisinier, 2002)

### b) Matériau étudié et préparation des éprouvettes

Le matériau utilisé est un mélange de 40 % de limon de Xeuilley et de 60 % de bentonite calcique. Les principales caractéristiques de ces matériaux sont indiquées dans le tableau V.1.

Le limon et la bentonite, initialement sous forme de poudre tamisée à 400  $\mu\text{m}$ , sont mélangés, puis humidifiés à une teneur en eau de 15 %. Cette valeur, proche de la limite de retrait, a été sélectionnée de manière à limiter la rétraction de l'éprouvette lors d'une dessiccation. Les éprouvettes sont préparées par compactage statique sous une pression de 1 MPa. Le poids volumique sec initial est d'environ  $(12,7 \pm 0,1) \text{ kN/m}^3$ . La succion totale des éprouvettes a été mesurée par la technique du papier filtre (ASTM, 1995). Elle est comprise entre 20 et 25 MPa.

Tableau V.1 - Caractéristiques des matériaux étudiés (Cuisinier, 2002)

Matériau étudié	$w_L$ (%)	$I_p$ (%)	$\gamma_s$ ( $\text{kN.m}^{-3}$ )
Limon	42	5	27
Bentonite	117	31	26
Mélange	87	21	26

### c) Essais réalisés

La figure V.3 et les tableaux V.2 et V.3 permettent de visualiser précisément tous les chemins de contrainte dans le plan ( $\sigma_v^*$  -  $s$ ). L'état initial est repéré par le point "A". La référence de chaque essai indique le type d'appareil utilisé (S solutions salines et O osmotique), puis le type de chemin suivi (W correspond à une phase d'humidification, D à une phase de dessiccation et L à une phase de chargement). Tous ces essais débutent par une phase de modification de la succion sous une faible contrainte verticale constante (10 kPa), suivie d'une phase de chargement/déchargement œdométrique à succion constante jusqu'à une valeur de  $\sigma_v^*$  suffisante pour déterminer  $p_0(s)$  et  $\lambda(s)$ .

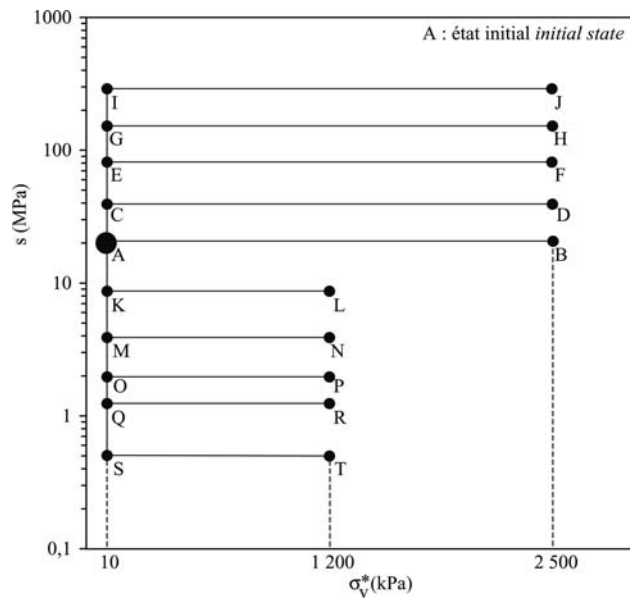


Figure V.3 - Chemins de contrainte suivis

Tableau V.2 - Description des chemins suivis (méthode des solutions salines)

SWL1	SDL1	SDL2	SDL3	SDL4	SDL5
A-K-L-K	A-B-A	A-C-D-C	A-C-E-F-E	A-C-G-H-G	A-E-I-J-I

Tableau V.3 - Description des chemins suivis (méthode osmotique)

OWL1	OWL2	OWL3	OWL4	OWL5
A-K-L-K	A-K-M-N-M	A-K-M-O-P-O	A-K-M-Q-R-Q	A-K-O-S-T-S

#### d) Résultats expérimentaux

L'ensemble des résultats de ces essais est présenté sur la figure V.4. Différents paramètres ont été déterminés à partir de chaque courbe expérimentale obtenue. Il s'agit de la contrainte de préconsolidation apparente  $p_0(s)$  (fig. V.5), de la pente de compression plastique  $\lambda(s)$  (fig. V.6) et de la pente de compression élastique  $\kappa$  (fig. V.7). La figure V.5 montre que l'augmentation de la succion de l'éprouvette ne provoque pas de modification importante de la pression de préconsolidation apparente. Ainsi, l'imposition d'une succion de 83,6 MPa induit une pression  $p_0(s)$  de 1200 kPa. Au-delà de cette succion, la valeur de  $p_0(s)$  se stabilise. Le processus d'humidification occasionne en revanche une très forte baisse de la pression de préconsolidation apparente.

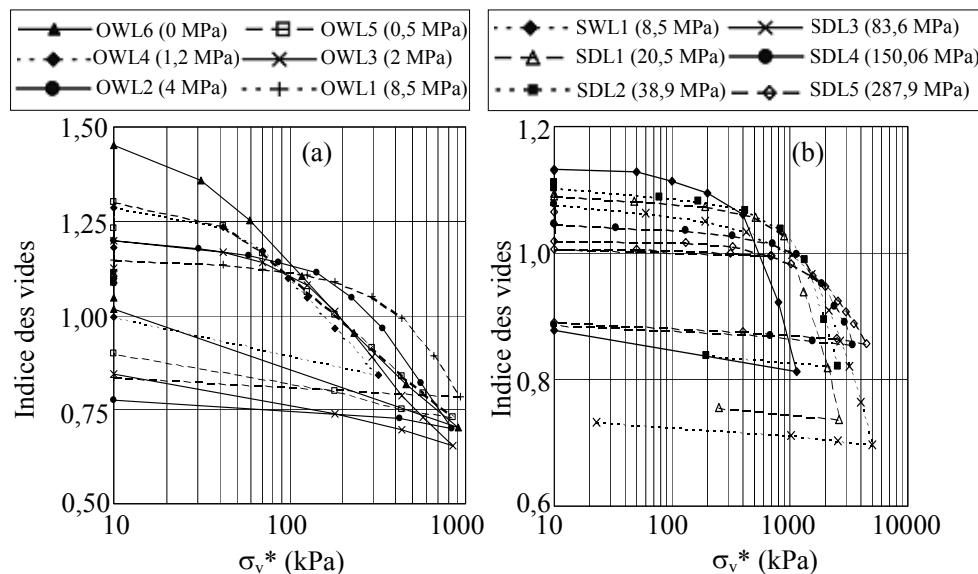


Figure V.4 - Compressibilité en fonction de la succion appliquée : a) œdomètre osmomètre, b) œdomètre à solutions salines (Cuisinier, 2002)

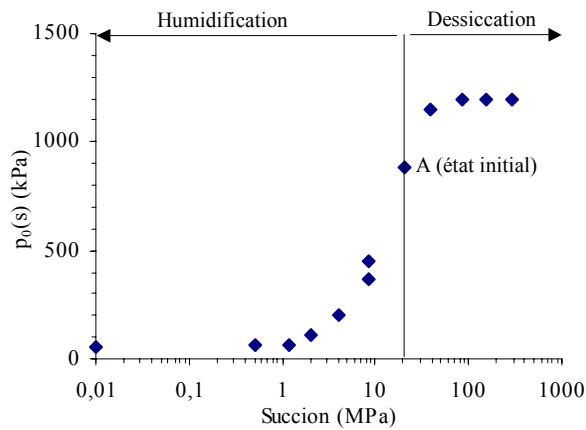


Figure V.5 - Variation de la pression de préconsolidation avec la succion (Cuisinier, 2002)

### V.2.1.2- Détermination des paramètres du modèle *BExM*

Les résultats montrent que dans un intervalle de succion allant de 4 MPa à 287,9 MPa, la pente  $\lambda(s)$  diminue lorsque la succion augmente. En revanche, entre 0 et 4 MPa, elle est quasi constante et égale à la pente  $\lambda(s)$  lorsque la succion est nulle (fig. V.6). Or, dans la plupart des données existantes et selon le modèle d'Alonso *et al.*, (1999), la pente  $\lambda(s)$  est supposée diminuer avec l'augmentation de succion.

Un comportement similaire à celui mis en évidence sur la figure V.6 a été observé notamment par Wheeler & Sivakumar (1995) et Geiser (1999). D'après les résultats de Wheeler & Sivakumar (2000) et Sivakumar & Wheeler (2000), ce comportement dépend de la structure initiale interne du sol qui est fonction de la pression et de la teneur en eau ayant servi pour le compactage des éprouvettes. Ceci a été confirmé par les résultats de Guiras-Skandaji (1996) qui a montré que pour le même matériau employé dans cette étude mais non compacté, sous forme de poudre ou de pâte, la pente  $\lambda(s)$  décroît lorsque la succion augmente (fig. V.6), ce qui correspond au cas classique des essais en milieu non saturé.

Notre objectif étant de modéliser les essais réalisés à fortes succions (supérieures à 4 MPa), où la pente  $\lambda(s)$  varie d'une façon monotone décroissante avec la succion, les paramètres de l'équation (II.12) ( $r$  et  $\beta$ ) ont donc été déterminés par ajustement sur les valeurs expérimentales des éprouvettes compactées et dont la phase de chargement/déchargement a été réalisée sous une succion supérieure à 4 MPa (fig. V.6). Le paramètre  $\lambda(0)$  a été déterminé à partir de l'essai réalisé sur le même matériau mais sous forme de pâte. La valeur de  $\lambda(0)$  obtenue est de l'ordre de 0,31.

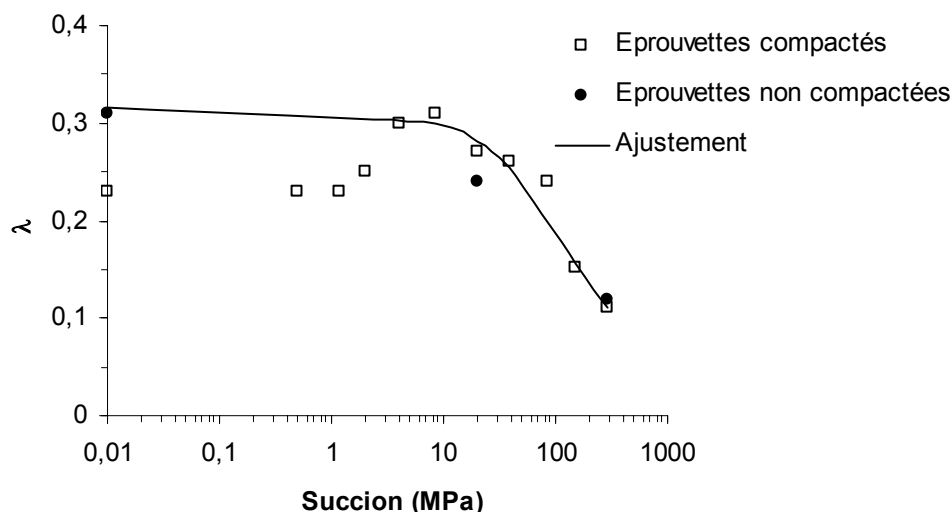


Figure V.6 - Ajustement de la variation de  $\lambda(s)$  avec la succion



Le modèle *BExM* suppose que la pente  $\kappa$  de la partie surconsolidée est constante et indépendante de la succion. Cependant, les résultats des essais montrent que la valeur de  $\kappa$  est fonction de la succion (fig. V.7). Cette figure permet de constater donc que l'hypothèse qui consiste à supposer la pente  $\kappa$  constante sur l'ensemble de la gamme de succion n'est pas applicable au matériau gonflant étudié. Une constatation identique a été faite par Rampino *et al.*, (2000), Futai *et al.*, (2002) et Collin *et al.* (2002). La valeur de  $\kappa$  augmente entre la saturation et une succion de 38,9 MPa (palier 1 : fig. V.7). Au-delà de cette succion, la pente  $\kappa$  diminue (palier 2). Pour tenir compte de ce phénomène dans la modélisation, nous avons ajusté chaque palier par une équation de la forme suivante :

$$\kappa(s) = \kappa_0 (1 + \alpha_i s) \quad (V.1)$$

où  $\kappa_0$  et  $\alpha$  sont des paramètres du matériau. Cette équation a également été implantée dans le code.

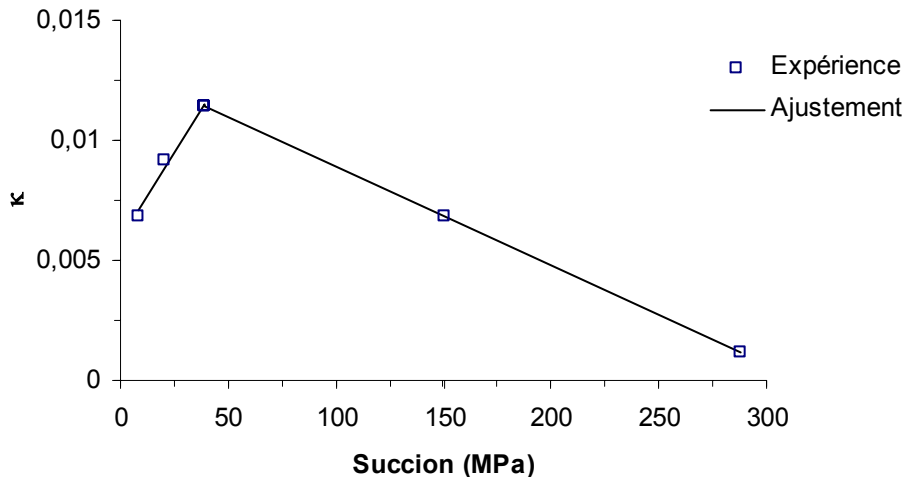


Figure V.7 - Ajustement de la variation de  $\kappa(s)$  avec la succion

L'équation modélisant l'évolution de la pression de préconsolidation apparente avec la succion est donnée par l'équation (II.10). En reportant, dans cette équation, deux valeurs de  $\lambda(s)$ ,  $\kappa(s)$  et  $p_0(s)$  nous obtenons un système de deux équations à deux inconnues ( $p_0^*$  et  $p_c$ ).

Les résultats de deux essais supplémentaires (SDWL et SWDL), comportant des cycles hydriques sous une faible pression verticale de 10 kPa avant le chargement, nous permet de déterminer les deux paramètres du modèle  $s_0$  et  $s_h$ . Leurs valeurs sont de l'ordre de 30 MPa et 14 MPa, respectivement (Cuisinier, 2002). Les résultats de ces deux essais ne sont pas présentés ici. Le tableau V.4 récapitule les valeurs des paramètres obtenues et celles des autres paramètres ajustés.

Tableau V.4 - Paramètres du modèle *BExM* (\* paramètres ajustés)

Paramètres définissant le modèle <i>BBM</i> pour le comportement macrostructural			
$\lambda(0)$	0,315	$\kappa_0$ (palier 2)	0,013
$r$	0,2777	$\alpha_i$ (palier 2)	$-3,16 \times 10^{-3}$
$\beta$	$0,008054 \text{ MPa}^{-1}$	$p_c$	0,6092 MPa
$\kappa_s$	0,0042	$p_0^*$	0,844 MPa
$\kappa_0$ (palier 1)	0,0058	$k$	0,09
$\alpha_i$ (palier 1)	0,02545	$M$	1,24
Paramètres définissant la loi du comportement microstructural *			
$\kappa_m$	0,011	$e_m$	0,25
Fonctions de couplage micro-macrostructurale *			
$f_I = 0,5 + 9,9 \left( p^*/p_0 \right)^1$		$f_D = 1 \times 10^{-3} + 2 \times 10^{-2} \left( 1 - p^*/p_0 \right)^{0,1}$	

### V.2.1.3- Résultats des simulations

La modélisation par le modèle *BExM* implanté dans *Code\_Bright* des essais avec les paramètres obtenus, permet de comparer les résultats numériques et expérimentaux. Les figures V.8, V.9 et V.10 comparent les résultats des simulations et expérimentaux des essais (SDL1, SDL4 et SWL1) respectivement. Notons que l'essai SDL4 a été adopté pour caler les paramètres. Les résultats montrent un bon accord en ce qui concerne, les pentes dans la zone élastique et plastique, la pression de préconsolidation et la pente de déchargement. Donc le modèle *BExM* implanté est capable de prévoir, de façon quantitative, le comportement hydromécanique sur des chemins oedométriques du matériau gonflant utilisé dans l'étude de Cuisinier (2002).

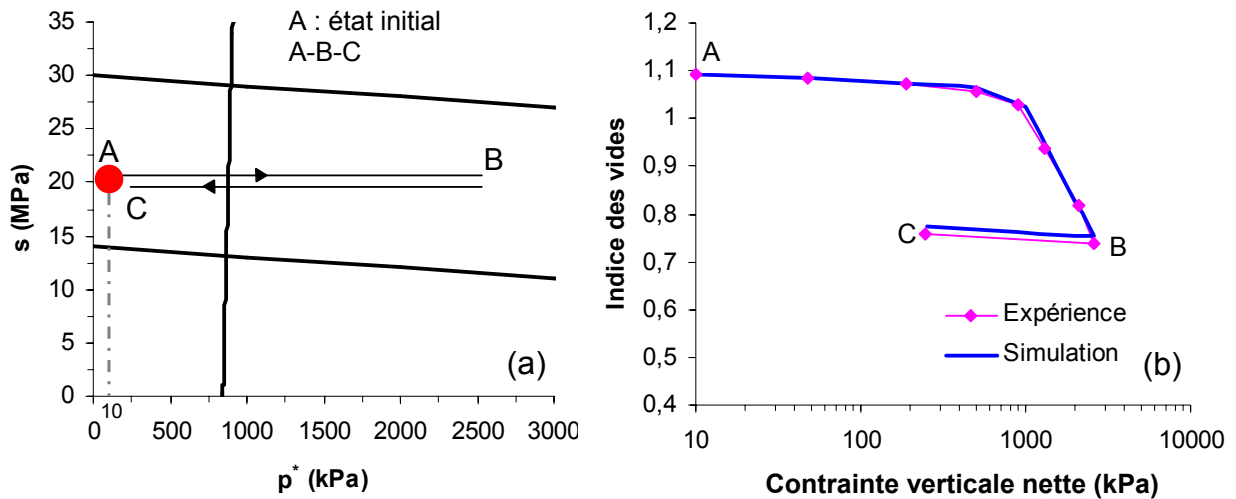


Figure V.8 - Essai SDL1 : a) Chemins de contrainte suivis, b) Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation déduite par le modèle

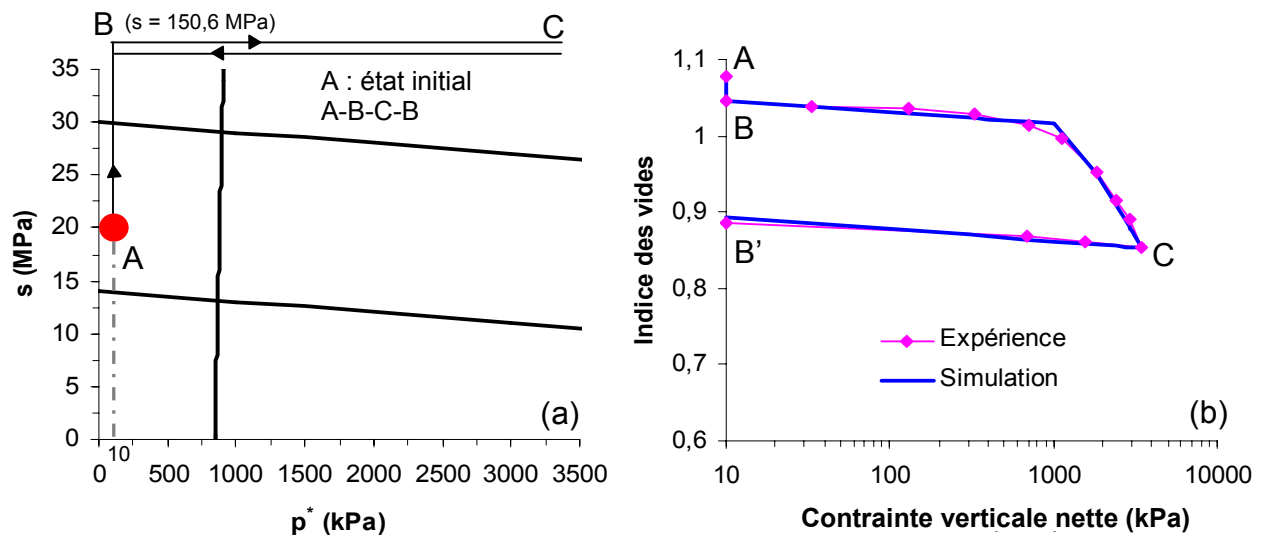


Figure V.9 - Essai SDL4 : a) Chemins de contrainte suivis, b) Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation déduite par le modèle

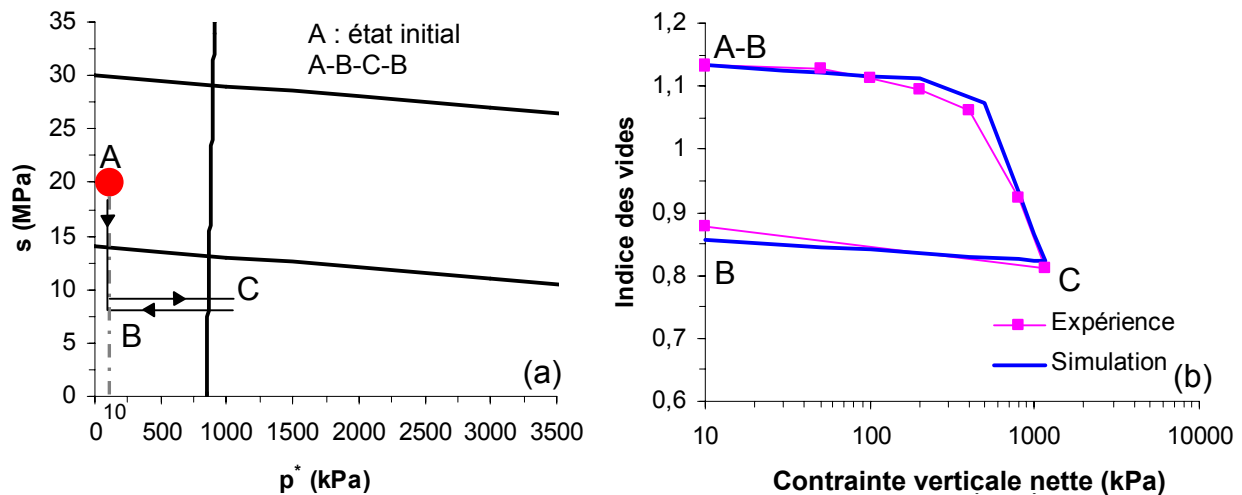


Figure V.10 - Essai SWLI : a) Chemins de contrainte suivis, b) Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation déduite par le modèle

## V.2.2- Simulation d'essais expérimentaux de Lloret *et al.* (2003)

Pour continuer la validation du modèle et des procédures numériques implantées dans *Code\_Bright*, un deuxième exercice de modélisation a été entrepris. Cet exercice a porté sur les simulations des essais œdométriques à succion contrôlée réalisés par Lloret *et al.* (2003). Dans ce qui suit, nous présentons d'abord l'étude expérimentale effectuée, puis nous exposons les résultats des simulations numériques.

### V.2.2.1- L'étude expérimentale

Lloret *et al.* (2003) ont réalisé plusieurs essais œdométriques à succion contrôlée avec des cycles d'humidification/séchage sur de l'argile fortement compactée pour étudier l'influence de la structure du sol sur son comportement mécanique. Les différentes techniques expérimentales qui ont été utilisées pour la réalisation de ces essais, ainsi que le matériau étudié et l'ensemble des résultats d'essais sont présentés dans ce qui suit.

#### a) Matériau étudié et techniques expérimentales

Le matériau étudié est une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite et dont les limites d'Atterberg sont :  $w_L = (102 \pm 4) \%$  et  $w_p = (53 \pm 3) \%$ . Ce matériau est compacté statiquement jusqu'à un poids volumique sec initial de  $17 \text{ kN/m}^3$ . La teneur en eau initiale des éprouvettes est de l'ordre de  $(13,7 \pm 1,3) \%$ , ce qui correspond à une succion initiale comprise entre 121 et 138 MPa.

Le programme d'essais principal a été réalisé en utilisant des œdomètres spécialement conçus pour appliquer une très vaste gamme de succions. En appliquant une technique de translation d'axe (utilisant de l'azote comme gaz fluide), il a été possible d'atteindre des succions allant jusqu'à 14 MPa. La plage de succion la plus élevée a été obtenue en appliquant une atmosphère contrôlée où l'humidité relative avait été fixée par une solution d'acide sulfurique ou de sels (fig. V.11). De cette manière, ils ont pu atteindre des succions allant jusqu'à 550 MPa. La contrainte verticale maximum qui a pu être appliquée dans l'appareil était de 10 MPa.

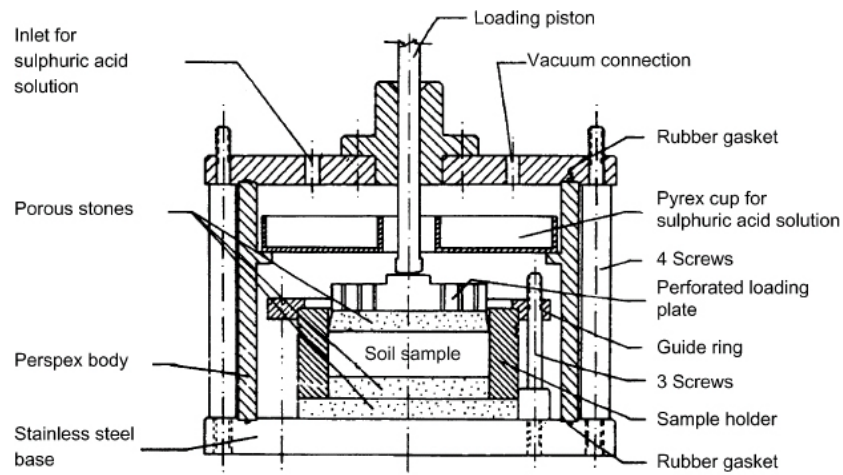


Figure V.11 - Schéma de l'œdomètre utilisé par Lloret et al., (2003) dans la gamme de forte succion (entre 3 et 550 MPa) (Esteban, 1990)

## b) Essais réalisés et résultats expérimentaux

La figure V.12 permet de visualiser tous les chemins de contrainte dans le plan ( $\sigma_v - s$ ) des cinq essais réalisés dans lesquels une combinaison de chemins de chargement à succion constante et de chemins de séchage/humidification à charge constante ont été appliqués. Tous ces essais débutent à une contrainte verticale faible de 10 kPa et une succion de l'ordre de 125 MPa. Après une phase de modification de la succion sous contrainte verticale constante, à l'exception de l'essai S2 où la succion reste inchangée, le chargement a été augmenté sous succion constante jusqu'à une valeur dépendant de l'essai réalisé de 5 ou 9 MPa, qui a été suivie par une phase de diminution de la succion jusqu'à la saturation de l'éprouvette (succion nulle).

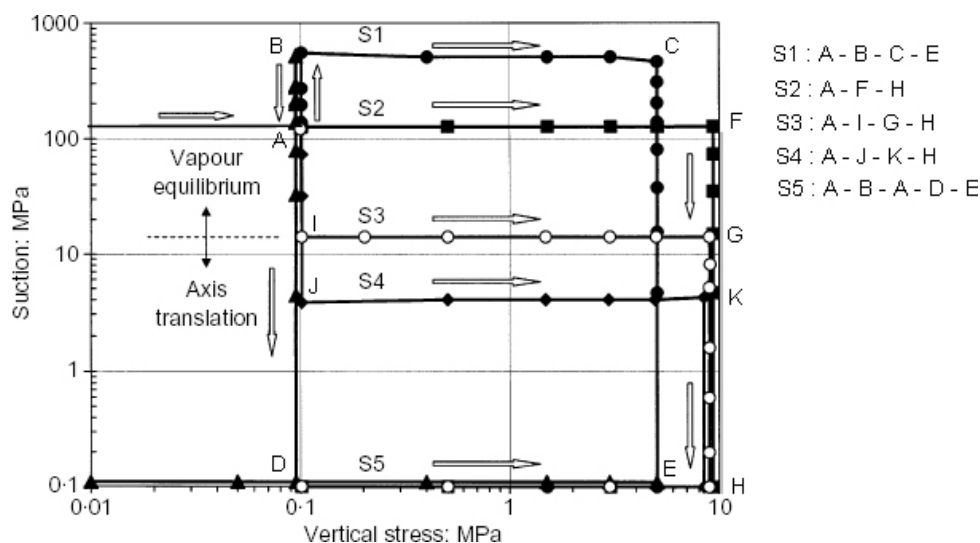


Figure V.12 - Chemins de contrainte suivis (Lloret et al., 2003)

Les résultats de ces essais sont regroupés sur la figure V.13. Nous observons un bon ordonnancement des différentes courbes et de leurs pentes en fonction de la succion imposée (fig. V.13a) ; la pente de compressibilité plastique diminue avec la succion, qui rigidifie le matériau, la pente de compressibilité élastique peut être considérée comme indépendante de la succion et la pression de préconsolidation apparente augmente avec l'augmentation de la succion. La phase d'humidification fait apparaître une variation de l'indice des vides qui dépend fortement de la contrainte appliquée (fig. V.13b). Cette variation augmente quand la contrainte diminue.

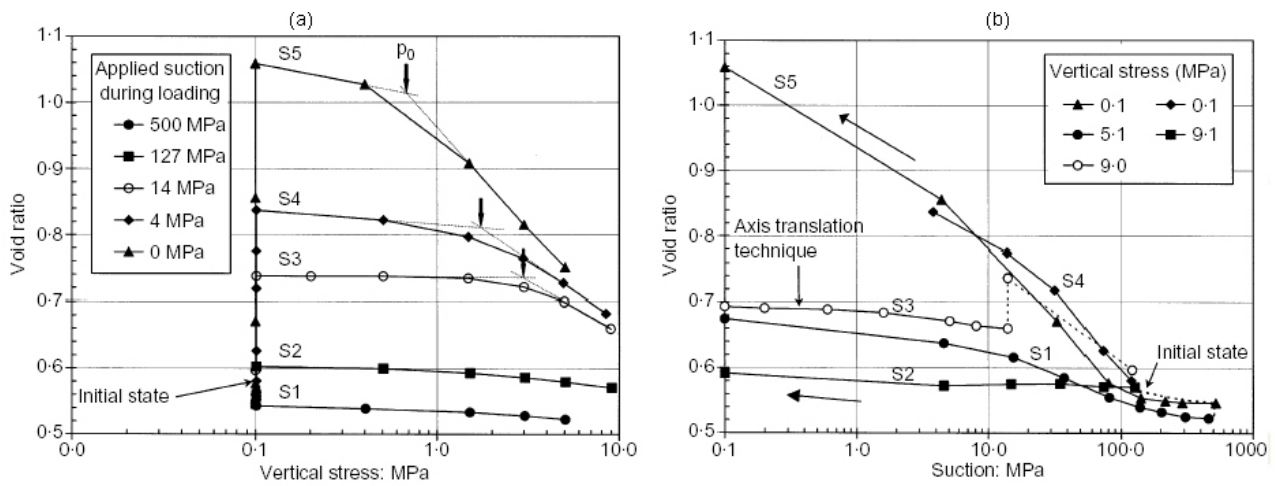


Figure V.13 - Résultats expérimentaux de Lloret et al. (2003) : a) variation de l'indice des vides en fonction de la charge appliquée, b) variation de l'indice des vides en fonction de la succion

### V.2.2.2- Paramètres du modèle BExM

L'ensemble des paramètres du modèle *BExM* utilisé pour les calculs est rassemblé dans le tableau V.5. Le paramètre  $s_h$  du modèle a été déterminé par ajustement sur l'un des essais simulés (essai S1). Sa valeur est de l'ordre de 59,6 MPa. Le paramètre  $s_0$  n'intervient pas dans le calcul car les essais réalisés ne comportent pas une phase de séchage de forte amplitude.

Tableau V.5 - Paramètres du modèle BExM

Paramètres définissant le modèle <i>BBM</i> pour le comportement macrostructural			
$\kappa$	0,005	$p_c$	0,5 MPa
$\lambda(0)$	0,08	$p_0^*$	12 MPa
$r$	0,9	$k$	0,09
$\beta$	1 MPa <sup>-1</sup>	$M$	1,24
$\kappa_s$	0,001	$e_M$	0,11
Paramètres définissant la loi du comportement microstructural			
$\alpha_m$	2,1.10 <sup>-2</sup> MPa <sup>-1</sup>	$e_m$	0,45
$\beta_m$	2,3.10 <sup>-3</sup>		
Fonctions de couplage micro-macrostructurale			
$f_I = 1 + 0,9 \tanh [20 (p^*/p_0) - 0,25]$		$f_D = 0,8 - 1,1 \tanh [20 (p^*/p_0) - 0,25]$	

### V.2.2.3- Résultats des simulations

Les essais que nous avons choisis de modéliser sont les essais S1 et S5. Les chemins de contrainte suivis au cours de ces essais sont présentés sur la figure V.14 et dans le tableau V.6.

Ces deux essais ont les mêmes états initiaux et finaux de contrainte mais leurs trajectoires sont très différentes. Ils fournissent donc l'occasion d'examiner l'influence du chemin de contrainte sur les déformations.

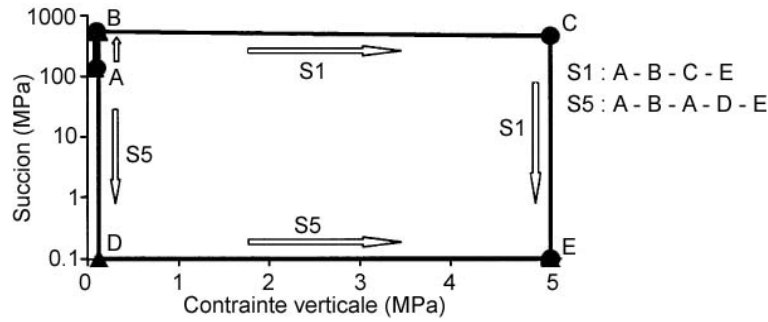


Figure V.14 - Chemins de contrainte suivis au cours des essais S1 et S5

Tableau V.6 - Description des chemins suivis au cours des essais S1 et S5

Essai	Chemins de contrainte							
	État initial		I		II		III	
	$\sigma_v$ (MPa)	$s$ (MPa)	$\sigma_v$ (MPa)	$s$ (MPa)	$\sigma_v$ (MPa)	$s$ (MPa)	$\sigma_v$ (MPa)	$s$ (MPa)
S1	0,1	138	0,1	550	5,1	550	5,1	0
S5	0,1	138	0,1	520	0,1	0	5	0

La figure V.15 permet de comparer les résultats expérimentaux et ceux des simulations numériques des deux essais S1 et S5. Elle montre que le modèle numérique est capable de reproduire correctement les résultats expérimentaux. Ainsi, le modèle implanté permet de rendre compte d'un nombre important de phénomènes spécifiques aux sols gonflants non saturés :

- la déformation macrostructurale plastique diminue quand la pression verticale augmente. En effet, l'éprouvette de l'essai S5 a subi un gonflement (chemin B-D, fig. V.15b) plus importante que celle de l'essai S1 (chemin C-E, fig. V.15b) ;
- l'essai S5 montre bien l'écroutissage de la surface de charge *LC* induit par la diminution de la suction ; la pression de préconsolidation initiale estimée à 12 MPa à l'état saturé passe à 0,6 MPa après la phase d'humidification (chemin B-D) (fig. V.15a). En effet, cette dernière provoque un déplacement de la courbe initiale *SD* vers une position plus bas. Ce déplacement de la *SD* est couplé à un déplacement vers la gauche de la courbe LC (fig. V.16) ;
- le modèle prend en compte l'influence du chemin de contrainte sur les déformations. En effet, l'indice des vides final est différent dans les deux échantillons.

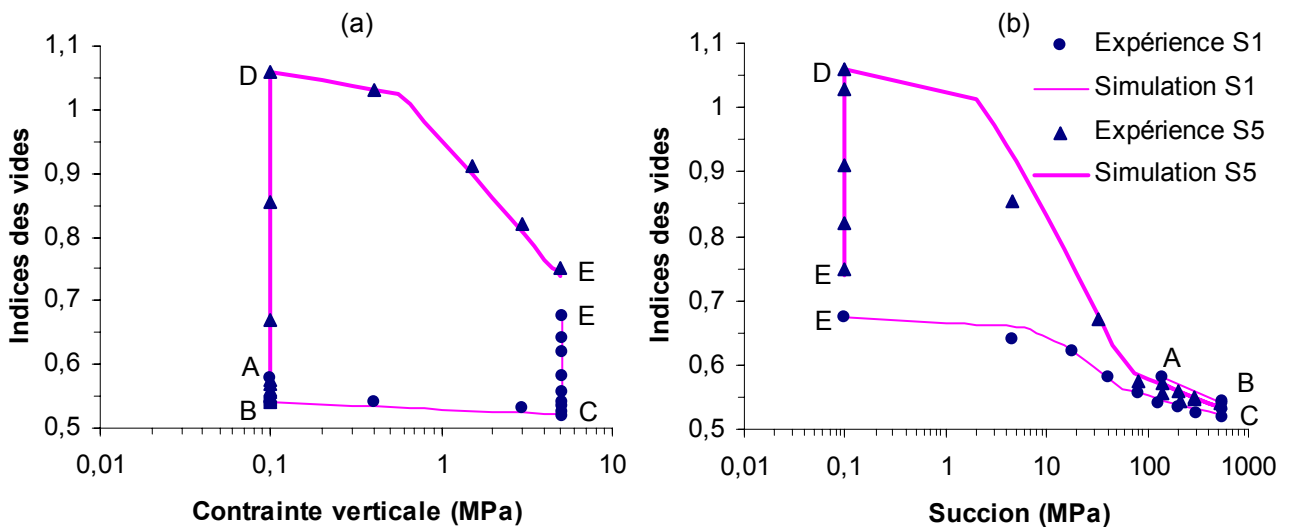


Figure V.15 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique de l'essai S1 et S5

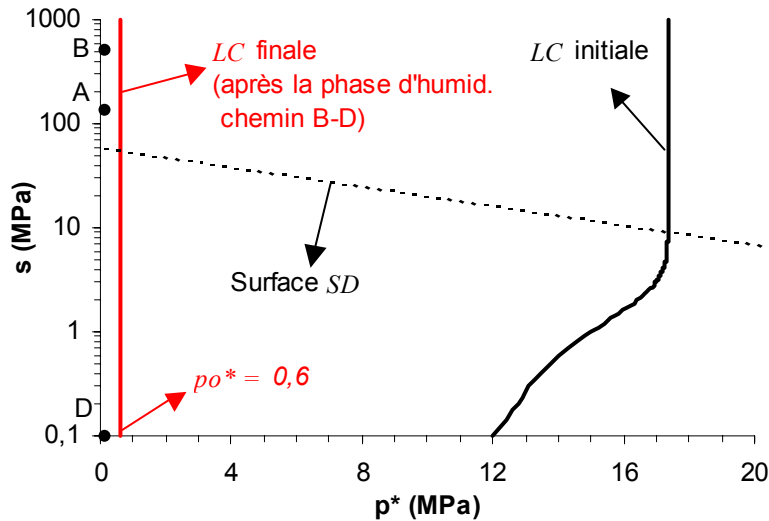


Figure V.16 - Écrouissage de la surface de charge LC dans le test S5 dû à l'activation de la surface SD

### V.2.3- Simulation d'essais expérimentaux de Romero (1999)

Nous nous intéressons dans cette partie à la modélisation de quelques essais œdométriques à succion contrôlée que Romero (1999) a réalisé sur l'argile compactée de Boom.

#### V.2.3.1- Description des essais modélisés

Le sol utilisé dans les essais de Romero (1999) est une poudre, compactée statiquement du côté sec par rapport à la teneur en eau optimale, obtenue à partir de l'argile de Boom naturelle provenant du site de Mol en Belgique. Les principales caractéristiques de ce matériau sont indiquées dans le tableau V.7.

Tableau V.7 - Caractéristiques du matériau étudié (Romero, 1999)

Argile de Boom		
$w_L$ (%)	$I_p$ (%)	$\gamma_s$ (kN.m <sup>-3</sup> )
55,7 ± 0,9	26,9 ± 1	27

Ce matériau est compacté statiquement jusqu'à un poids volumique sec initial de  $(16,7 \pm 0,2)$  kN/m<sup>3</sup>, valeur élevée pour ce type de sol. La teneur en eau initiale des éprouvettes est de l'ordre de  $(15 \pm 0,3)$  %, ce qui correspond à une succion initiale de 0,45 MPa. Cette succion a été mesurée par la technique psychrométrique.

La figure V.17 permet de visualiser tous les chemins de contrainte dans le plan  $(\sigma_v^* - s)$  des deux essais que nous avons choisis de modéliser.

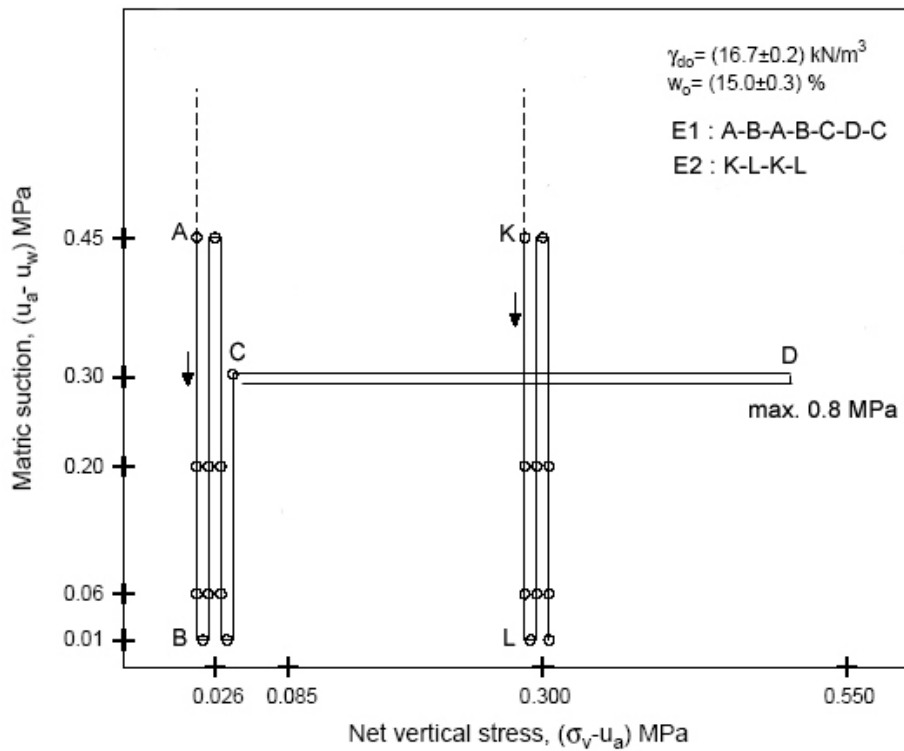


Figure V.17 - Chemins de contrainte suivis au cours des essais simulés

### V.2.3.2- Paramètres du modèle BExM

Romero (1999) propose pour l'évolution de la pente de la partie normalement consolidée avec la succion  $\lambda(s)$  une équation de la forme suivante :

$$\lambda(s) = \lambda(0) \left[ (1-r) \exp(-\beta s) + r - \gamma \ln \frac{s}{s_{min}} \right] \quad (V.2)$$

avec  $\gamma$  un paramètre caractéristique du sol considéré et  $s_{min}$  une succion de référence. Si  $\gamma$  égale à 0, cette équation revient à l'équation proposée par Alonso *et al.*, (1990) (équation II.12). Pour pouvoir modéliser les essais de Romero, l'équation (V.2) a été implantée dans le code.

L'ensemble des paramètres du modèle BExM utilisés pour les calculs est rassemblé dans le tableau V.8. Les paramètres  $s_h$  et  $s_0$  du modèle ont été déterminés par ajustement sur l'un des essais simulés (essai E1). Leurs valeurs sont de l'ordre de 0,136 et 0,55 MPa respectivement.

Tableau V.8 - Paramètres du modèle BExM utilisés dans les simulations

Paramètres définissant le modèle <i>BBM</i> pour le comportement macrostructural			
$\kappa$	0,01	$\kappa_s$	0,0306
$\lambda(0)$	0,09	$p_c$	0,1 MPa
$r$	0,625	$p_0^*$	0,7 MPa
$\beta$	1,361 MPa <sup>-1</sup>	$k$	0,1
$\gamma$	0,015	$M$	1,24
$s_{min}$	0,01 MPa		
Paramètres définissant la loi du comportement microstructural			
$\kappa_m$	0,008	$e_m$	0,3
Fonctions de couplage micro-macrostructurale			
$f_I = 1,26 \left( p^*/p_0 \right)^{2,94}$		$f_D = 1,29 \left( 1 - p^*/p_0 \right)^{0,8}$	



### V.2.3.3- Résultats des simulations

Les figures V.18 et V.19 permettent de comparer les résultats numériques, obtenus en utilisant le modèle *BExM*, et expérimentaux des deux essais E1 et E2. Un bon accord entre la réponse du sol et les prédictions du modèle est observé. Cependant, les résultats numériques du premier chemin d'humidification de l'essai E2 (chemin K-L, fig. V.19) sous-estime les valeurs expérimentales. Ceci peut être dû au fait que le modèle pose l'hypothèse d'une surface de charge *SD* inclinée à 45° par rapport aux axes ( $p^*, s$ ). Notons que le choix de telle surface de charge a été fait en première approximation par manque de données expérimentales. Par ailleurs, dans le deuxième chemin d'humidification (chemin K'-L'), le sol se comporte de manière élastique due à l'agrandissement du domaine élastique consécutive à l'application du cycle hydrique, donc la position de la surface de charge *SD* n'influe pas les résultats de calcul. Pour cette raison, le modèle reproduit bien les résultats expérimentaux pour ce deuxième chemin d'humidification.

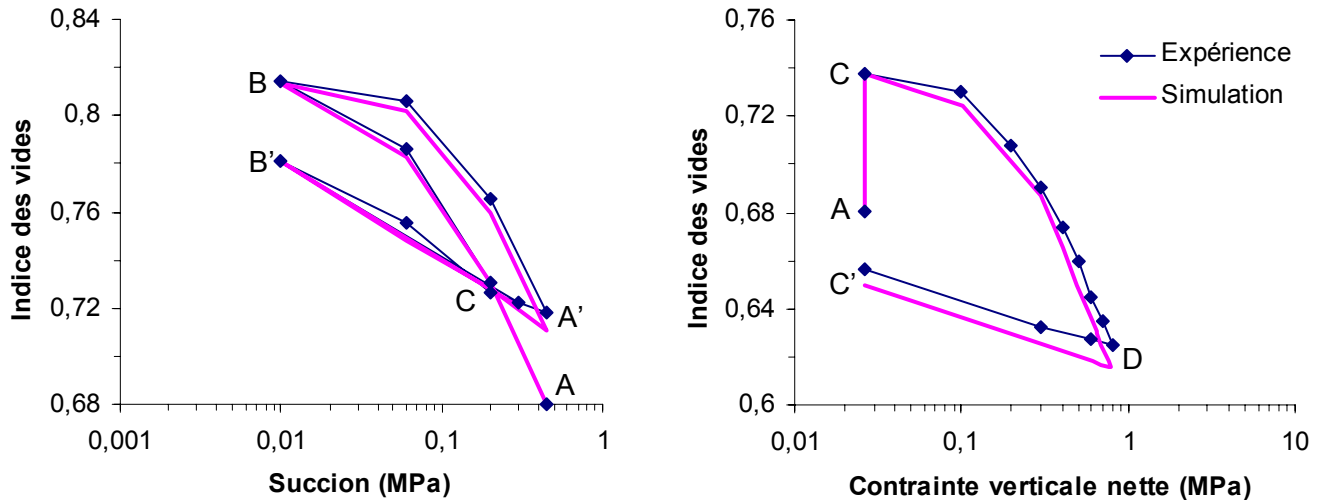


Figure V.18 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique de l'essai E1

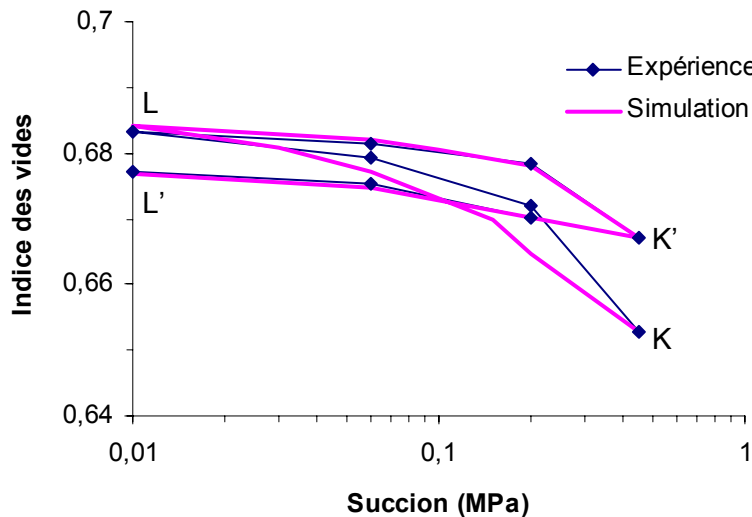


Figure V.19 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique de l'essai E2

### V.2.4- Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie une validation quantitative sur trois matériaux réels : un mélange compacté de 60 % de bentonite et de 40 % de limon, une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite et l'argile de Boom. Les comparaisons entre les simulations numériques et les mesures expérimentales montrent que le modèle numérique est en mesure de reproduire quantitativement de façon acceptable les phénomènes caractéristiques du comportement des sols gonflants non saturés sur des chemins oedométriques.

## V.3- APPLICATIONS DU MODÈLE *BExM* AUX SIMULATIONS DES PROBLÈMES PRATIQUES

Les tests, présentés dans le chapitre III, ainsi que les applications aux simulations d'essais expérimentaux réalisés au laboratoire sur des sols gonflants différents, présentés dans la partie précédente, ont montré les aptitudes du modèle numérique implanté à reproduire quantitativement de façon acceptable les phénomènes caractéristiques du comportement des sols gonflants non saturés.

Dans cette partie, le modèle sera appliqué à deux problèmes pratiques : d'une part, le problème du stockage éventuel de déchets radioactifs dans les couches géologiques profondes et, d'autre part, une fondation superficielle affectée par le gonflement des terrains.

### V.3.1- Application au stockage de déchets radioactifs en couches géologiques profondes

#### V.3.1.1- Introduction

Le problème de la gestion à long terme des déchets radioactifs se caractérise par la nécessité d'assurer un confinement suffisant de la radioactivité produite par ces déchets pendant une très longue période (typiquement cent mille à un million d'années). La solution retenue est l'enfouissement dans des couches géologiques profondes pour assurer la protection de l'homme et de l'environnement à court et à long terme.

Le stockage souterrain de déchets radioactifs a donc pour but unique de confiner la radioactivité, c'est-à-dire interdire ou limiter, à un niveau suffisamment faible pour que ses conséquences soient acceptables, le transfert des matières radioactives vers l'environnement. Pour atteindre cet objectif, le confinement des déchets sera assuré par trois barrières successives, qui auront un rôle *a priori* complémentaire mais dont le nombre permettra de minimiser les risques en cas de défaillance de l'une d'elles. Dans l'ordre depuis les déchets jusqu'à la biosphère, on aura (fig. V.20) :

1. les colis de déchets, constitués d'une matrice, d'un conteneur et d'un surconteneur ;
2. les barrières ouvragées, constituées des couches d'argile partiellement saturées qui seront mises en place pour combler les vides entre les colis et les parois internes des puits ou tunnels de stockage ;
3. le milieu géologique : la nature de la formation géologique conditionne fortement l'efficacité du confinement. Plusieurs roches sont donc étudiées parmi lesquelles les roches argileuses raides, autrement appelées argilites.

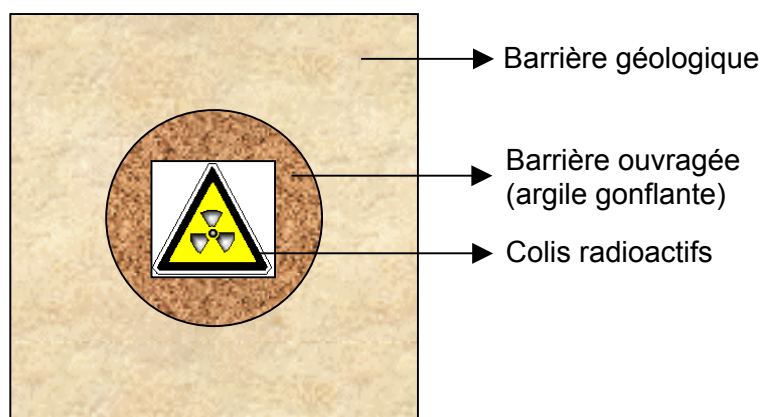


Figure V.20 - Schéma de principe du concept multi-barrière, en vue du stockage des déchets radioactifs

Bien que le dernier élément constitue la barrière principale, le rôle de la barrière intermédiaire, appelée barrière ouvragée, est essentiel. Elle jouera en effet un rôle prépondérant de par sa position même : celui d'interface entre les colis et le massif. C'est le dernier rempart avant le milieu géologique.

Le choix du matériau constitutif de la barrière ouvragée sera donc fait conformément à des critères très rigoureux, qui sont typiquement susceptibles d'être respectés avec une argile gonflante : très faible perméabilité, bonnes capacités de colmatage et de rétention des radioéléments, mais aussi une bonne conductivité thermique pour éviter les forts gradients de température.

L'intérêt de choisir l'argile comme matériau constitutif de la barrière ouvragée, en plus de leur propriétés plastiques, réside dans ce qu'on appelle leur aptitude au gonflement. Ce gonflement permettra le comblement des vides mais aussi un retour plus rapide vers un état mécanique du site similaire à celui avant creusement des ouvrages (Gaombalet, 2004).

Ainsi, cette barrière permet de diffuser la chaleur produite par les déchets radioactifs et de retarder l'infiltration de l'eau naturelle vers le colis et donc la lixiviation de ces derniers. En cas de dégradation du colis, la barrière ouvragée jouerait deux autres rôles : limiter la dégradation du colis et constituer une première barrière à la migration des radioéléments. La roche hôte interviendrait ensuite pour retarder encore le transport de ces radioéléments et limiter les flux vers la biosphère.

Généralement, le site de stockage souterrain est situé à des profondeurs allant de 200 m à 1000 m : en deçà, ce serait trop dangereux pour l'homme et l'environnement, et au-delà on ne sait pas assurer la faisabilité à des coûts non prohibitifs. Les installations sont constituées d'un réseau de galeries, dites d'accès et de manutention, desservant des séries de puits verticaux ou de galeries horizontales dans lequel(le)s seront disposé(e)s les déchets. On accèdera à ces structures au moyen de puits verticaux. Un puits supplémentaire sera utilisé pour l'aéragé des galeries, important pendant toute la phase d'exploitation (fig. V.21).

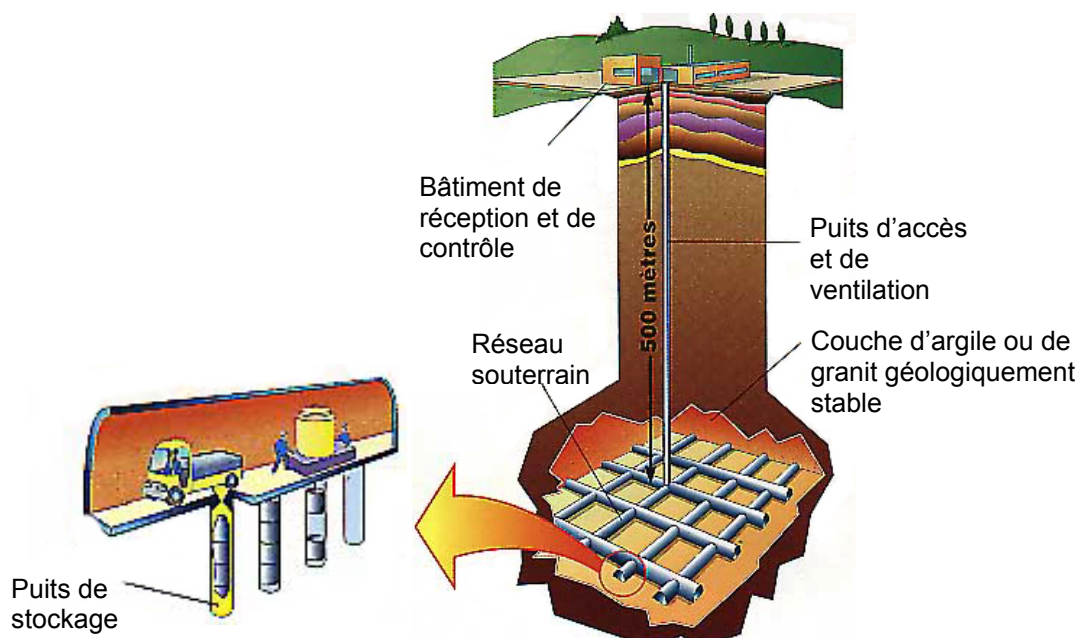


Figure V.21 - Schéma représentatif d'un site de stockage souterrain des déchets radioactifs

L'étude présentée ici concerne les galeries de liaison entre puits et modules de stockages. L'objectif est la détermination des sollicitations et des modifications du massif rocheux pendant les phases suivantes :

1. la phase de creusement des galeries : en effet, le creusement des puits, des galeries et des voies d'accès du fait des très faibles cinétiques d'échange d'eau induit une réponse instantanée non drainée toujours à l'état *quasi-saturé* ; cette phase provoque également la variation de l'état de contrainte et des déformations dans le massif rocheux. À court terme le couplage hydromécanique peut être négligé lors de cette phase, du fait de la faible perméabilité du massif rocheux et du fait que la durée de l'excavation est courte en comparaison au temps caractéristiques de la diffusion hydraulique, qui est de l'ordre de quelques années.
2. la phase de ventilation des galeries : la ventilation des galeries de liaison entraînera un abaissement de la teneur en eau dans l'air (taux d'humidité relative) en dessous de son taux de saturation (taux en équilibre avec des parois d'ouvrage saturé en eau) ; la désaturation du massif rocheux à partir des parois qui s'en suit créera, par l'effet de capillarité, une dépression (ou une succion) qui aura comme effet d'augmenter très significativement le gradient de pression dans le massif rocheux vers les parois ; la dépression créée variera inversement avec le taux de saturation de l'air de ventilation (loi de Kelvin).
3. la phase de resaturation qui suit le remblayage des galeries : la dernière phase de cette étude débute avec le remblayage des galeries et dure jusqu'à ce que tous les composants (massif rocheux et remblai) soient resaturés ; d'un point de vue hydraulique, si on suppose que la phase de remblayage de la galerie est instantanée, l'état hydrique du massif rocheux initial dans cette phase correspond à celui qui prévaut à la fin de la phase précédente.

Notons que les sollicitations de nature thermique et chimique ainsi que leurs incidences ne seront pas prises en compte lors de notre étude.

### V.3.1.2- Caractérisation du massif hôte et du remblai

Nous avons considéré les cas d'une galerie de stockage type de déchets située à 500 m de profondeur dans le massif hôte. Le massif est supposé homogène et isotrope avant creusement de l'ouvrage. La galerie est supposée suffisamment longue pour que l'on puisse faire l'hypothèse, dans un plan perpendiculaire à l'axe, des déformations planes.

Il s'agira donc de modélisation 2D en déformations planes faisant intervenir deux matériaux dont nous allons présenter les caractéristiques avant de passer aux calculs.

#### a) Caractéristiques du massif hôte :

Actuellement, pour l'étude de la faisabilité du stockage des déchets à long terme, un site a été choisi, dans une roche argileuse située dans l'est du Bassin Parisien, entre la Meuse et la Haute-Marne (dans les argilites du Callovo-Oxfordien). À l'Andra (Agence nationale pour la gestion des déchets radioactifs), et dans les organismes de recherche désignés par l'Andra pour des études mécaniques, cette roche s'appelle désormais « argilites de l'Est ».

Dans ce travail, le problème d'un stockage type est étudié. Les caractéristiques du massif hôte que nous avons utilisées dans cette étude s'inspirent de celles des argilites de l'Est.

Les argilites de l'Est sont constitués, en moyenne, de 40% d'argile, 25 à 30% de quartz, 20 à 30% de carbonates, plus d'autres constituants en quantité inférieure à 10% (pyrite, mica, dolomite, halite, gypse). Les minéraux présents dans la fraction argileuse sont du type :

- interstratifiés illite/smectite : 50 à 80%
- chlorite
- illite
- kaolinite

La porosité de cet argilite est réduite ( $n_0 = 0,13$ ). La perméabilité à la saturation très faible, estimée sur la base de mesures qui se sont révélées extrêmement délicates, est de l'ordre de  $10^{-14}$  m/s (Blaisonneau, 2002 et Thouvenin, 1999).

Sur la figure V.22, nous avons présenté l'ajustement de la courbe de rétention expérimentale de l'argilite de l'Est, déterminée par Homand (1998), par le modèle de Van Genuchten (1980), en utilisant la méthode des moindres carrés :

$$S_e = \frac{S_r - S_{res}}{1 - S_{res}} = \left( 1 + (\alpha s)^{\frac{1}{1-m}} \right)^{-m} \quad (V.3)$$

où  $S_e$  est la saturation effective,  $s$  est la succion,  $S_r$  est le degré de saturation,  $S_{res}$  est le degré de saturation résiduel, et  $\alpha$  et  $m$  sont des paramètres à ajuster, caractéristiques de la nature et de l'état du sol considéré. Le tableau V.9 récapitule les valeurs des paramètres intervenant dans l'ajustement. Nous observons que ce modèle ajuste relativement bien les données expérimentales.

Tableau V.9 - Paramètres du modèle de Van Genuchten (1980)

$m$	$\alpha$ (MPa <sup>-1</sup> )	$S_{res}$
0,264	0,0674	0,011

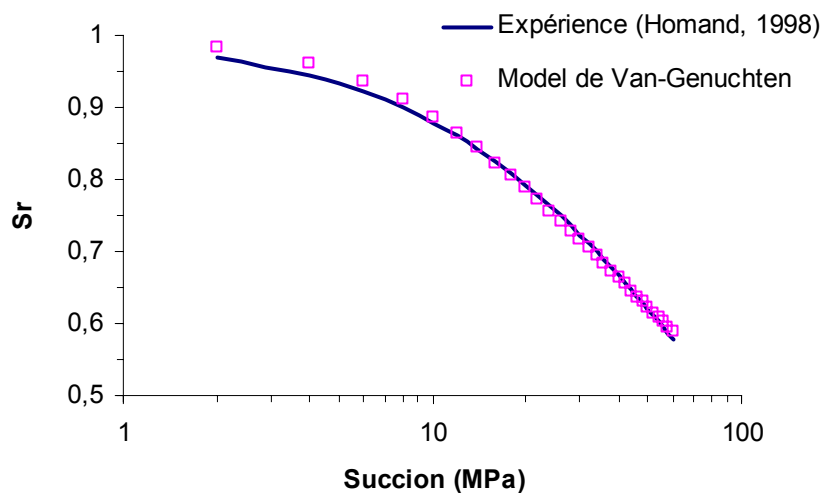


Figure V.22 - Ajustement de la courbe de rétention de l'argilite de l'Est par le modèle de Van Genuchten

Il a été constaté que les argilites de l'Est présentent une anisotropie faible des propriétés élastiques, de l'ordre de 15% (Gaombalet, 2004). Le choix a donc été de prendre pour hypothèse que les propriétés élastiques des argilites sont isotropes et constantes. Les caractéristiques mécaniques de l'argilite de l'Est à prendre en compte dans la présente étude sont les suivantes (Coyne et Bellier, 1999) :

- le module de Young non drainé :  $E = 3800$  MPa
- le coefficient de poisson non drainé :  $\nu = 0,3$
- $K_0 = \frac{\sigma_H^0}{\sigma_V^0} = 1$

Le coefficient de Biot des argilites est estimé entre 0,4 et 0,8 (Boutéca *et al.*, 1999 ; Gasc-Barbier, 2002), avec une valeur moyenne  $b = 0,65$ . Kharkhour (2002), en faisant une analyse des propriétés hydromécaniques des argilites, a trouvé une valeur du module de Biot de  $M = 5672$  MPa. Cependant, dans le cas de notre étude les argilites sont supposées élastiques et représentées par le modèle de comportement élastique. À l'état saturé, ce modèle utilise la contrainte effective de Terzaghi reposant sur l'incompressibilité de la matrice solide (Coussy, 1991). Par conséquent, le modèle considère un coefficient

de Biot égale à l'unité et un module de Biot qui tend vers l'infini (valeurs généralement considérées pour les sols).

L'ensemble des paramètres caractérisant les argilites de l'Est et utilisé dans les calculs est rassemblé dans le tableau V.10.

Tableau V.10 - Paramètres caractérisant les argilites de l'Est

Paramètre	Valeur
Module de Young non drainé $E$	3800 MPa
Coefficient de poisson non drainé $\nu$	0,3
Porosité $n_0$	0,13
Masse volumique des particules solides $\gamma_s$ (Koriche, 2004)	2,7 g/cm <sup>3</sup>
Perméabilité à l'état saturé $k_s$	10 <sup>-14</sup> m/s
Module de Biot $b$	1
Paramètres de la courbe de rétention (Van Genuchten) :	
$\alpha$	0,0674 MPa <sup>-1</sup>
$m$	0,264
$S_{res}$	0,011

### b) Caractéristiques du remblai

Au terme de l'exploitation du stockage, on doit s'assurer que le réseau des galeries d'accès aux zones de stockage ne constitue pas à long terme une voie privilégiée pour la migration des radionucléides. Il faut pour cela rendre les galeries elles-mêmes aussi imperméables que possible. Les matériaux de remplissage utilisés pour assurer cette fonction sont des argiles gonflantes initialement non saturées, qui, une fois resaturées constitueront des bouchons très peu perméables et exerceront une pression qui permettra de reconfiner le massif.

Ces bouchons d'argile seront disposés sous forme de noyaux en contact avec le milieu géologique après que le revêtement aura été enlevé à cet emplacement. De part et d'autre de ces noyaux seront disposés des remblais d'appui dont les caractéristiques mécaniques et les dimensions doivent permettre de confiner suffisamment l'argile gonflante (fig. V.23).

Enfin, les volumes vides restants seront comblés par un remblai dit « courant ». Ce remblai a pour fonction de minimiser les volumes vides et ainsi d'accélérer la resaturation du site. Sa seconde fonction est la reprise des efforts de soutènement du massif à l'issue de la phase de dégradation du revêtement en béton.

La fonction du remblai d'appui est d'assurer un confinement suffisant du bouchon d'argile et lui permettre, en se déformant peu, de développer pleinement et durablement la pression de gonflement qui assure l'étanchéité du serrement. Ce remblai peut être constitué des argilites des excavations de stockage (Andra, 2002 ; 2004).

Notons que le revêtement sera retiré au droit du noyau d'argile mais ne sera en principe pas retiré au droit ni des remblais courants, ni des remblais d'appui.

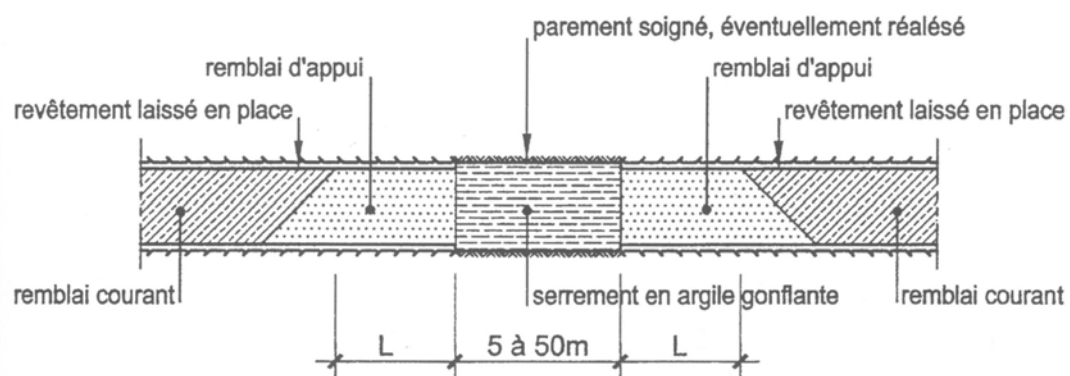


Figure V.23 - Schéma d'un serrement en galerie (Coyne et Bellier, 1999)

Dans le cas de notre étude, nous nous intéresserons plus particulièrement à la modélisation du serrement en argile gonflante en vue de déterminer les sollicitations et les modifications du massif rocheux pendant la phase de creusement et de ventilation de la galerie et pendant la phase de resaturation de l'argile qui suit le remblayage de la galerie.

Nous avons supposé que cette argile est une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite et dont ses caractéristiques proviennent de l'article de Lloret *et al.*, (2003). Rappelons que les essais œdométriques à succion contrôlée réalisés par Lloret sur cet argile ont été simulés dans la partie précédente (§. V.2.2) dans laquelle nous avons également présenté les caractéristiques de cette argile.

Cette bentonite est supposée élastoplastique et représentée par le modèle *BExM*. Les paramètres de ce modèle utilisés dans la simulation sont rassemblés dans le tableau V.5.

En ce qui concerne les paramètres hydriques, cette argile possède une perméabilité à la saturation très faible de l'ordre de  $10^{-14}$  m/s (Lloret *et al.*, 2003). Les paramètres de la courbe de rétention ont été déterminés par ajustement de type Van Genuchten de la courbe expérimentale déterminée par Lloret *et al.* (fig. V.24). Le tableau V.11 récapitule les valeurs de ces paramètres.

Tableau V.11 - Paramètres de la courbe de rétention de la bentonite

$m$	$\alpha$ (MPa <sup>-1</sup> )	$S_{res}$
0,2	0,0734	0

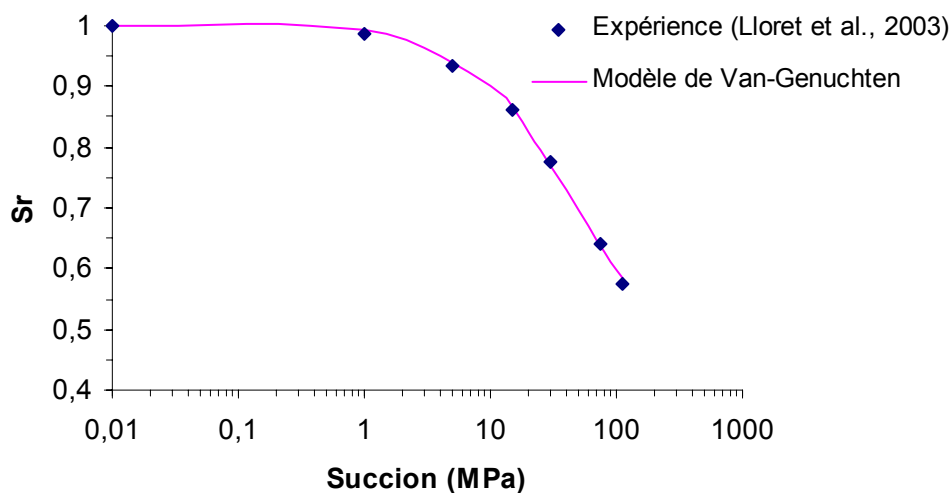


Figure V.24 - Ajustement de la courbe de rétention de la bentonite par le modèle de Van Genuchten

Les paramètres caractérisant la bentonite utilisée dans notre étude sont rassemblés dans les tableaux V.12.

Tableau V.12 - Paramètres caractérisant la bentonite utilisée dans notre étude

Paramètre	Valeur
Porosité $n_0$	0,424
Masse volumique des particules solides $\gamma_s$	2,69 g/cm <sup>3</sup>
Perméabilité à l'état saturé $k_s$	$10^{-14}$ m/s
Paramètres de la courbe de rétention (Van Genuchten) :	
$\alpha$	0,0734 MPa <sup>-1</sup>
$m$	0,2
$S_{res}$	0



### V.3.1.3- Le modèle et les conditions initiales et aux limites

#### a) Géométrie et maillage

Comme déjà cité, le cas de calcul est bidimensionnel (2D). La galerie est supposée suffisamment longue, les calculs numériques sont donc réalisés en déformation plane. Seul le quart du modèle est modélisé par raison de symétrie de géométrie, de conditions aux limites et de chargement. La géométrie est présentée en figure V.25. La galerie a un diamètre de 6 m et les limites latérales du modèle sont placées assez éloignées de la galerie (50 m) pour pouvoir considérer que l'état de contraintes en ce point du massif est inchangé par rapport à l'état initial.

Le maillage est constitué de 700 éléments (triangulaires à 3 nœuds), et 386 nœuds (fig. V.26). Ce maillage étant plus resserré à proximité de la paroi de la galerie de manière à décrire plus finement les phénomènes au voisinage de la paroi, c'est-à-dire là où les variations imposées au massif sont les plus élevées.

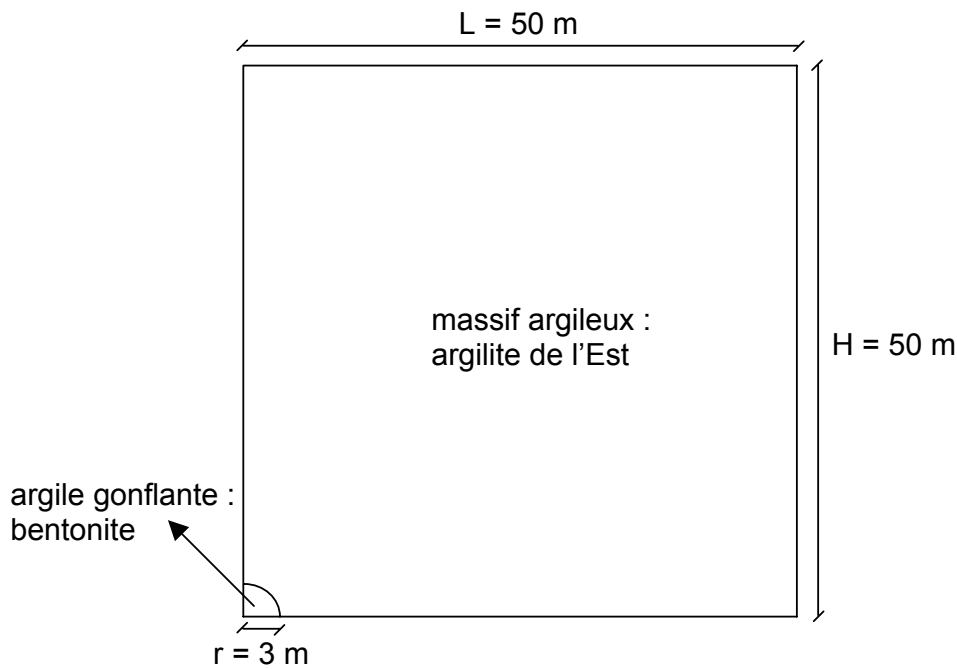


Figure V.25 - Géométrie du modèle utilisé

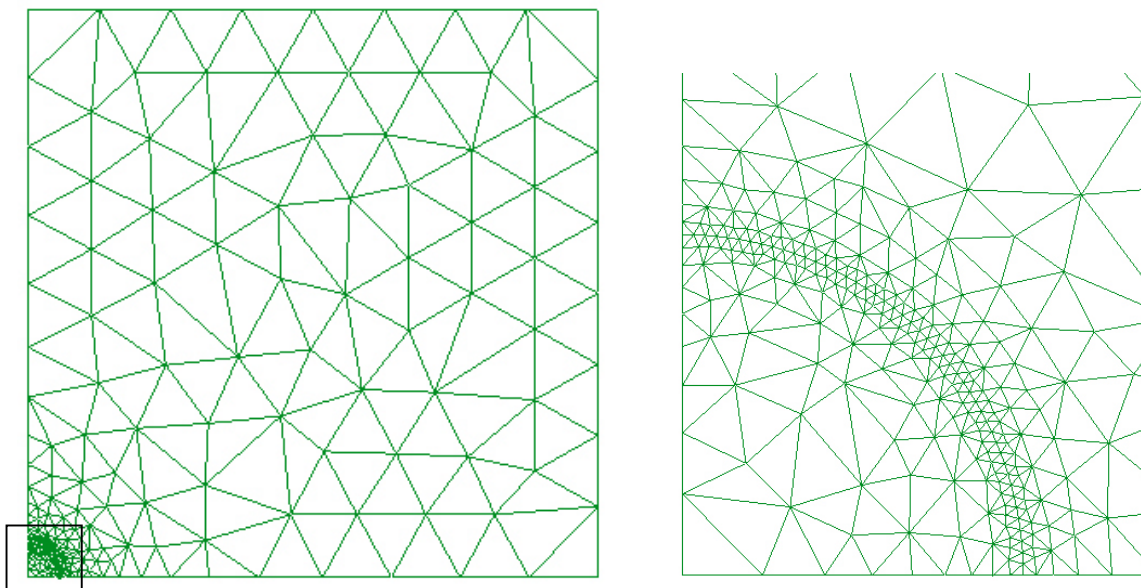


Figure V.26 - Maillage du modèle utilisé



## b) Phasage de calcul

Le calcul est décomposé en trois phases :

1. une phase de creusement ;
2. une phase de ventilation (séchage à l'air) avant la mise en place du matériau dans la galerie ;
3. une phase de remplissage par bentonite de la galerie et resaturation de l'ensemble (massif + galerie).

### ❖ Creusement

Le creusement de la galerie est supposé instantané, et donc non drainé. Nous le simulons par « désactivation » des mailles de la surface correspond au matériau « bentonite ». Pour ce faire, deux possibilités peuvent être utilisées :

- soit en utilisant une option du *Code\_Bright* qui option consiste à assigner à la surface à désactiver un paramètre égale à  $-1$  ;
- soit nous remplaçons le matériau « bentonite » par un matériau « air » dont les propriétés mécaniques sont *quasi-nulles* (module de Young  $E = 10^{-20}$  MPa et coefficient de poisson  $\nu = 0$ ).

Durant cette étude ces deux options ont été testées. Les résultats obtenus ont montré que les deux options fournissent les mêmes résultats.

### ❖ Évolution avant remplissage de la galerie

Au niveau d'un stockage, il est vraisemblable que toutes les galeries de stockage d'un même module seront creusées avant que l'on ne mette le moindre déchet. Ensuite, ces galeries seront toutes remplies et le module scellé. Les galeries de liaison attendront donc un certain nombre d'années avant que les remblais y soient disposés.

Nous avons supposé que la galerie de liaison n'est remplie de bentonite qu'au bout de 100 ans. Pendant cette période, il pourrait y avoir un revêtement provisoire (béton projeté), mais cela n'est pas certain. Nous ne le prendrons donc pas en compte. Dans la galerie, il y aura l'air de ventilation, dont l'humidité est supposée valoir 47 %. La pression capillaire (ou la succion) en est déduite de l'humidité relative à partir de la loi de Kelvin :

$$H_r = 0,47 \quad \Rightarrow \quad s = -\gamma_w \frac{R T}{M g} \ln(H_r) \approx 100 \text{ MPa} \quad (\text{V.4})$$

avec  $\gamma_w$  le poids volumique de l'eau ( $9,81 \text{ kN.m}^{-3}$ ),  $g$  l'accélération de la pesanteur ( $9,81 \text{ N/kg}$ ),  $M$  la masse molaire de l'eau ( $18 \cdot 10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$ ),  $R$  la constante des gaz parfaits ( $8,31 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et  $T$  la température absolue ( $293^\circ\text{K}$ ).

Le massif, du fait de la ventilation, va donc progressivement se désaturer. Les champs de contraintes s'en trouveront affectés. L'humidité relative dans la galerie sera supposée fixe.

### ❖ Évolution après mise en place du matériau dans la galerie

À la date  $t = 100$  ans, nous mettons en place, de manière supposée instantanée, le remblai argileux (bentonite). Dans le processus numérique, cela se traduit par une réactivation du matériau aux mailles situées dans la zone de la galerie.

Sous l'effet de l'arrivée d'eau depuis le massif, le matériau de la galerie a tendance à gonfler, du simple fait de son comportement hydromécanique.

Cette troisième phase est envisagée sur 5000 ans.

### ❖ Schéma du phasage envisagé

La figure V.27 représente le schéma du phasage envisagé :

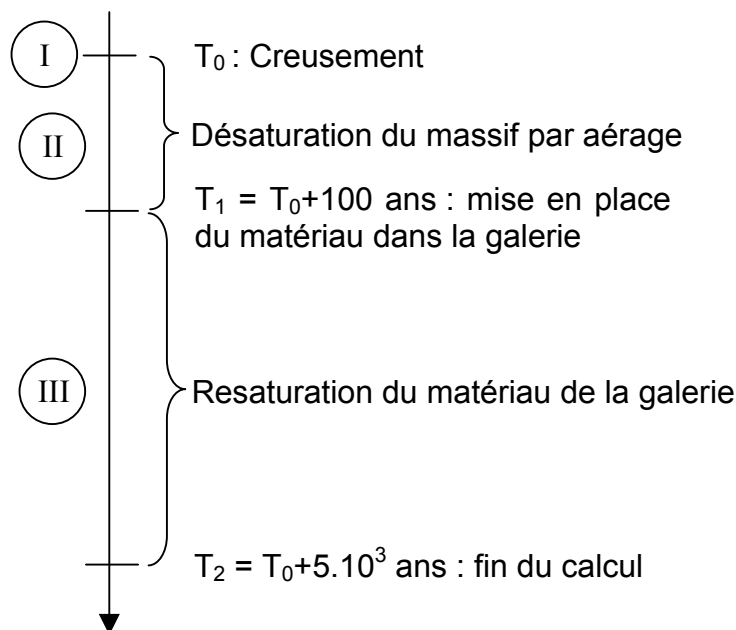


Figure V.27 - Schéma du phasage envisagé

### c) Conditions initiales

Les conditions initiales désignent, pour le massif, son état avant creusement, et pour la bentonite, son état de la mise en place en galerie. Nous utiliserons les indices "a" pour l'argilite et "b" pour la bentonite.

#### a) Massif :

Dans le massif géologique la contrainte verticale d'origine correspond au poids des terres à la profondeur z. Les contraintes horizontales sont liées à la contrainte verticale par l'intermédiaire du coefficient  $K_0$ . Dans notre modèle nous avons admis les hypothèses suivantes :

- le coefficient  $K_0$  est égal à 1 et par conséquent,  $\sigma_H^0 = \sigma_V^0$  ;
- l'état de contrainte dans la couche géologique ne varie pas avec la profondeur ; la profondeur de l'ouvrage est en fait, telle que cette condition dans le modèle est tout à fait acceptable.

Alors, les contraintes initiales totales avant creusement en tout point du massif géologique sont isotropes et valent :

$$\underline{\underline{\sigma_a^0}} = -\underline{\underline{\sigma_a^0}} \underline{\underline{I}} \quad \text{avec} \quad \sigma_a^0 = \gamma_{\text{massif rocheux}} \cdot h \quad \Rightarrow \quad \sigma^0 = -12 \text{ MPa} \quad (\text{V.5})$$

Pour la galerie du site de l'Est, la profondeur considérée est de 500 m et  $\gamma_{\text{massif rocheux}} = 24 \text{ kN/m}^3$  (Coyne et Bellier, 1999 et fiche de situation 7 de l'APSS : Andra, 2001).

La pression interstitielle qui y règne est la pression hydrostatique imposée à la profondeur des ouvrages par les caractéristiques du système hydrogéologique du site. Sa valeur est d'environ 4 MPa (fiches de situation 7 et 62 de l'APSS : Andra, 2001) :

$$P_a^0 = 4 \text{ MPa} \quad (\text{V.6})$$

### b) bentonite :

Lors de sa mise en place, la bentonite est supposée saturée à 60 %, ce qui correspond à une pression interstitielle initiale négative de :

$$P_b^0 = -100 \text{ MPa} \quad (\text{V.7})$$

La pression négative (suction) est déduite de la saturation grâce à l'expression de l'ajustement de la courbe de rétention de la bentonite (équation V.3). En effet, si :

$$s = 100 \text{ MPa} \Rightarrow S_r = 0,6 \quad (\text{V.8})$$

Ainsi, la bentonite est supposée libre de contrainte :

$$\sigma_b^0 = 0 \text{ MPa} \quad (\text{V.9})$$

### d) Conditions aux limites

Les conditions aux limites du modèle sont les suivantes :

- les déplacements verticaux sur la face inférieure et les déplacements horizontaux sur la face latérale gauche du modèle sont empêchés, et l'on y impose un flux de masse nul pour l'eau ;
- un chargement mécanique uniformément réparti est appliqué sur la face supérieure et sur la face latérale droite du modèle. Ce chargement correspond au poids des terres à la profondeur de 500 m (12 MPa) et l'on y impose une pression de l'eau de 4 MPa. Cette dernière n'est autre que la pression hydrostatique imposée à la profondeur des ouvrages par les caractéristiques du système hydrogéologique du site ;
- et uniquement pendant la phase II, une pression de l'eau négative (suction) de -100 MPa (correspondant à une humidité relative de l'air de ventilation  $H_r$  de 47%) est appliquée à la paroi de la galerie.

L'ensemble des conditions initiales et aux limites est indiqué sur la figure V.28.

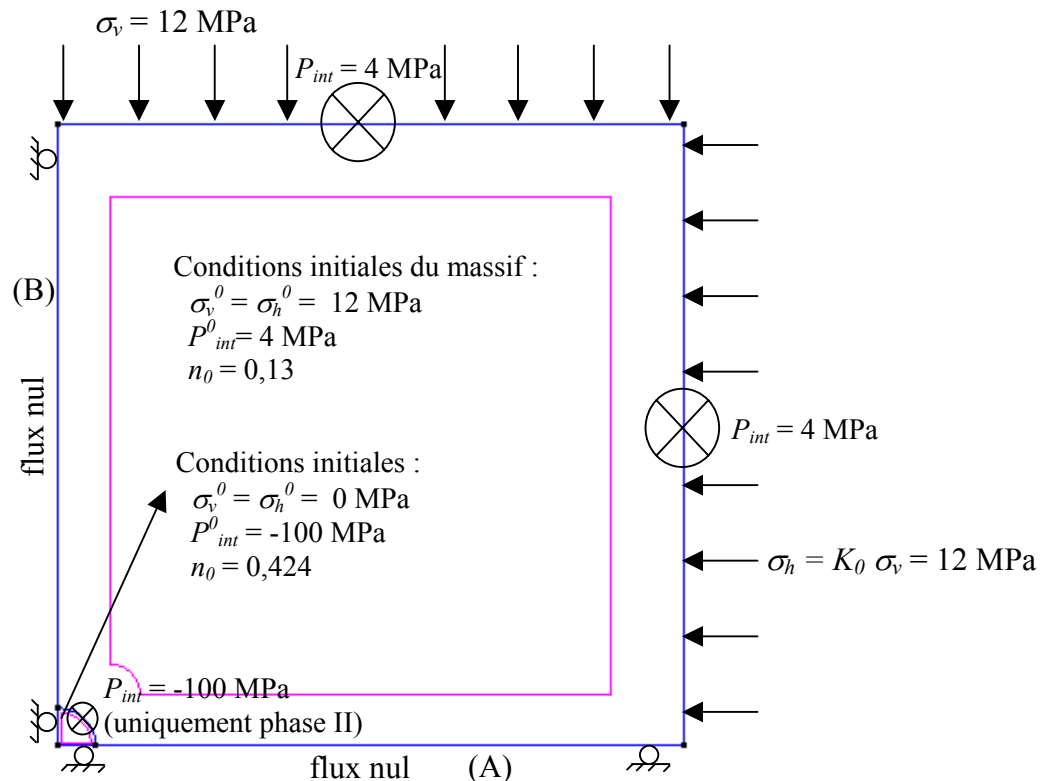


Figure V.28 - Conditions initiales et aux limites du modèle

### V.3.1.4- Résultats des simulations

Nous présentons dans ce paragraphe les principaux résultats des modélisations du problème de galerie effectuées avec *Code\_Bright* où le modèle *BExM*, servant à décrire le comportement du remblai argileux, a été implanté.

#### a) Résultats de la phase de creusement

Le creusement de la galerie induit une réponse instantanée du massif, qui se traduit principalement par une modification de l'état de contraintes. Les figures V.29 et V.30 représentent l'évolution spatiale des contraintes après creusement, sur les bords perpendiculaires à l'axe de la galerie, horizontal et vertical respectivement (limites (A) et (B) sur la figure V.28). Nous montrons les composantes radiales  $\sigma_{rr}$  et orthoradiale  $\sigma_{\theta\theta}$  qui correspondent aux contraintes principales.

Sur les mêmes figures, nous présentons également les résultats des calculs effectués au moyen des formules analytiques de Kirsch. En effet, dans le cas d'une galerie circulaire de rayon "a", creusée à une profondeur *H* dans un massif supposé continu, homogène et isotrope, les contraintes radiales et orthoradiales sont données par :

$$\sigma_{rr} = \sigma_0 \left( 1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \quad (V.10)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_0 \left( 1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \quad (V.11)$$

avec  $\sigma_0$  représente l'état de contraintes isotrope dans le massif avant creusement ( $\sigma_0 = 12$  MPa dans notre cas) et *r* représente la distance par rapport au centre de la galerie.

Les contraintes varient en  $1/r^2$  et donc l'influence de la galerie s'amortit très vite dans le massif. Alors, la zone d'influence du creusement est relativement localisée à la périphérie de la galerie.

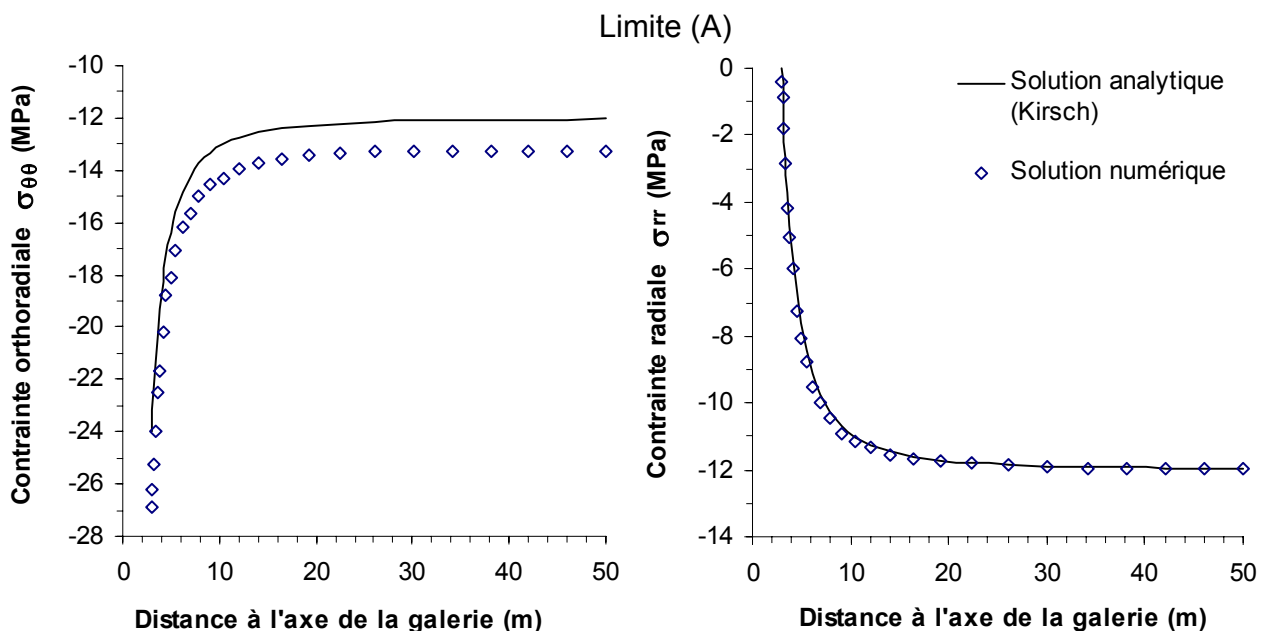


Figure V.29 - Composantes principales du champ de contraintes à l'issue du creusement sur la face inférieure du modèle (limite A)

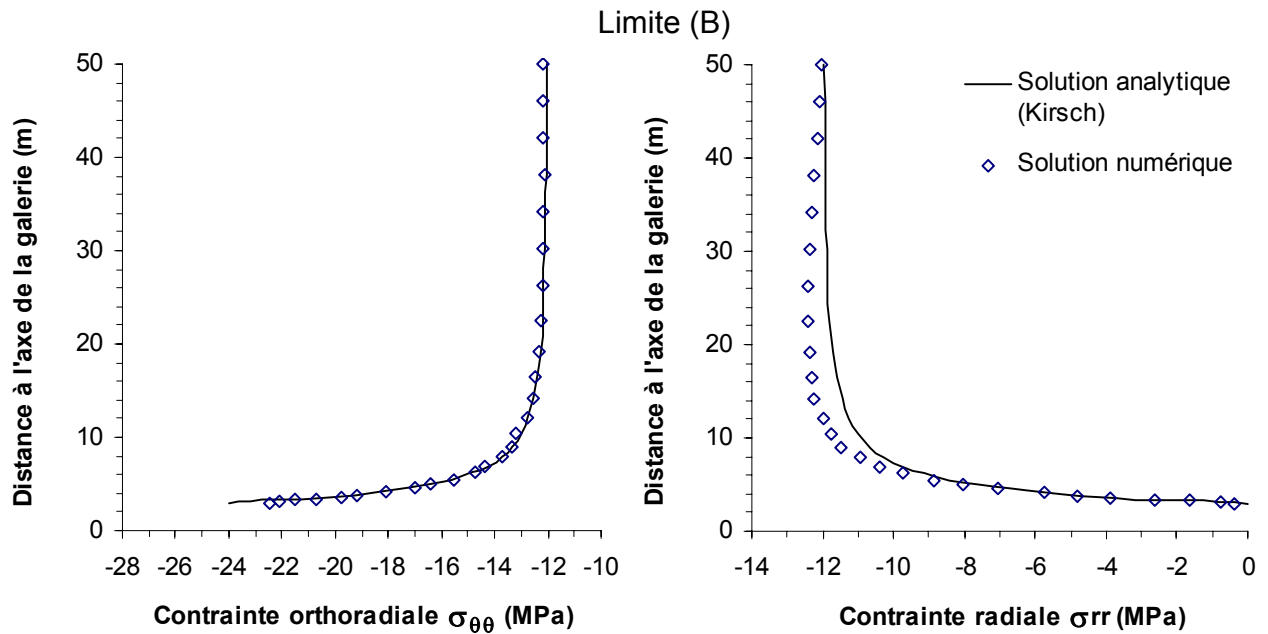


Figure V.30 - Composantes principales du champ de contraintes à l'issue du creusement sur la face latérale gauche du modèle (limite B)

La comparaison entre les courbes numériques et celles issues de la solution analytique montre que le modèle numérique reproduit parfaitement la solution analytique dans les cas où les contraintes représentent des contraintes horizontales par rapport à la limite (les contraintes radiales pour la limite A et les contraintes orthoradiales pour la limite B). Cependant, dans les cas où les contraintes représentent des contraintes verticales par rapport à la limite (les contraintes orthoradiales pour la limite A et les contraintes radiales pour la limite B), nous observons un faible décalage entre les courbes numériques et analytiques. Ceci est dû au fait que le modèle numérique prend en compte, en plus de la contrainte initiale isotrope, la contrainte verticale due au poids des terres. Ceci a été confirmé par les résultats, présentés sur les figures V.31 et V.32, obtenus en faisant les mêmes calculs précédents mais en annulant le poids des terres (nous prenons l'accélération de la pesanteur  $g = 0$ ).

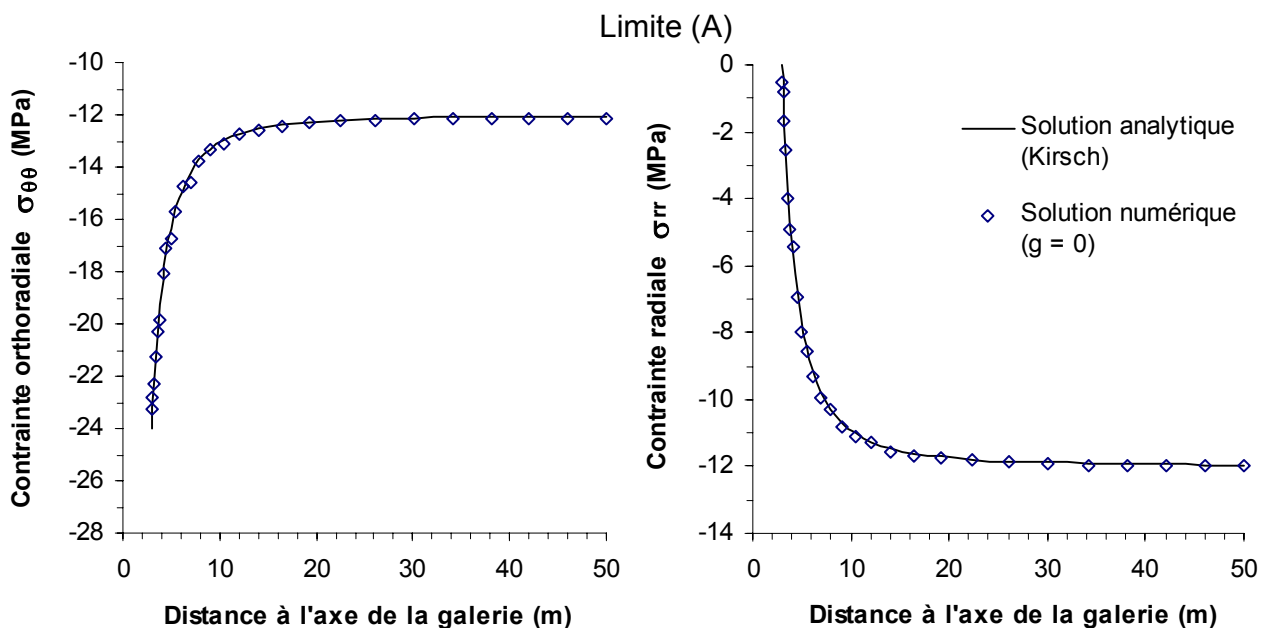


Figure V.31 - Composantes principales du champ de contraintes à l'issue du creusement sur la face inférieure du modèle (limite A) dans le cas où  $g = 0$

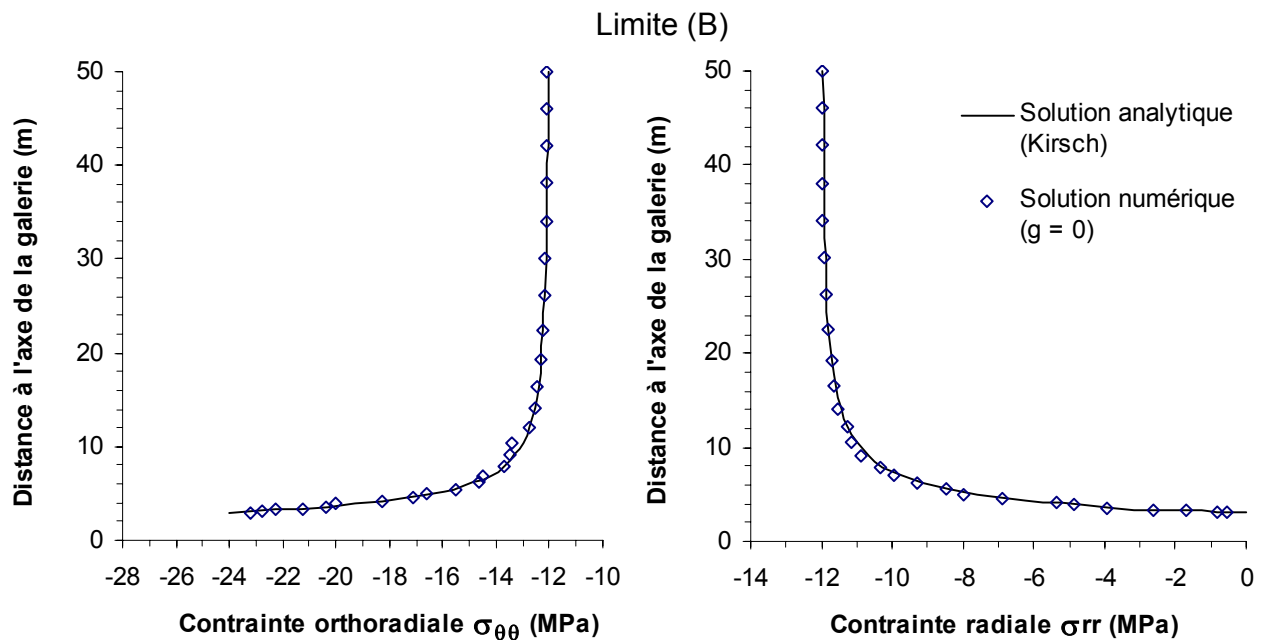


Figure V.32 - Composantes principales du champ de contraintes à l'issue du creusement sur la face latérale gauche du modèle (limite B) dans le cas où  $g = 0$

Nous remarquons également que le creusement correspond à un chemin de sollicitation déviatorique. En effet, l'état de contraintes initial est isotrope ( $\sigma_0 = 12$  MPa) alors que celui après le creusement est fortement déviatorique (surtout en paroi).

#### b) Résultats de la phase de désaturation (ventilation de la galerie)

Après le creusement, nous appliquons la sollicitation hydrique entraînant la désaturation du massif ; comme nous l'avons dit, nous considérons que l'humidité relative dans la galerie est de 47 %, ce qui revient à appliquer une succion de 100 MPa à la paroi de la galerie. Ainsi, le degré de saturation en paroi de la galerie sera de 0,502.

Les courbes d'évolution spatiale de la pression interstitielle et de la saturation (fig. V.33 et V.34) permettent de visualiser les phénomènes de transferts hydriques dans le massif rocheux. La valeur de la pression interstitielle du massif décroît progressivement avec le temps et lorsque l'on se rapproche de la paroi de la galerie (fig. V.33). Nous constatons également que la zone de désaturation dans les argilites atteint un rayon de 4,2 m (1,2 m à partir de la paroi de la galerie) après 50 ans de ventilation et un rayon de 4,8 m (1,8 m à partir de la paroi de la galerie) après 100 ans de ventilation (fig. V.34).

Les résultats des modélisations (calculs en 2D), obtenus par l'Andra (fiche de situation 7 de l'APSS : Andra, 2001), en condition isotherme et sans couplage hydromécanique de l'évolution de l'état de saturation d'une galerie montrent que l'extension de la zone de désaturation dans les argilites devrait être de l'ordre de 4 m, après 50 ans de ventilation (humidité de l'air 50 %) d'une galerie de 5,6 m de diamètre.

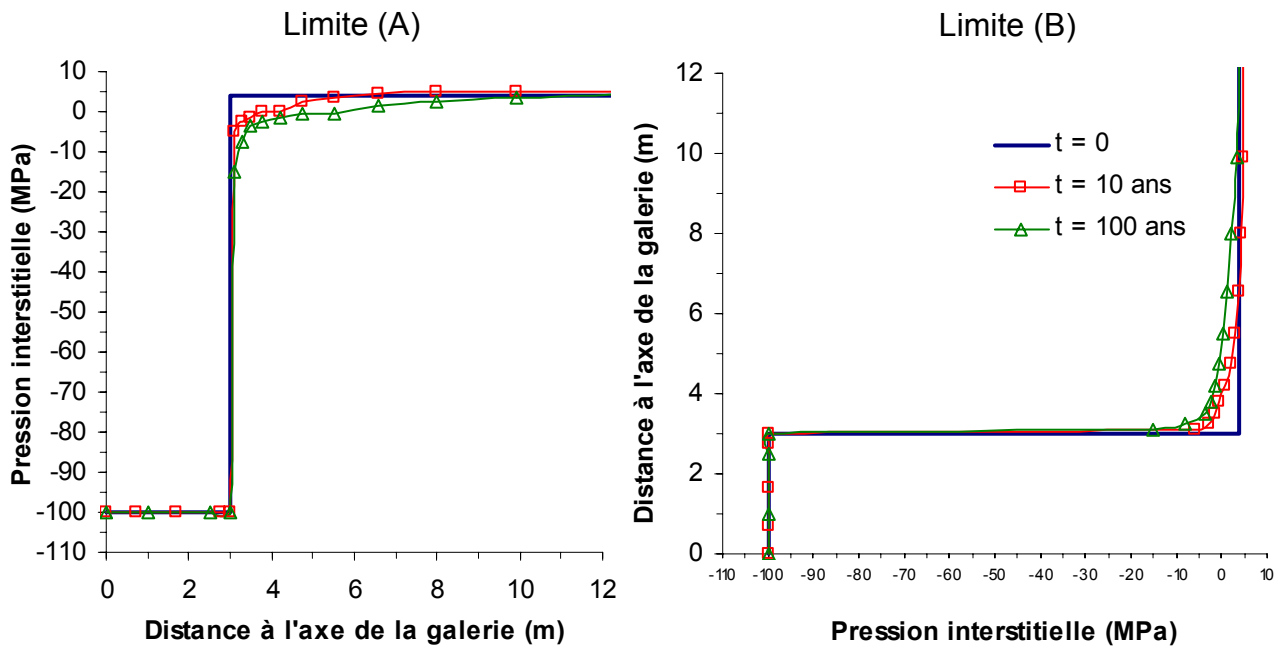


Figure V.33 - Évolution spatiale de la pression interstitielle pendant la phase de desaturation

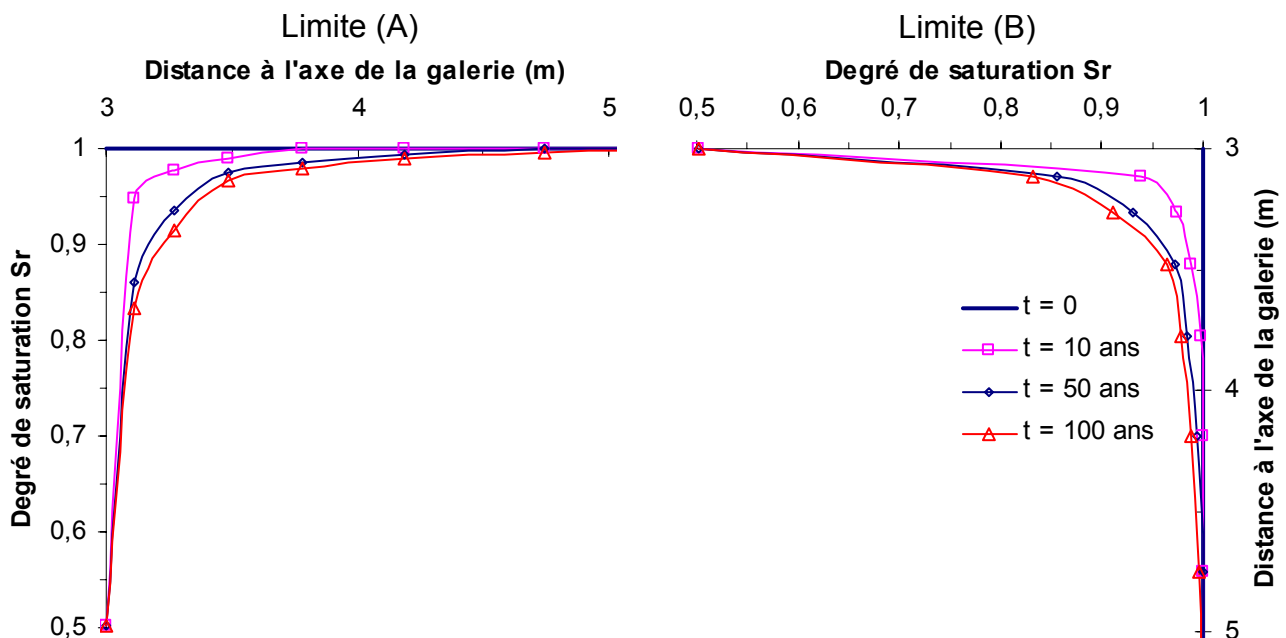


Figure V.34 - Évolution spatiale de la saturation en liquide pendant la phase de desaturation

L'influence des couplages hydromécaniques est directement perceptible par l'intermédiaire de l'évolution des contraintes ; en effet c'est la desaturation du massif qui est à l'origine des variations de l'état de contraintes par rapport à la fin du creusement (fig. V.35 et V.36). Elle engendre une diminution des contraintes de compression provoquées par le creusement au voisinage de la paroi. Pour les contraintes orthoradiales, nous constatons une diminution maximale des contraintes de compression à la paroi.

La diminution des contraintes de compression au voisinage de la paroi de la galerie engendré par la desaturation du massif a été observé dans les modélisations de plusieurs auteurs (Gaombalet, 2004 ; Blaisonneau, 2002, Thouvenin, 1999, ... ; ) dont les valeurs maximales dépendent de type de calcul (1D ou 2D), des caractéristiques physiques et mécaniques du massif rocheux et des conditions initiales et aux limites du modèle.

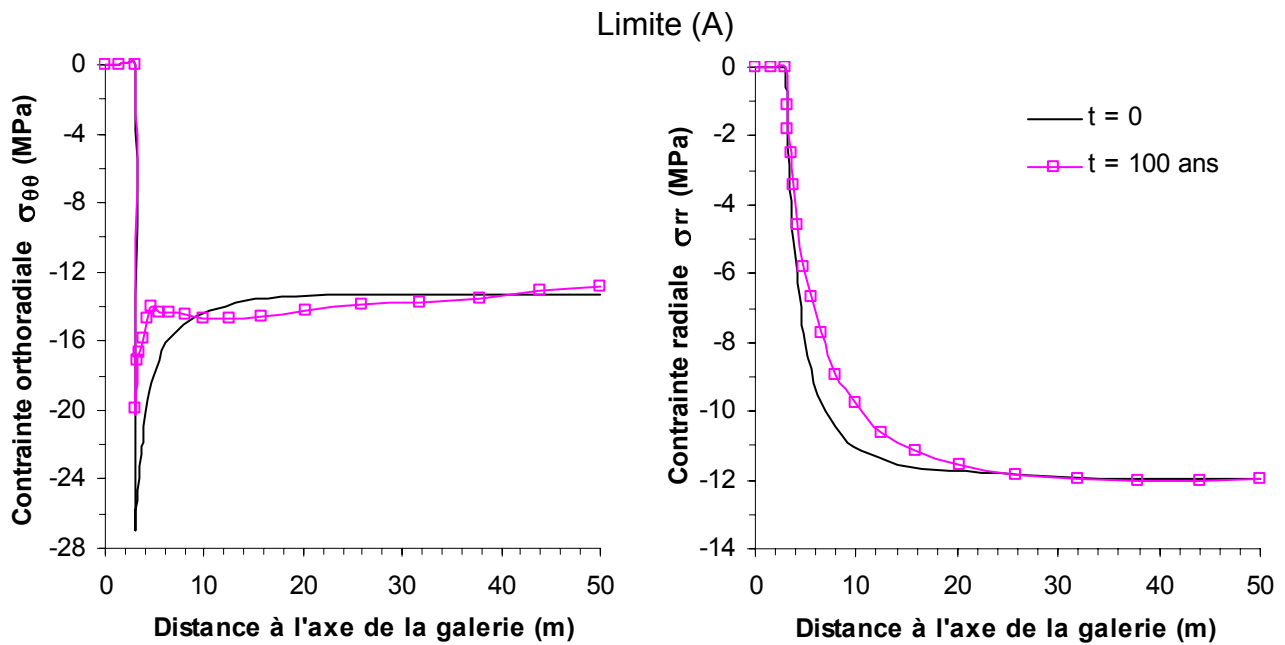


Figure V.35 - Évolution spatiale des contraintes orthoradiale et radiale sur la face inférieure du modèle (limite A) pendant la phase de desaturation

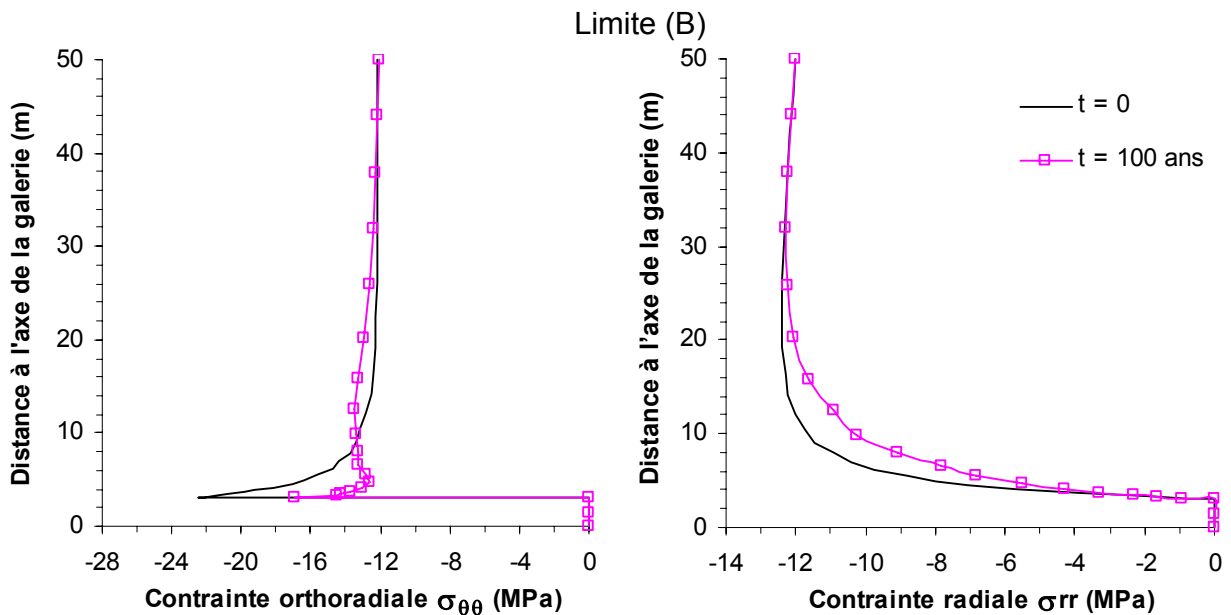


Figure V.36 - Évolution spatiale des contraintes orthoradiale et radiale sur la face latérale gauche du modèle (limite B) pendant la phase de desaturation

### c) Résultats de la phase de resaturation

Après leur mise en place à la date  $t = 100$  ans, les remblais argileux (bentonite) drainent le massif et commencent à se resaturer. Sous l'effet de l'arrivée d'eau du massif, les pressions interstitielles dans la galerie augmentent (fig. V.37 et V.38) et provoquent par conséquent la saturation de la galerie (V.39 et V.40). Les pressions avant la date de  $t = 100$  ans sont en fait les pressions équivalentes à l'humidité relative dans la galerie. À la date de mise en place du remblai ( $t = 100$  ans), elles passent à la valeur de pression initiale dans le remblai, c'est-à-dire la pression équivalente à la succion initiale ( $P^0 = -100$  MPa). Ce qui correspond à un degré de saturation initial de 0,6. Ensuite, sous l'effet de l'arrivée d'eau du massif, ces pressions augmentent progressivement et tendent à se rapprocher de la valeur de la pression hydrostatique initiale avant creusement (4 MPa). Ce phénomène est plus lent lorsque l'on se rapproche du centre de la galerie. La figure V.41 illustre bien cette dernière observation. Elle montre l'évolution de la pression



interstitielle au cours du temps pour deux points : à  $r = 3$  m correspondant à la paroi de la galerie et  $r = 2,2$  m correspondant à un point plus à l'intérieur de la galerie. Nous remarquons que la pression interstitielle du point dont la situation est plus proche au centre de la galerie ( $r = 2,2$  m) augmente beaucoup moins vite que celle du point situé à la paroi.

L'allure générale de l'évolution de la saturation est logiquement semblable à celle de la pression interstitielle, nous observons notamment la saturation progressive de la galerie. Au bout de 5000 ans, la zone non saturée se réduit à un rayon de 80 cm. Il est vraisemblable que pour des temps infiniment longs, nous aurions obtenu une saturation complète de la galerie.

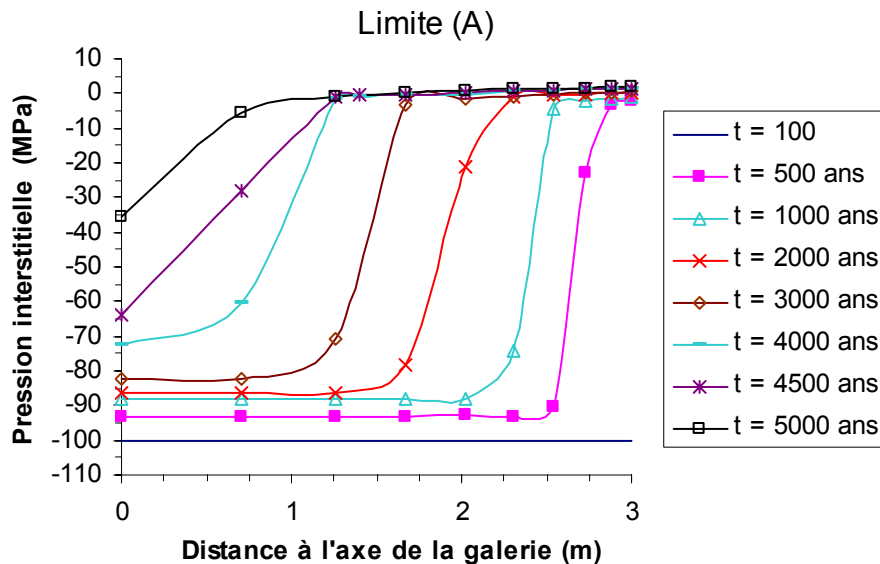


Figure V.37 - Évolution spatiale de la pression interstitielle sur la limite inférieure de la galerie pendant la phase de resaturation

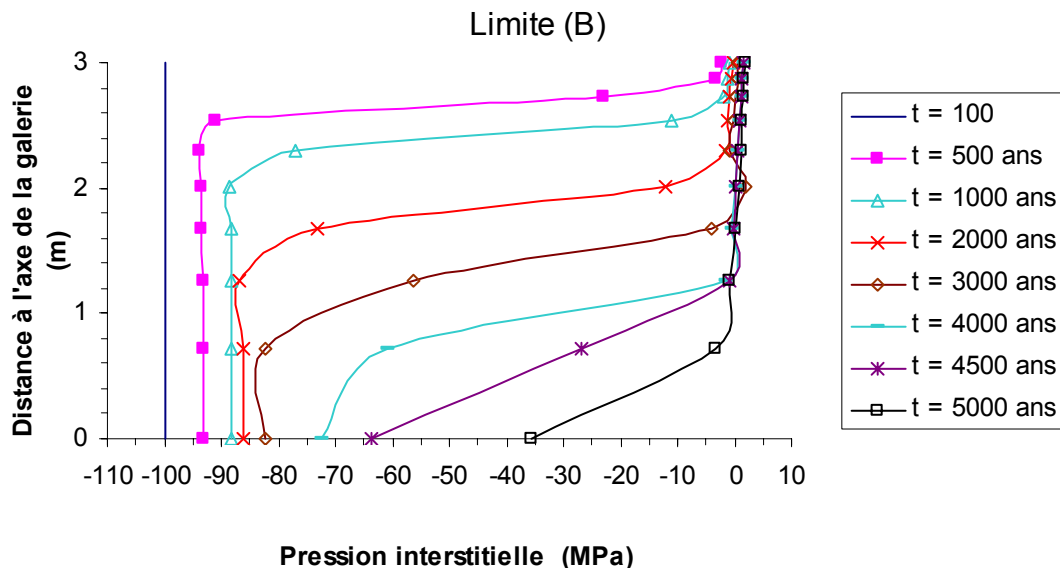


Figure V.38 - Évolution spatiale de la pression interstitielle sur la limite latérale gauche de la galerie pendant la phase de resaturation

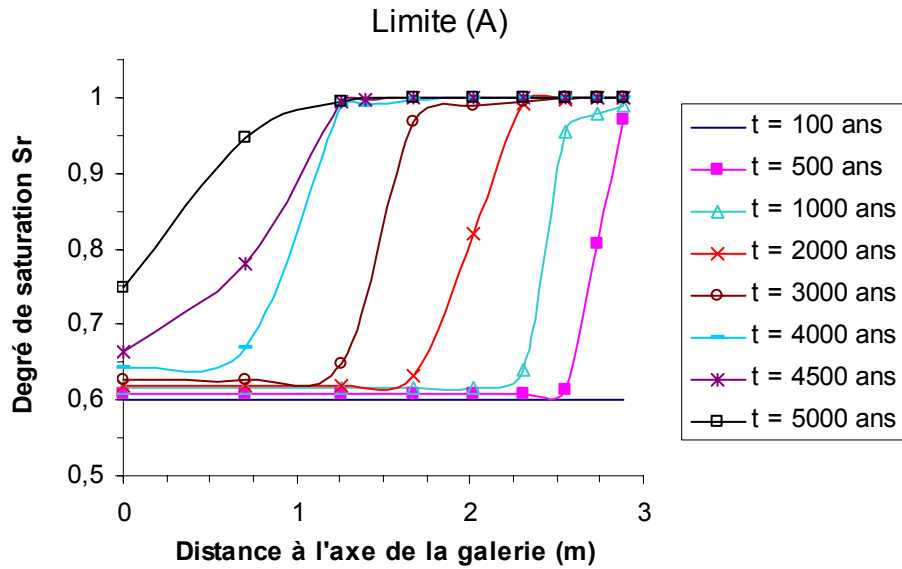


Figure V.39 - Évolution spatiale de la saturation en liquide sur la limite inférieure de la galerie pendant la phase de resaturation

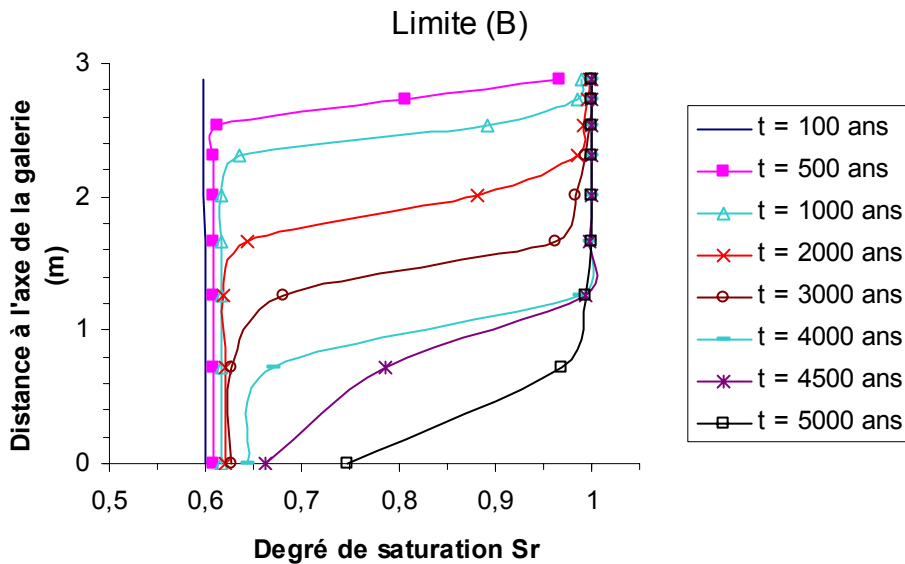


Figure V.40 - Évolution spatiale de la saturation en liquide sur la limite latérale gauche de la galerie pendant la phase de resaturation

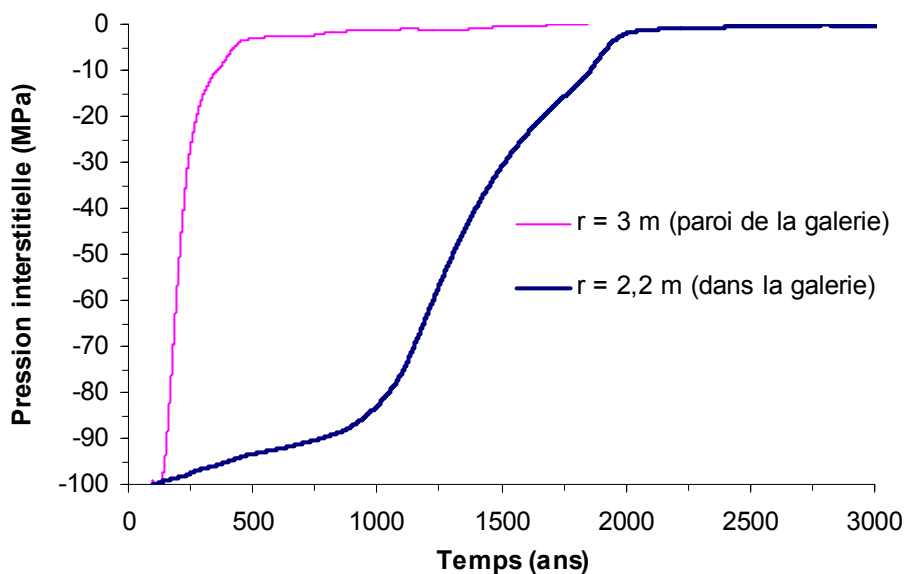


Figure V.41 - Évolution en fonction du temps de la pression interstitielle en deux points de la galerie

Les figures (V.42-V.44) représentent l'évolution spatiale des contraintes principales (orthoradiale et radiale) pendant les trois phases de calcul, dans la galerie et au sein du massif rocheux et plus précisément, sur les bords perpendiculaires à l'axe de la galerie, horizontal et vertical respectivement. Ces figures montrent l'influence des couplages hydromécaniques puisque les contraintes développées dans la galerie sont uniquement induites par la resaturation de la galerie. En effet, sous l'effet de l'arrivée d'eau depuis le massif, le matériau de la galerie a tendance à gonfler et exerce sur le massif une pression qui ramène la contrainte orthoradiale, après un temps de 1000 ans, et la contrainte radiale, après un temps de 2000 ans, à des valeurs proches de leur état avant le creusement (12 MPa). Notons que la pression de gonflement, développée dans le matériau argileux de la galerie (à partir de 100 ans), a engendré dans le massif une diminution des contraintes orthoradiales et une augmentation des contraintes radiales. Nous constatons que ces contraintes atteignent une valeur maximale à la paroi de la galerie. En ce qui concerne les contraintes développées dans la galerie, elles sont de type compression et augmentent avec le temps et lorsque l'on se rapproche de la paroi de la galerie.

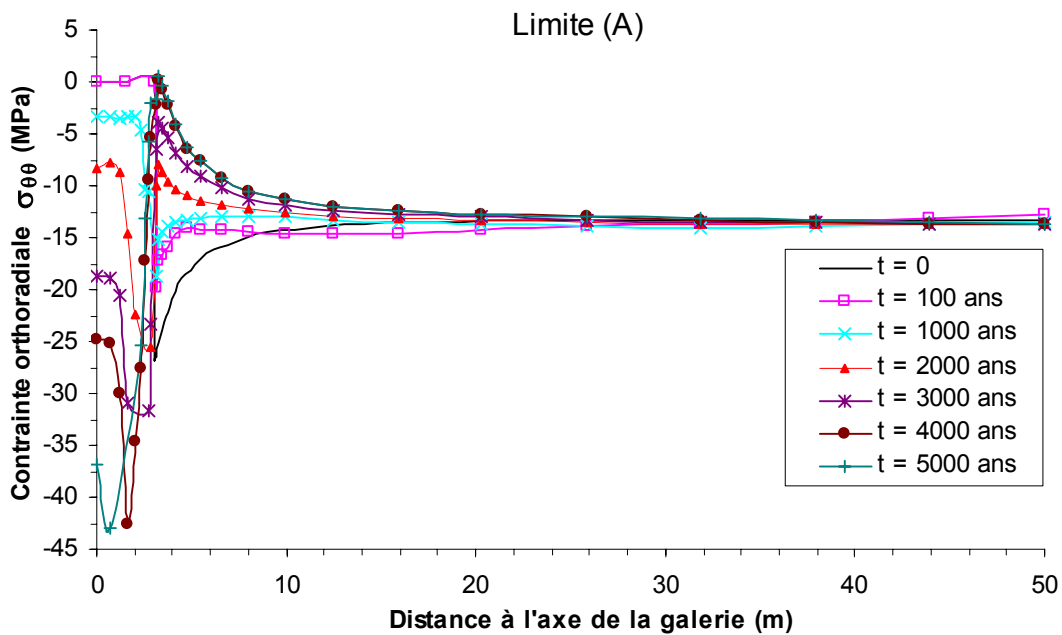


Figure V.42 - Évolution spatiale de la contrainte orthoradiale sur la face inférieure du modèle (limite A)

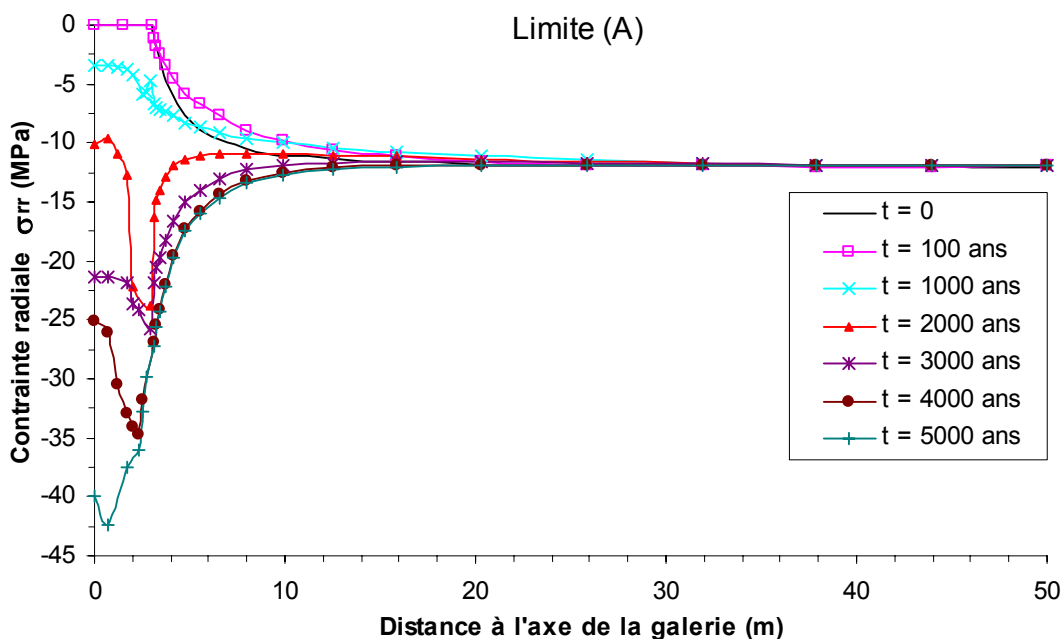


Figure V.43 - Évolution spatiale de la contrainte radiale sur la face inférieure du modèle (limite A)

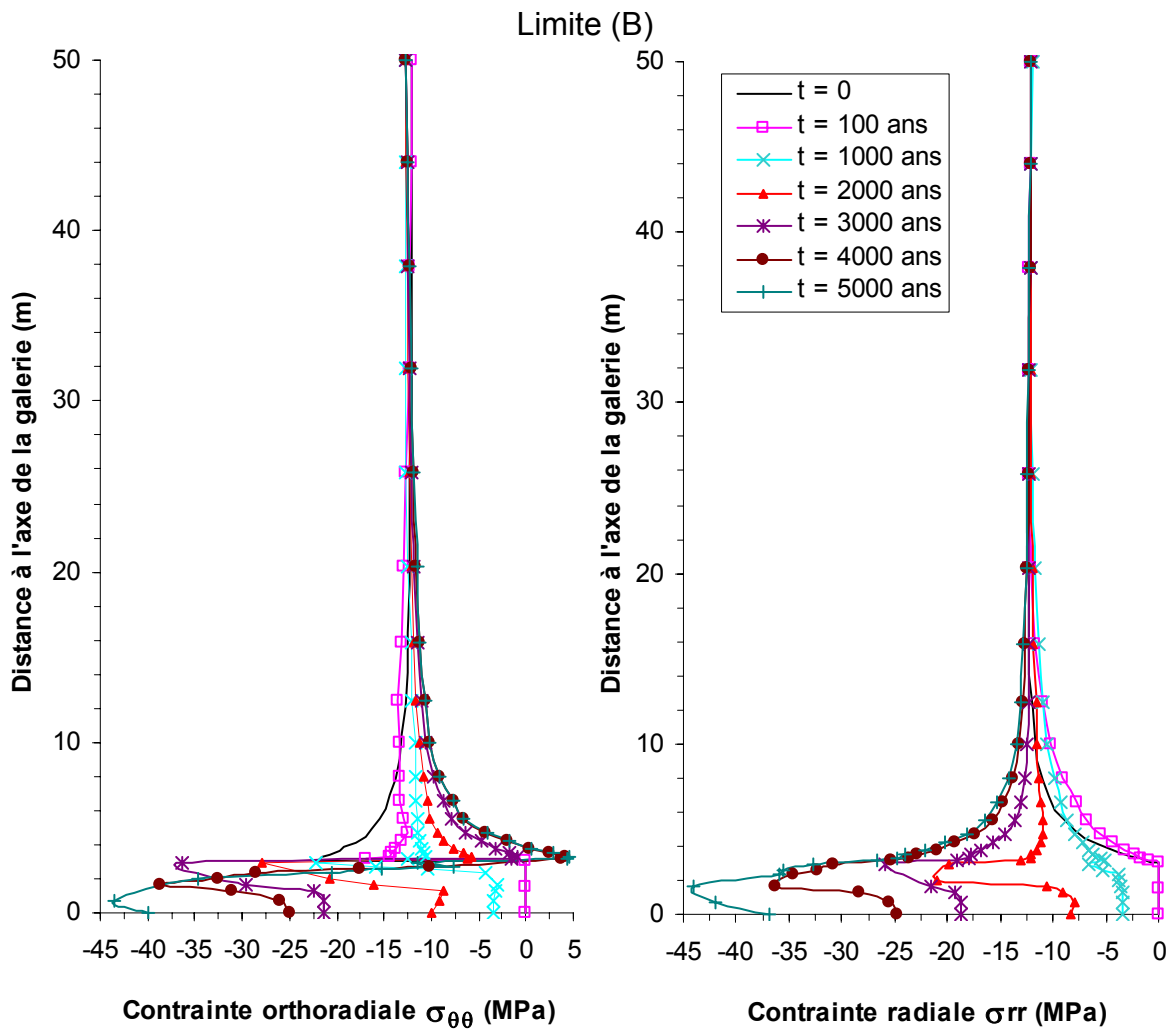


Figure V.44 - Évolution spatiale des contraintes orthoradiale et radiale sur la face latérale gauche du modèle (limite B)

Sur les figures V.45 et V.46 sont présentées les évolutions de la pression de gonflement et de l'indice des vides respectivement en fonction du temps pour deux points situés à la paroi de la galerie : les nœuds « 355 » et « 356 ». Les courbes montrent une évolution rapide au départ qui se ralentit ensuite et tend vers une valeur d'équilibre.

La figure V.46 montre que le nœud « 355 » possède un indice des vides plus petit que celui de nœud « 356 », donc une densité plus grande et par conséquent une pression de gonflement plus grande (fig. V.45). En effet, la pression de gonflement est d'autant plus grande que la distance entre les particules argileuses est petite. Comme le gonflement est expliqué par la répulsion entre les particules de charges de même signe, celles-ci vont se repousser davantage si la distance qui les sépare est petite, donc si la densité est grande.

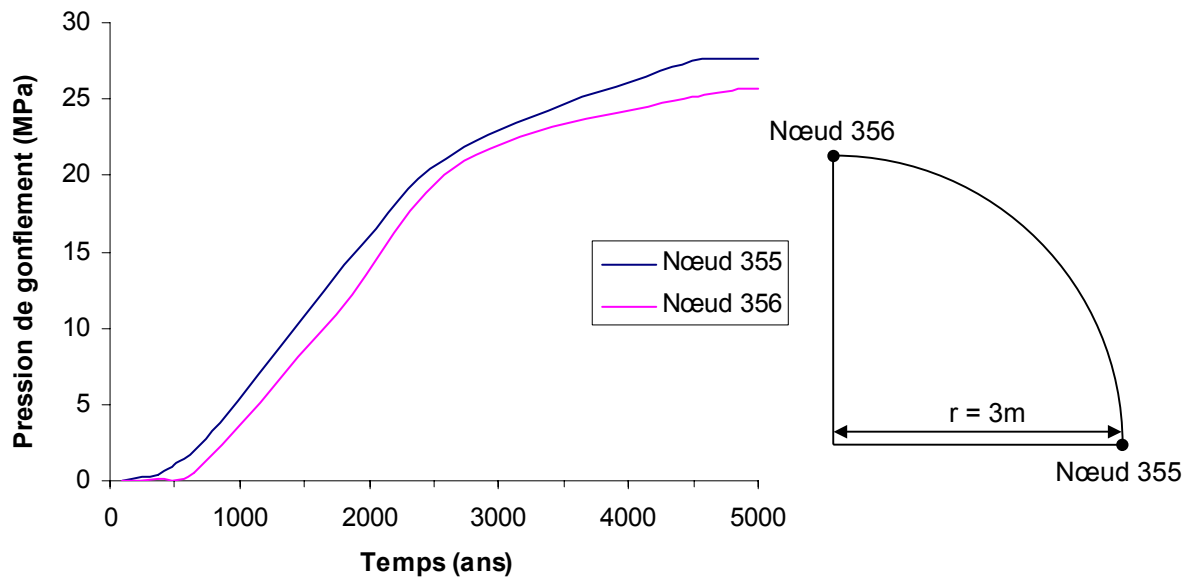


Figure V.45 - Évolution de la pression de gonflement au cours du temps en deux points de la galerie

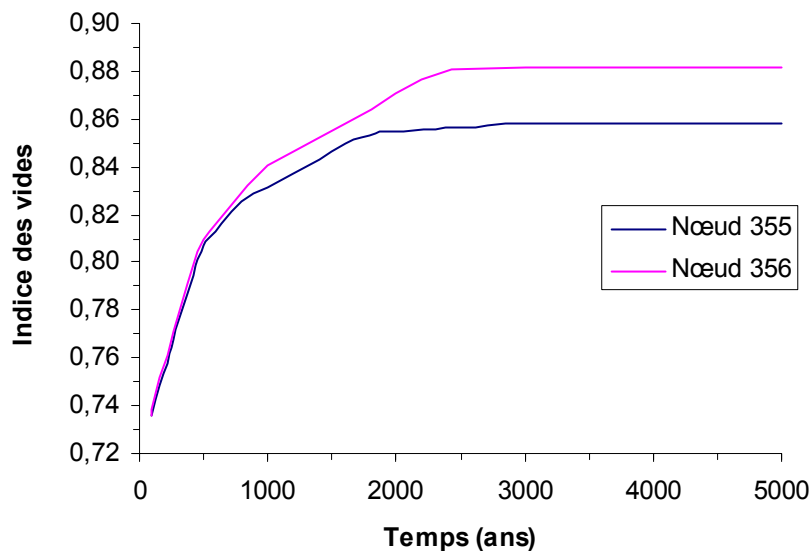


Figure V.46 - Évolution de l'indice des vides au cours du temps en deux points de la galerie

Afin de montrer l'apport du modèle utilisé (le modèle *BExM*), le même calcul a été effectué en supposant que le matériau de la galerie est élastoplastique et représenté par le modèle de base *BBM* dédié au sol peu gonflant. Les figures (V.47 et V.48) montrent les résultats de ce calcul. Elles représentent l'évolution spatiale des contraintes principales (orthoradiale et radiale respectivement) pendant les trois phases de calcul, dans la galerie et au sein du massif rocheux et plus précisément, sur le bord horizontal et perpendiculaire à l'axe de la galerie (limite A). La comparaison des résultats de deux calculs montrent que les contraintes développées dans la galerie dans le cas du modèle *BBM* sont inférieures à celles estimées à partir du modèle *BExM*.

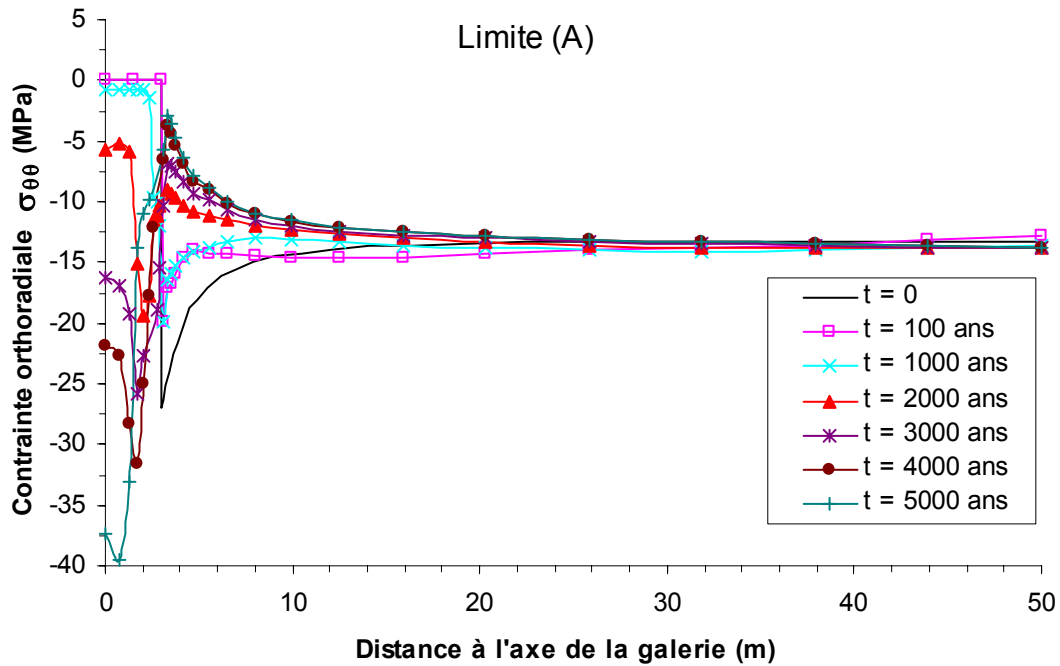


Figure V.47 - Évolution spatiale de la contrainte orthoradiale sur la face inférieure du modèle (limite A) où le matériau de la galerie est représenté par le modèle BBM

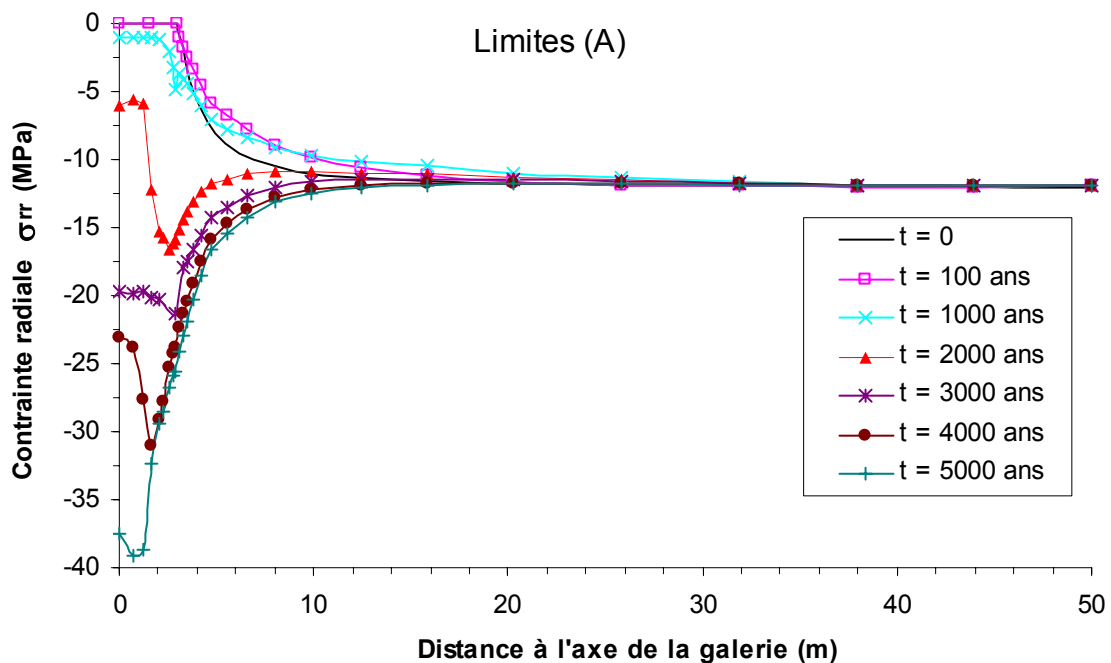


Figure V.48 - Évolution spatiale de la contrainte radiale sur la face inférieure du modèle (limite A) où le matériau de la galerie est représenté par le modèle BBM

Sur la figure V.49 sont présentées les évolutions de la pression de gonflement en fonction du temps pour deux points situés à la paroi de la galerie : les nœuds « 355 » et « 356 » et pour les deux modèles *BBM* et *BExM*. Les résultats montrent que, pour les deux points, les pressions de gonflement estimées par le modèle *BBM* sont inférieures à celles évaluées par le modèle *BExM*.

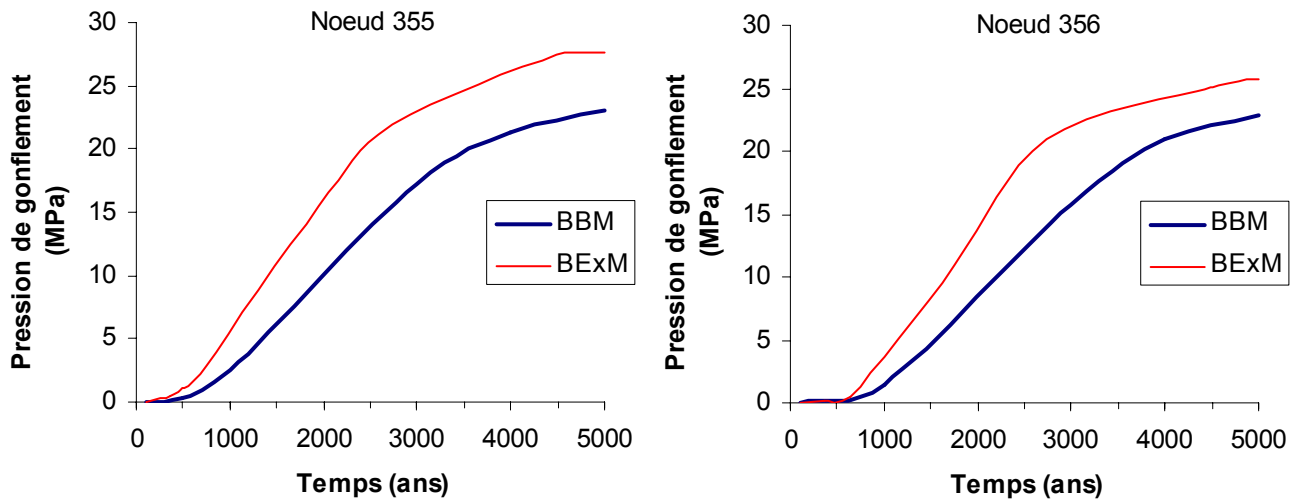


Figure V.49 - Évolution de la pression de gonflement au cours du temps en deux points de la galerie pour les deux modèles BBM et BExM

### V.3.1.5- Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté une application du modèle *BExM* à la modélisation du problème de stockage de déchets radiatifs dans les couches géologiques profondes. L'argile gonflante constitue dans cette étude le remblai de la galerie de liaison entre puits et modules de stockages. L'étude a été découpée en trois phases : (i) la phase de creusement de la galerie, (ii) la phase de ventilation de la galerie, et (iii) la phase de resaturation qui suit le remblayage de la galerie. L'analyse des contraintes engendrées par la phase de creusement et la phase de ventilation de la galerie nous a permis de caractériser le type de chargement subit par le massif ; en effet, les sollicitations entraînent de contraintes de compressions autour de la galerie. La dernière phase de calcul a permis de distinguer la part de gonflement du remblai argileux d'origine purement hydrique qui entraîne le développement d'une pression de gonflement qui tend à reconfiner le massif.

Certaines limites peuvent être cependant décelées dans cette application. Le modèle ne prend pas en compte le fluage du massif géologique. De plus, la pression de gaz régnant dans le massif de sol non saturé est supposée égale à la pression de l'air qui est supposée égale à la pression atmosphérique.

## V.3.2- Application à une fondation superficielle reposant sur un sol gonflant

### V.3.2.1- Introduction

Les argiles gonflantes sont dangereuses pour les fondations et peuvent entraîner des tassements en période de sécheresse et des soulèvements quand l'eau revient. Cette alternance de retraits et de gonflements peut provoquer des dégâts dans les bâtis sous forme de fissures relativement larges, voire la rupture partielle ou totale de l'ouvrage, lorsqu'ils ne sont pas pris en compte dans les projets (Chen, 1975 ; Vandangeon, 1992 ; Hachichi & Fleureau, 1999).

Les périodes de grande sécheresse conduisent à une forte diminution de volume de certains sols argileux. Ce mouvement du sol n'est pas uniforme sous les constructions, constituant elles-mêmes des écrans contre l'évaporation, il en résulte chaque fois des efforts différentiels importants entre le centre de la construction et sa périphérie. Lorsque les sols argileux récupèrent de l'eau, leur volume augmente et les fondations se soulèvent. Il est donc important de prévoir correctement les déformations possibles des sols gonflants et d'analyser leur influence sur l'exploitation ou la stabilité du bâti et de l'ouvrage.

En climat tempéré, les argiles sont souvent proches de leur état de saturation, si bien que leur potentiel de gonflement est relativement limité. En revanche, elles sont souvent éloignées de leur limite de retrait, ce qui explique que les mouvements les plus importants sont observés en période de sécheresse. La tranche la plus superficielle de sol, sur 1 à 2 m de profondeur, est alors soumise à l'évaporation. Il en résulte un retrait des argiles, qui se manifeste verticalement par un tassement et horizontalement par l'ouverture de fissures. L'amplitude de ce tassement est d'autant plus importante que la couche de sol argileux concernée est épaisse et qu'elle est riche en minéraux gonflants. Par ailleurs, la présence de drains et surtout d'arbres (dont les racines pompent l'eau du sol jusqu'à 3 voire 5 m de profondeur) accentue l'ampleur du phénomène en augmentant l'épaisseur de sol asséché (Cruiziat & Tyree, 1990).

Depuis la vague de sécheresse des années 1989-1990, qui a sévi en France et qui a entraîné un grand nombre de désordres dans les constructions fondées sur des sols argileux, le phénomène de retrait-gonflement a été intégré au régime des catastrophes naturelles mis en place par la loi du 13 juillet 1982. En l'espace de dix ans, ce risque naturel est devenu en France la deuxième cause d'indemnisation derrière les inondations, et le montant total des remboursements effectués à ce titre était évalué à la fin de l'année 2002 par la Caisse Centrale de Réassurance à environ 3,3 milliard d'euros, ce qui correspond à plusieurs centaines de milliers de maisons sinistrées sur l'ensemble de la France depuis 1989.

Les sols gonflants sont une préoccupation pour les constructions depuis des dizaines d'années, des procédures de construction ont été développées pour limiter les effets de gonflements sur les constructions (Chen, 1975 ; Mouroux *et al.*, 1988 ; Sorochan, 1989).

Actuellement, une documentation abondante explique les mécanismes du gonflement des argiles, tant à l'échelle microscopique qu'à l'échelle des éprouvettes testées en laboratoire et des massifs de sols en place. Néanmoins, l'étude du comportement des ouvrages en contact avec des sols gonflants constitue une tâche complexe et les méthodes existantes pour leur traitement comptent quelques insuffisances.

Dans cette étude, nous nous intéressons particulièrement aux fondations superficielles reposant sur une couche homogène d'argile gonflante. Nous étudions l'influence du processus d'évolution de la désaturation (lors d'un chemin de drainage : sécheresse) ou de la saturation (lors d'un chemin d'humidification : pluie) sur le tassement.



### V.3.2.2- Caractéristiques de la fondation

Nous avons étudié le cas d'une fondation superficielle circulaire en béton. En effet, on considère une fondation comme superficielle quand la profondeur  $D$  du niveau de fondation par rapport au niveau de la base de l'ouvrage est inférieure à 5 fois la largeur  $B$  de fondation. La géométrie de la fondation est présentée en figure V.50. Cette fondation est supposée soumise à un chargement vertical centré de 500 kPa.

Le béton de la fondation est supposé suivre un comportement de type élastique linéaire. Une des hypothèses de ce travail est de considérer que la fondation est rigide, et la valeur imposée pour le module de Young de la fondation est donc de 30 000 MPa, pour s'assurer d'une rigidité suffisante.

Les propriétés mécaniques et hydrauliques du béton utilisées dans les calculs sont rassemblées dans le tableau V.13.

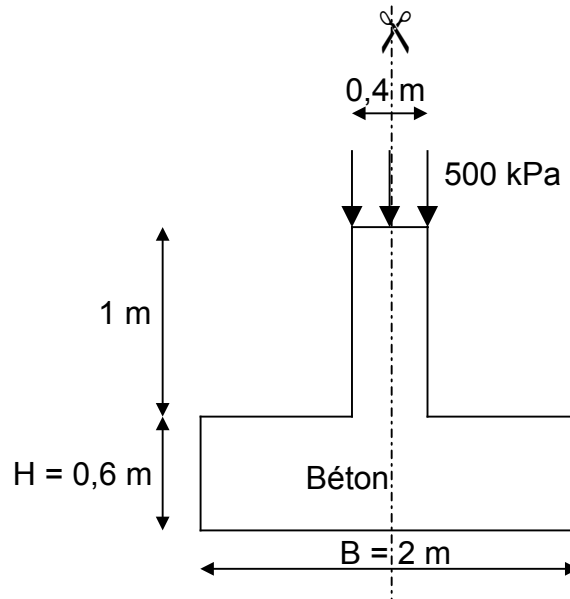


Figure V.50 - Géométrie de la fondation

Tableau V.13 - Paramètres caractérisant le béton de la fondation utilisé dans notre étude

Paramètre	Valeur
Module de Young $E$	30 000 MPa
Coefficient de Poisson $\nu$	0,2
Porosité $n_0$	0,16
Perméabilité à l'état saturé $k_s$	$10^{-12}$ m/s
Paramètres de la courbe de rétention (Van Genuchten) :	
$\alpha$	$7,1 \text{ MPa}^{-1}$
$m$	0,1493
$S_{res}$	0,0556

### V.3.2.3- Caractéristiques du massif de sol

Dans cette étude, nous avons supposé que la fondation superficielle repose sur une couche homogène d'argile gonflante naturelle de profondeur finie. Le comportement de cette argile est régi par une loi élastoplastique représentée par le modèle  $BExM$ . Les paramètres de ce modèle utilisés dans la simulation sont rassemblés dans le tableau V.14. Dans ce tableau sont présentés également les propriétés hydrauliques et d'autres paramètres utilisés dans les calculs. Une valeur assez élevée de la perméabilité à l'état saturé a été choisie afin d'accélérer le processus d'évolution de la désaturation et de la saturation du massif de sol.

Tableau V.14 - Paramètres caractérisant l'argile gonflante utilisée dans notre étude

Paramètres définissant le modèle <i>BBM</i> pour le comportement macrostructural			
$\lambda(0)$	0,315	$p_0^*$	0,844 MPa
$r$	0,2777	$s_0$	0,1 MPa
$\beta$	0,008054 MPa <sup>-1</sup>	$s_h$	0
$\kappa_s$	0,0042	$k$	0,09
$\kappa_0$	0,0058	$M$	1,24
$p_c$	0,6092 MPa		
Paramètres définissant la loi du comportement microstructural			
$\kappa_m$	0,011	$e_m$	0,25
Fonctions de couplage micro-macrostructurale			
$f_I = 0,5 + 9,9 \left( p^*/p_0 \right)^1$		$f_D = 1 \times 10^{-3} + 2 \times 10^{-2} \left( 1 - p^*/p_0 \right)^{0,1}$	
Porosité $n_0$	0,385		
Masse volumique des particules solides $\gamma_s$	2,7 g/cm <sup>3</sup>		
Perméabilité à l'état saturé $k_s$	1,66.10 <sup>-6</sup> m/s		
Paramètres de la courbe de rétention (Van Genuchten) :			
$\alpha$	27 MPa <sup>-1</sup>		
$m$	0,316		
$S_{res}$	0,2338		

### V.3.2.4- Le modèle et les conditions initiales et aux limites

#### a) Géométrie et maillage

Dès que la modélisation de la fondation et du massif ne peut plus être réalisée en condition de déformation plane ou de symétrie de révolution, le problème devient complexe. Pour cela, il suffit de peu de chose : que la géométrie de la fondation soit carrée, que le point d'application de la charge soit quelconque, etc. Le modèle équivalent en symétrie de révolution peut se justifier dans certains cas spécifiques : par exemple, la fondation carrée est remplacée par une fondation « circulaire » de surface équivalente (le diamètre vaut alors  $D_{eq} = 2B/\sqrt{\pi}$ , où  $B$  est la largeur de la fondation), mais cela suppose que la charge est verticale et centrée (Mestat & Berthelon, 2001). Dans les autres cas, il convient de traiter le problème en tridimensionnel. Même si, selon le type de chargement, il est possible d'exploiter certaines symétries. Malheureusement, même en tenant compte de ces symétries, les maillages tridimensionnels comportent un grand nombre d'éléments finis et de nœuds, qui conduisent fréquemment à des temps de calculs déraisonnables.

Les modélisations de fondations tridimensionnelles reposant sur un massif de sol sont rares, car elles posent beaucoup de problèmes (Tableau V.15) (Bay-Gress, 2000).

Tableau V.15 - Avantages et inconvénients des modèles tridimensionnels (Bay-Gress, 2000)

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none"> <li>• géométrie réelle de l'ouvrage et de son environnement</li> <li>• groupe de structure</li> <li>• contraintes initiales quelconques</li> <li>• chargement quelconque</li> <li>• éléments de contact</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• raffinement du maillage</li> <li>• durée des calculs</li> <li>• lois de comportement simples</li> <li>• complexité des interactions sol-structure (maillage fin requis)</li> <li>• études paramétriques coûteuses</li> </ul>

On peut ajouter à cela que le nombre de modèles numériques tridimensionnels réalisés par rapport aux modèles bidimensionnels ne garantit pas pour l'instant la validation des codes de calcul avec la même sécurité qu'en modélisation bidimensionnelle.

La fondation superficielle est alors un ouvrage-type à la fois simple et complexe : simple lorsqu'on peut l'étudier en conditions de déformation plane ou en symétrie de révolution, et très complexe lorsqu'il faut entreprendre des calculs numériques tridimensionnels. On préfère donc en général modéliser des fondations filantes ou circulaires. Dans le cas de notre étude, nous avons choisi de modéliser une fondation circulaire et la modélisation a été alors effectuée en symétrie de révolution.

Seule la moitié du modèle est modélisée et représentée sur la figure V.51 par raison de symétrie de géométrie, de conditions aux limites et de chargement. Les limites latérales de notre modèle ont été fixées à 10 m (5B) de part et d'autre du centre de la fondation. De même, la limite inférieure est située à 10 m de profondeur (5B). Ces distances se veulent suffisantes pour que les conditions aux limites du modèle n'influent pas sur les résultats.

Une modélisation classique consiste à repousser les limites latérales du massif de sol à une distance de cinq (Kausel & Roesset, 1975 ; Sheng *et al.*, 2003b) à six fois (Mestat, 1997) la dimension de l'ouvrage (la semelle superficielle).

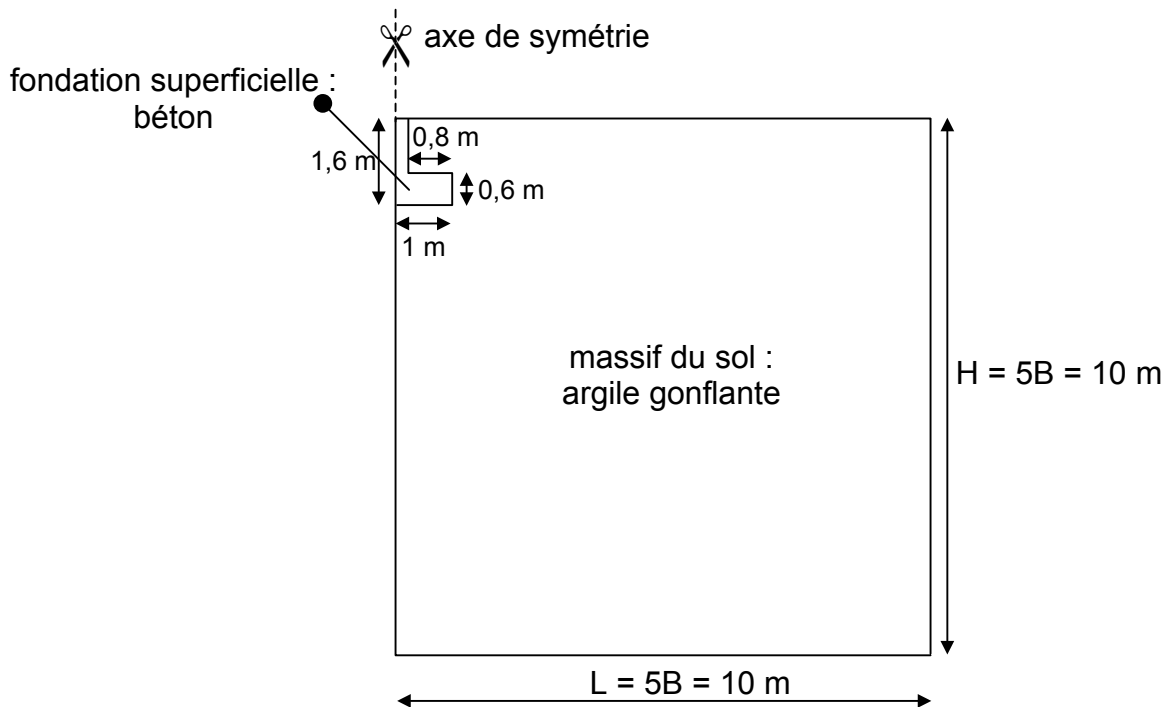


Figure V.51 - Géométrie du modèle utilisé

Le massif de sol a été discrétisé dans son intégralité par des éléments finis de type quadratique isoparamétrique à 4 nœuds. Le même type d'éléments a été adopté pour le maillage de la fondation, afin d'assurer un assemblage correct. Le maillage est constitué en totalité de 700 éléments et 756 nœuds (fig. V.52). Un raffinement local du maillage a été effectué dans les zones où de forts gradients risquent d'apparaître, c'est-à-dire au voisinage de la fondation et sous sa base, de manière à obtenir une bonne estimation des champs des contraintes et des déplacements. La base de la fondation est en contact avec le sol par 11 nœuds.

Au contact avec le sol et la fondation, les nœuds du maillage à la frontière sont communs aux deux matériaux (béton et argile gonflante) et il y a continuité des déplacements. Comme la charge appliquée sur la fondation est verticale et centrée, il n'est pas nécessaire de prendre en compte des éléments d'interface. Cependant, l'étude pour des charges inclinées ou verticales excentrées exige de prendre en compte des éléments

d'interface, car cette inclinaison peut entraîner l'apparition de zones en traction dans le sol, la base de la fondation peut alors se décoller du massif de sol sur une certaine longueur (Mestat, 1997).

Bay-Gress (2000) a étudié l'influence de différentes conditions de contact (contact parfaitement adhérent, contact parfaitement lisse et contact frottant obéissant à la loi de comportement de Mohr-Coulomb) sur les déplacements. Les résultats ont montré que les conditions de contact n'influent pas vraiment le déplacement vertical au centre de la fondation (fig. V.53). En effet, l'écart maximal sur les différents résultats est inférieur à 7%.

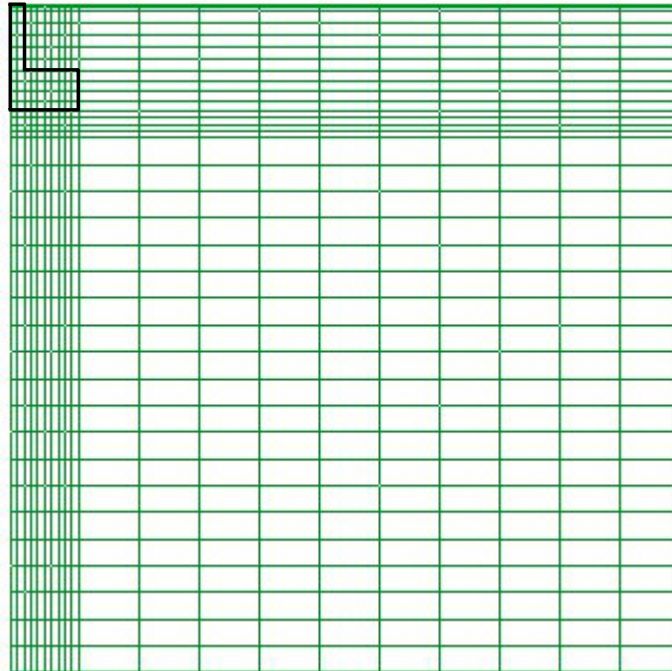


Figure V.52 - Maillage du modèle utilisé

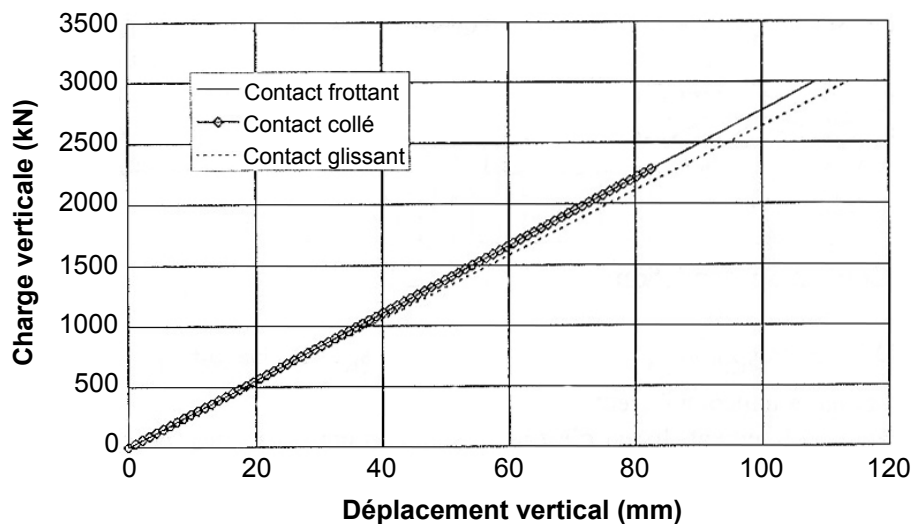


Figure V.53 - Effet des conditions de contact sol-fondation (Bay-Gress, 2000)

### b) Phasage de calcul

L'objectif de cette application est d'étudier l'influence des sollicitations hydriques dues à la variation des conditions climatiques (alternance de périodes de pluie et de sécheresse) sur les déplacements du massif du sol. Ce calcul a été donc décomposé en cinq phases consécutives. Dans chaque phase, une condition à la limite simulant une précipitation ou une sécheresse à été imposée à la surface du sol :

- phase I : un séchage d'une durée de 1 mois ;
- phase II : une précipitation d'une durée de 2 jours ;
- phase III : un séchage d'une durée de 1 mois ;
- phase IV : une période d'arrêt (ni pluie ni sécheresse) de 4 jours ;
- phase V : une précipitation d'une durée de 3 jours.

La figure V.54 représente le schéma du phasage envisagé :

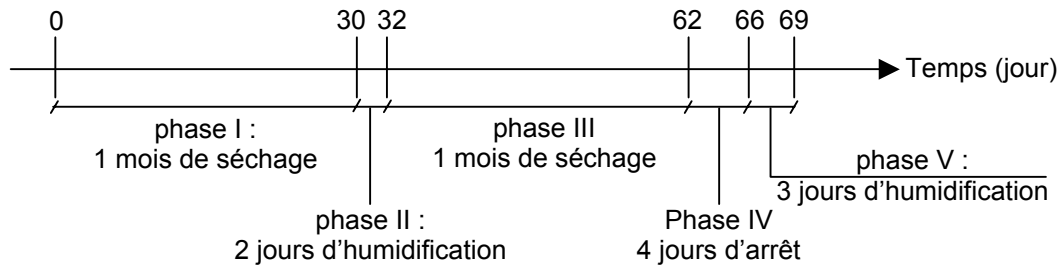


Figure V.54 - Schéma du phasage envisagé

### c) Conditions initiales

Préalablement à tout chargement mécanique ou hydrique, un état initial de contrainte correspondant au poids propre du massif du sol est défini (fig. V.55). Pour sa part, la nappe phréatique est supposée située à la surface du massif de sol. Par conséquent, la pression interstitielle qui y règne est la pression hydrostatique (fig. V.56).

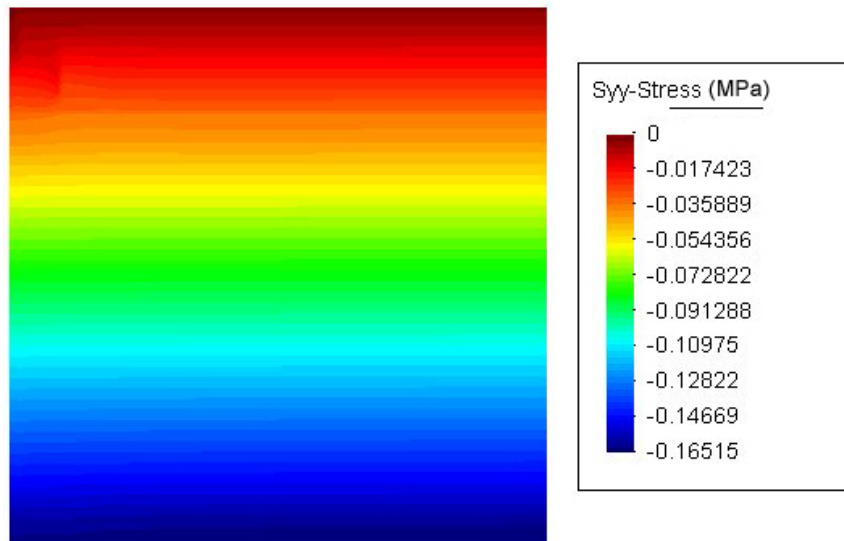


Figure V.55 - Conditions initiales du modèle : contraintes verticales

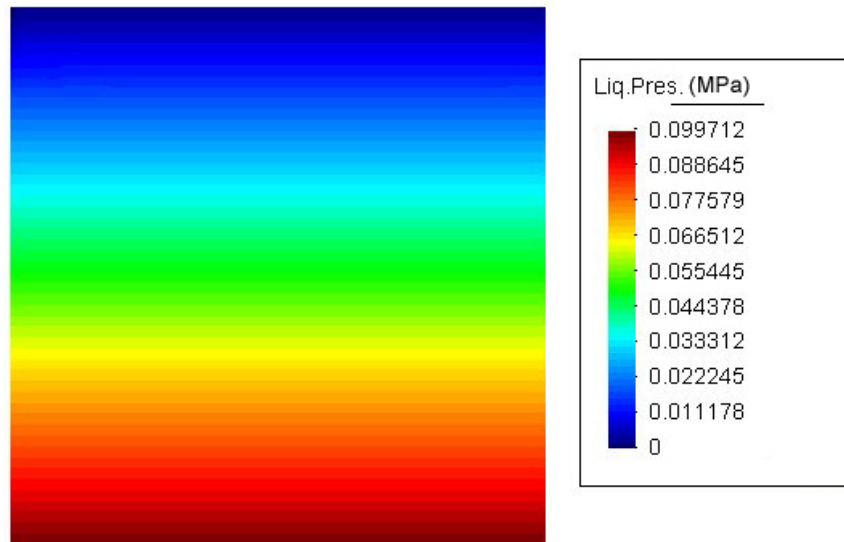


Figure V.56 - Conditions initiales du modèle : pressions interstitielles

#### d) Conditions aux limites

Les conditions aux limites du modèle sont les suivantes :

- les déplacements verticaux sont bloqués sur la base inférieure du massif du sol (à 10 m de profondeur) et les déplacements horizontaux sont bloqués sur les frontières verticales du domaine maillé (frontière latérale et axe de symétrie), et l'on y impose un flux de masse nul pour l'eau ;
- les nœuds en tête de la fondation sont chargés par une pression uniforme de 500 kPa, et l'on y impose un flux de masse nul pour l'eau ;
- et une pression de l'eau négative (suction) de  $-1$  MPa pendant la phase I, une pression de l'eau nulle pendant la phase II et V et une pression de l'eau négative (suction) de  $-0,2$  MPa pendant la phase III est appliquée à la surface du massif de sol et ceci pour simuler les phénomènes de séchage et d'humidification.

L'ensemble des conditions aux limites est indiqué sur la figure V.57.

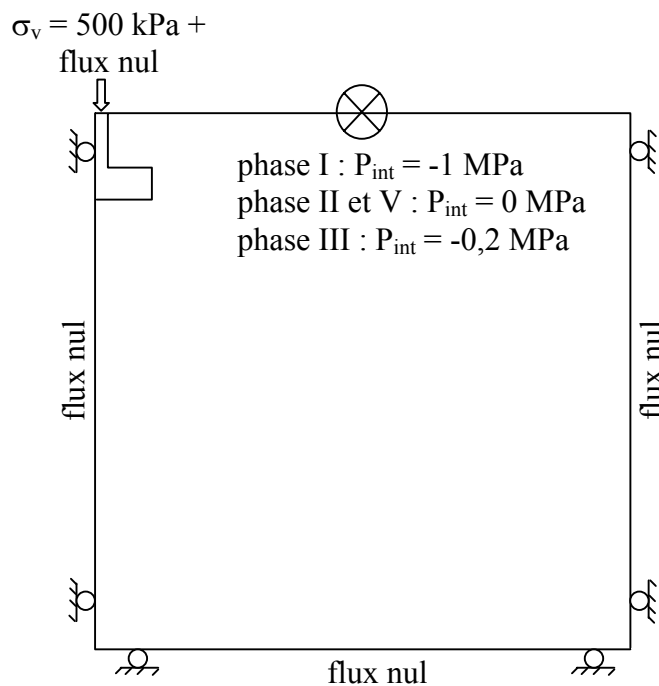


Figure V.57 - Conditions aux limites du modèle

### V.3.2.5- Résultats des simulations

Nous présentons dans ce paragraphe les principaux résultats des modélisations du problème de fondation superficielle sur sol gonflant effectuées avec *Code\_Bright* où le problème *BExM*, servant à décrire le comportement du massif du sol, a été implanté.

Les courbes d'évolution temporelle de la pression interstitielle et de la saturation (figures V.58 et V.59) permettent de visualiser les phénomènes de transferts hydriques pour différents points situés au niveau de la base de la fondation ( $r = 0$  est le centre de la fondation). L'allure générale de l'évolution de la saturation est logiquement semblable à celle de la pression interstitielle. Les valeurs de la pression interstitielle et du degré de saturation décroissent progressivement avec le temps pendant les deux phases de séchage (phases I et III) et elles augmentent rapidement pendant les deux phases d'humidification (phases II et V). Nous remarquons également que pendant la phase d'arrêt (phase IV) qui suit la deuxième phase de séchage, la pression interstitielle et le degré de saturation continuent à baisser avant d'augmenter pendant la phase d'humidification qui suit. Ceci est dû au fait que, à la fin de la deuxième phase de séchage, les pressions interstitielles à ce niveau sont inférieures à celles pour les niveaux supérieurs, ce qui crée alors un gradient hydraulique et le massif continue à sécher. D'après ces figures, nous pouvons ainsi constater que la base de la fondation se desature moins vite que les autres points situés au même niveau mais à l'extérieure de la fondation, car la fondation constitue elle-même un écran contre l'évaporation.

Les figures V.60 et V.61 montrent l'évolution en fonction du temps de la pression interstitielle et de la saturation respectivement pour différents points situés sous le centre de la fondation (le centre de la fondation est à  $y = 8,4$  m). De même, les résultats montrent que les valeurs de la pression interstitielle et du degré de saturation augmentent rapidement pendant les deux phases d'humidification (phases II et V) et que pendant la phase d'arrêt (phase IV) la pression interstitielle et le degré de saturation continuent à baisser. Sur ces figures nous observons également que le début de chaque phase d'humidification (phases II et V), comporte une période où le sol continue à se desaturer avant que le sol commence à s'humidifier. Cette période augmente avec la profondeur (lorsque l'on s'éloigne de la surface de sol). Ceci est dû au fait que l'eau prend un certain temps pour arriver à chaque niveau depuis la surface.

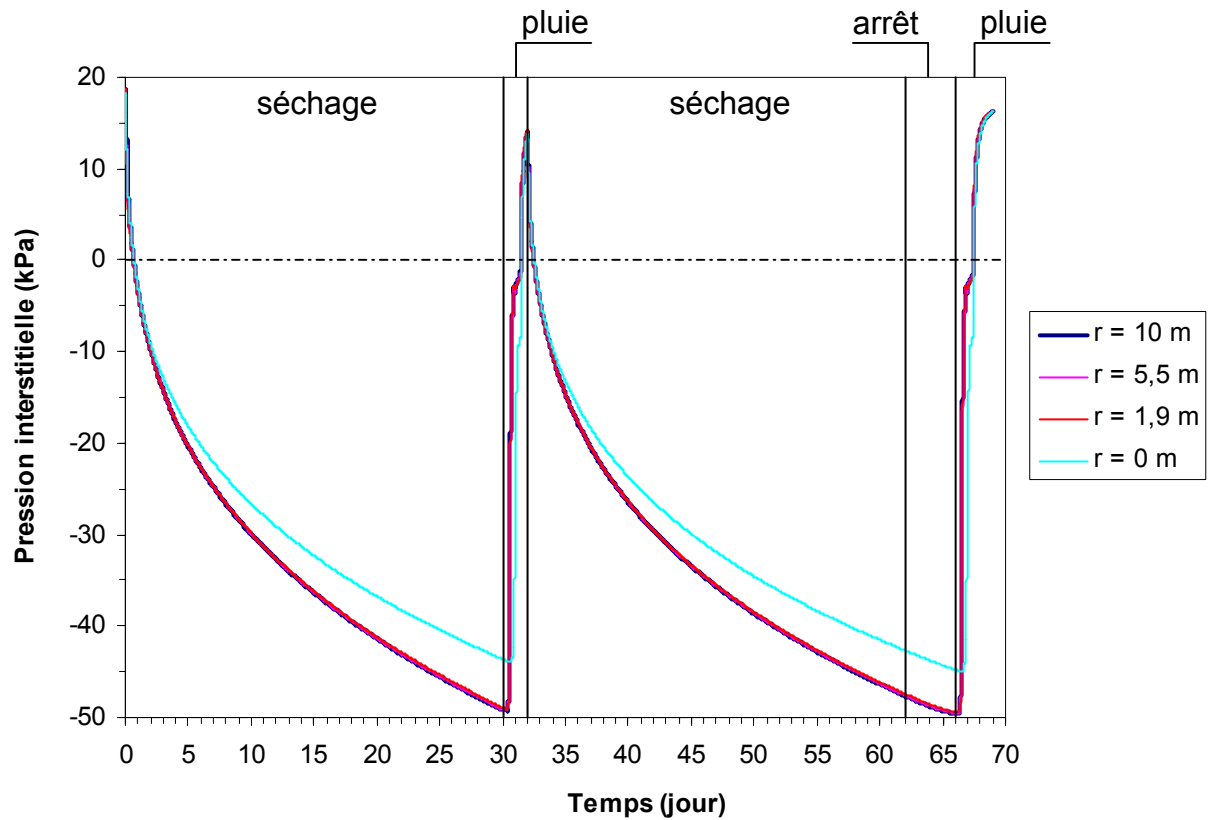


Figure V.58 - Évolution temporelle de la pression interstitielle pour différents points situés au niveau de la base de la fondation pendant les cinq phases de calcul

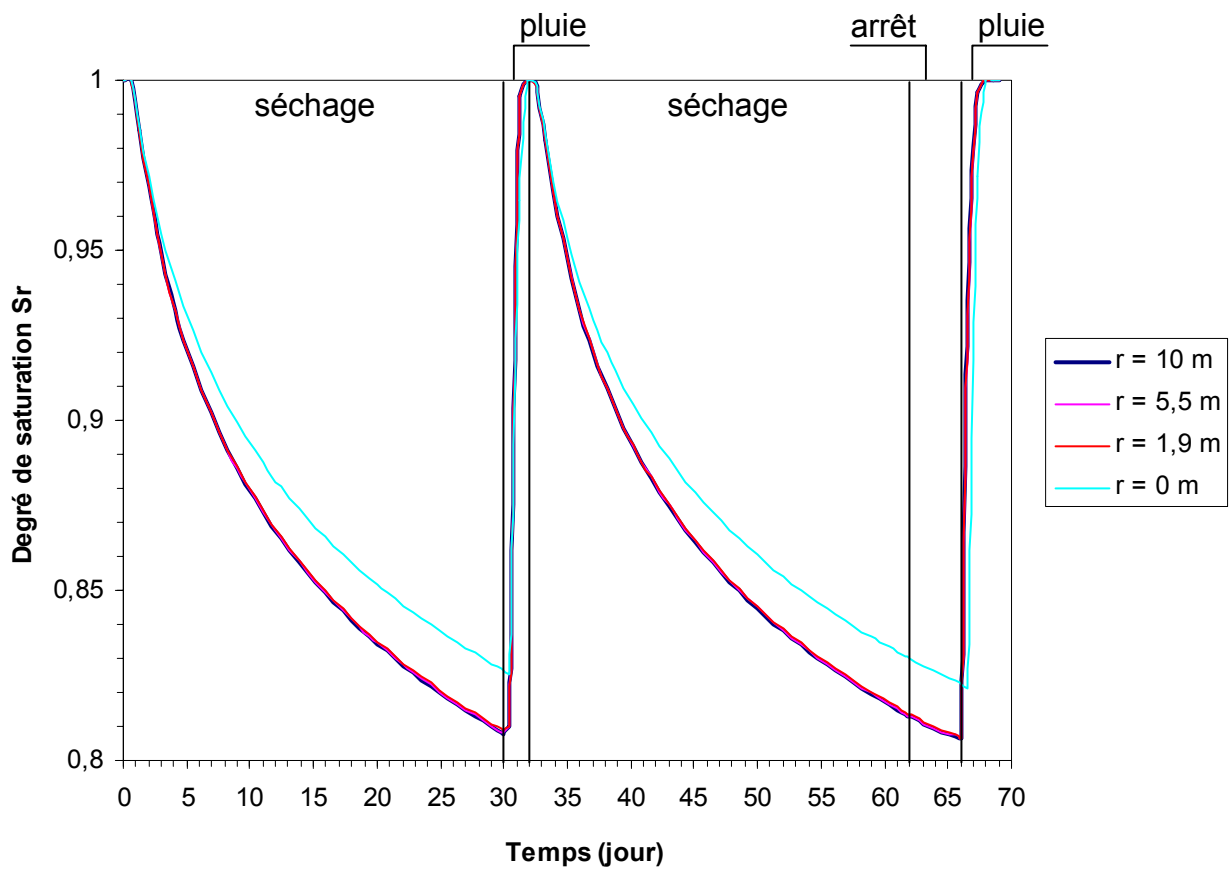


Figure V.59 - Évolution temporelle de la saturation en liquide pour différents points situés au niveau de la base de la fondation pendant les cinq phases de calcul



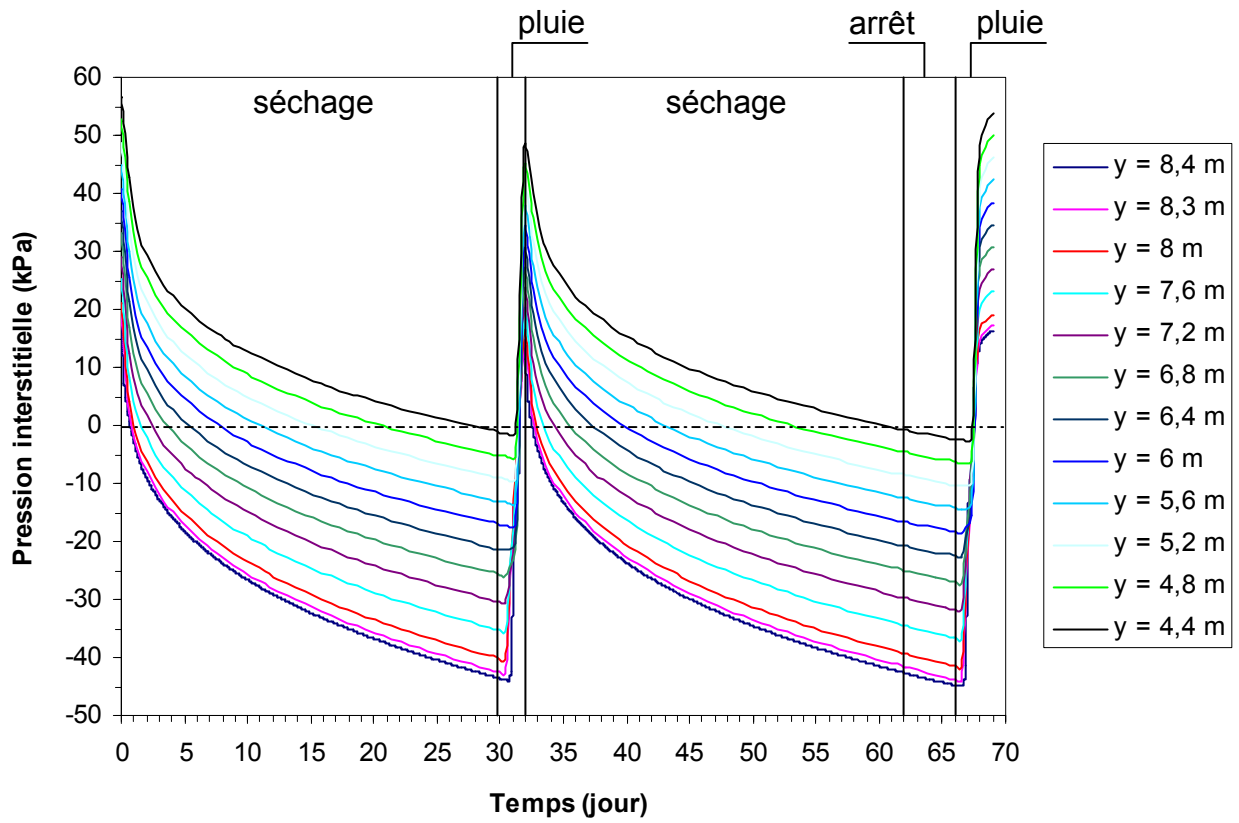


Figure V.60 - Évolution temporelle de la pression interstitielle pour différents points situés sous le centre de la fondation pendant les cinq phases de calcul

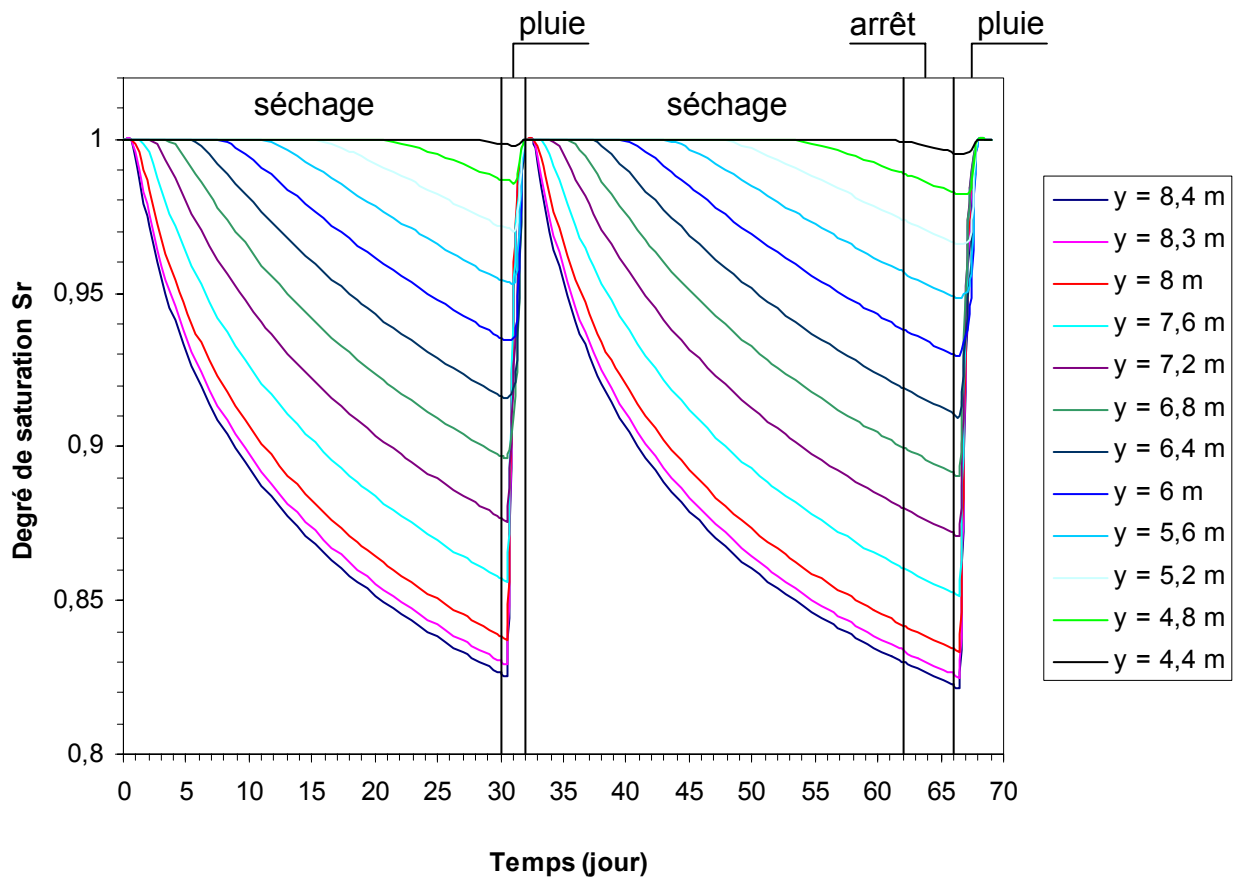


Figure V.61 - Évolution temporelle de la saturation en liquide pour différents points situés sous le centre de la fondation pendant les cinq phases de calcul

Les déplacements verticaux prédits par le modèle à différentes positions au niveau de la base de la fondation sont montrés sur la figure V.62. L'allure générale de l'évolution de ces déplacements est logiquement semblable à celle de la pression interstitielle et du degré de saturation. Pendant les phases de séchage (phases I et III) le sol tasse progressivement avec le temps et gonfle rapidement pendant les deux phases d'humidification (phases II et V). Et comme la pression interstitielle continue à baisser pendant la période d'arrêt (phase IV), le sol continue à tasser. Ainsi, comme pour la pression interstitielle et la saturation, nous remarquons que le début de chaque phase d'humidification, comporte une période où le sol continue à tasser avant le gonflement. La fondation constitue un écran contre l'évaporation, son centre ( $r = 0$ ) tasse alors moins que les autres points situés au même niveau mais à l'extérieur de la fondation. Sur cette figure nous remarquons également que l'amplitude de gonflement augmente lorsque l'on s'éloigne du centre de la fondation (quand  $r$  augmente).

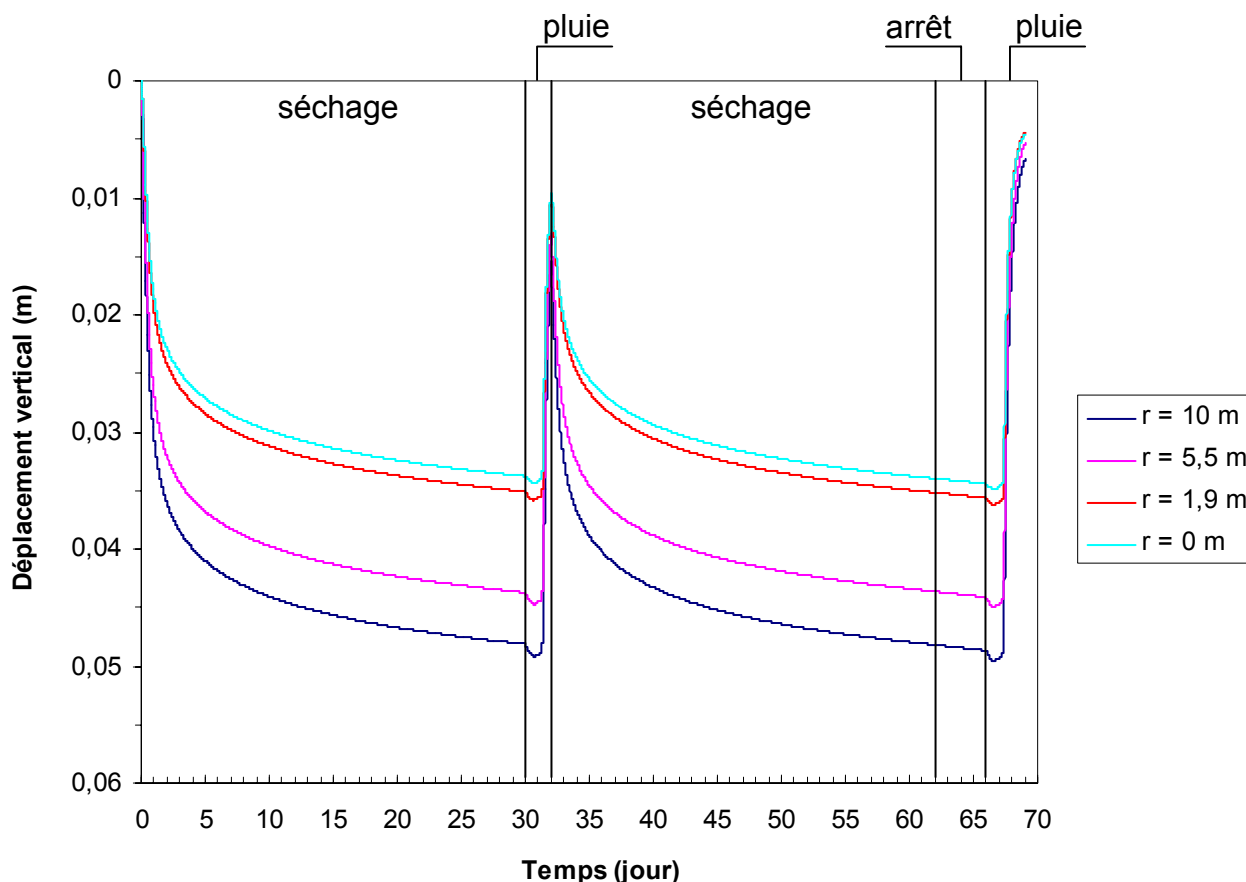


Figure V.62 - Évolution temporelle du déplacement vertical pour différents points situés au niveau de la base de la fondation pendant les cinq phases de calcul

### V.3.2.6- Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté une application du modèle *BExM* à la modélisation du problème de fondation superficielle reposant sur un sol gonflant. Plus particulièrement, l'objectif de cette étude était d'étudier l'influence des sollicitations hydriques dues à la variation des conditions climatiques (alternance de périodes de pluie et de sécheresse) sur les déplacements du massif du sol argileux. Le calcul a été donc découpé en plusieurs phases simulant un phénomène de séchage ou un phénomène d'humidification. Les résultats ont montré que le modèle est capable d'estimer les déplacements du massif du sol pendant les différentes phases du calcul : tassement pendant les phases de séchage et gonflement pendant les phases d'humidification. Une étude d'un cas réel reste cependant nécessaire pour la validation complète de notre modèle.



---

---

## ***CONCLUSION GÉNÉRALE***

---

---



# CONCLUSION GÉNÉRALE

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans la thématique de recherche portant sur l'étude du comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés. Plus particulièrement, l'objet du travail est d'implanter le modèle élastoplastique de Barcelone *BExM* (Gens et Alonso, 1992 ; Alonso *et al.*, 1999) pour les sols gonflants dans le code de calcul aux éléments finis intégrant le couplage hydromécanique *Code\_Bright* (Olivella *et al.*, 1996) afin de modéliser le comportement d'un sol gonflant. Ces recherches ont un intérêt certain pour toutes les applications en Géotechnique de l'Environnement, qu'il s'agisse du stockage de déchets ménagers, industriels ou nucléaires, elles présentent aussi un intérêt plus vaste : les matériaux argileux naturels ou compactés étant utilisés dans de nombreux contextes en Génie Civil et en Géotechnique (digues, barrages, bassins de rétention, remblais routiers, fondations, etc.).

Nous avons, dans un premier temps, effectué une recherche bibliographique détaillée pour :

- comprendre le phénomène du gonflement, analyser ses différents mécanismes et inventorier les méthodes utilisées pour le caractériser au laboratoire ;
- caractériser les différents aspects du comportement hydromécanique des sols non saturés et évaluer les approches utilisées pour le modéliser ;
- présenter les différents modèles destinés à prendre en compte le phénomène du gonflement.

La revue bibliographique a mis en évidence la complexité du phénomène du gonflement au niveau microscopique où diverses interactions physico-chimiques s'établissent entre la phase solide et la phase liquide. Cette revue bibliographique a également permis d'identifier plusieurs origines possibles du gonflement intervenant séparément ou simultanément. Il s'agit d'un gonflement hydrique (cristallin et osmotique) dû à une humidification et d'un gonflement mécanique dû à un déchargement.

La recherche bibliographique a également mis en évidence la complexité du comportement des sols gonflants non saturés. L'ensemble des études expérimentales montre l'extrême sensibilité des propriétés hydromécaniques des sols gonflants à toute variation de succion ainsi que l'importance du chemin de contrainte hydrique suivi.

Les premières approches de la mécanique des sols non saturés ont étendu l'utilisation d'une contrainte unique, fonction de la contrainte totale et de la succion, afin de généraliser l'approche en contrainte effective aux sols non saturés. La majorité des auteurs utilisent maintenant l'approche en contraintes indépendantes, qui sont souvent la contrainte nette et la succion. Bien que plusieurs modèles aient été développés pour décrire le comportement hydromécanique des sols non saturés, nous avons retenu celui développé par Alonso *et al.* (1999) car il permet de rendre compte d'un certain nombre de traits particuliers du comportement des sols gonflants non saturés, notamment l'apparition du gonflement irréversible lors de l'humidification et l'accumulation de déformations irréversibles au cours des cycles successifs d'humidification/dessiccation. Mais la dépendance des paramètres mécaniques vis-à-vis du chemin de contrainte suivi n'est pas intégrée dans ce modèle (dépendance de la pente de compression vierge  $\lambda(s)$  par rapport au chemin de contrainte hydrique suivi).

Dans le troisième chapitre de notre travail, consacré aux développements numériques, le modèle élastoplastique pour les sols gonflants *BExM* a été introduit dans le code de calcul *Code\_Bright*. Le travail a consisté à déterminer l'équation de la surface de charge de ce modèle dans l'espace  $(p^*, q, s)$  pour pouvoir implémenter la loi de comportement élastoplastique des sols non saturés qui a été présentée sous une forme appropriée pour des programmes standards d'éléments finis. Deux approches ont été utilisées pour la détermination de la fonction de charge. La première approche a consisté à remplacer les trois surfaces de charge du modèle (*SI*, *SD* et *LC*) par une surface de charge unique qui se réduit à une ellipse. Cette approche a été finalement abandonnée du fait de la difficulté d'implanter les lois d'écroûissage du modèle et de la réduction d'une manière inacceptable de son domaine élastique réel. En effet avec cette approche, si la surface de charge unique vient à être dépassée, il est impossible d'identifier la surface de charge activée du modèle (*LC*, *SI* ou *SD*). La seconde approche a consisté à reprendre les surfaces de charge telles qu'elles sont définies dans le modèle. Elle a permis de déterminer une équation de la fonction de charge du modèle pour un état donné de contrainte déviatorique de manière à faciliter les calculs de ses dérivées. Nous avons présenté également la méthode de résolution numérique, la méthode d'intégration numérique de la relation élastoplastique contrainte-déformation et le principe de l'implantation des lois d'écroûissage du modèle dans le code.

Pour les lois d'écroûissage du modèle, nous avons sélectionné trois types d'équations pour les fonctions de couplage micro-macrostructurale proposées par Alonso *et al.* (1999), Alonso *et al.* (2001) et Lloret *et al.* (2003). Ces auteurs proposent une forme pour ces fonctions sans donner de précisions sur leur choix. Les trois formes ont été implantées dans le code avec la possibilité de choisir l'une d'entre elles. La sélection peut se faire en se basant sur des données expérimentales en choisissant la forme qui s'ajuste le mieux à l'expérience.

Des calculs qualitatifs ont été effectués pour montrer que le modèle implanté est en mesure de reproduire les principales caractéristiques du comportement hydromécanique des sols gonflants non saturés.

Dans l'implantation du modèle, nous avons admis l'associativité de la loi de comportement. Ceci implique qu'il n'y a pas une différence entre le potentiel plastique et la fonction de charge ( $F \equiv G$ ). Cette hypothèse peut être considérée comme étant restrictive pour les sols en général, mais elle nous semble acceptable comme une première approximation par manque de données expérimentales.

Les paramètres intervenant dans le modèle *BExM* sont nombreux et ils ne sont pas tous maîtrisés finement d'un point de vue expérimental. Une étude de sensibilité de la réponse du modèle aux différents paramètres a été donc effectuée dans le quatrième chapitre afin de mettre en évidence ceux qui doivent faire l'objet d'une détermination plus soignée. Cette étude a montré que ces paramètres peuvent être classés en trois catégories d'influence : importante ( $r$ ,  $p_0^*$ ,  $s_0$ ,  $s_h$ ,  $k_m$ ,  $f_{II}$  et  $f_{DI}$ ), moyenne ( $\kappa$ ,  $\lambda(0)$ ,  $\beta$ ,  $\kappa_s$ ,  $e_m$  et  $n_D$ ) et négligeable ( $p_c$ ,  $M$ ,  $k$ ,  $f_{I0}$ ,  $f_{D0}$  et  $n_I$ ). Cette étude de sensibilité a également permis de réduire le nombre des paramètres incertains et par conséquent le nombre de modélisation à réaliser et la dimension de la matrice de corrélation à considérer pour l'analyse stochastique réalisée afin de déterminer les incertitudes sur les résultats à partir de celles qui affectent les propriétés des matériaux. Cette étude a été effectuée en utilisant la méthode des éléments finis stochastique avec un traitement probabiliste au premier ordre-secondes moments (*FOSM*). Cette méthode a été appliquée, par l'utilisation combinée du *Code\_Bright* et du programme *CB\_FOSM* modifié lors de ce travail, à un exemple de simulation d'un essai œdométrique à succion contrôlée sur un sol gonflant. Les modifications effectuées sur le programme *CB\_FOSM* ont porté sur l'introduction de la possibilité de déterminer les écarts-types et les coefficients de variation des champs d'indice des vides et sur l'adaptation du programme au format des fichiers de

*Code\_Bright*. Ces études ont montré que l'incertitude sur les résultats est sensible aux coefficients de corrélation liant l'ensemble des paramètres incertains. La matrice de corrélation des différents paramètres incertains a été estimée en se basant sur les équations reliant les différents paramètres du modèle. Il est évident qu'une matrice de corrélation plus réaliste, déterminée à partir des analyses stochastiques de résultats expérimentaux, devrait être considérée.

En guise de validation quantitative du modèle, des essais œdométriques à succion contrôlée réalisés sur trois sols gonflants différents (un mélange compacté de 60 % de bentonite et de 40 % de limon ; une bentonite contenant plus que 90 % de montmorillonite et l'argile de Boom) ont été simulés dans le dernier chapitre. Les résultats des simulations numériques de ces essais ont montré les aptitudes du modèle numérique implanté à reproduire correctement les résultats expérimentaux.

Enfin, le modèle a été appliqué à deux situations pratiques : le stockage de déchets radioactifs dans les couches géologiques profondes et l'effet du retrait-gonflement du sol sur une fondation superficielle.

Dans la première application, le modèle a été mis en œuvre dans un calcul simulant le cas d'une galerie de liaison entre puits et modules de stockages, où est placé un remblai en argile gonflante. Cette application a permis, d'observer les conséquences de la phase de creusement et de la phase de ventilation de la galerie sur le comportement du massif et de distinguer la part de gonflement du remblai argileux, après sa mise en place dans la galerie. Ce gonflement d'origine purement hydrique entraîne le développement d'une pression de gonflement qui tend à reconfiner le massif.

Dans la deuxième application, l'influence des sollicitations hydriques dues à la variation des conditions climatiques (alternance de périodes de pluie et de sécheresse) sur les déplacements d'une fondation superficielle construite sur un sol gonflant a été étudiée. Les résultats ont montré que le modèle est capable d'estimer les déplacements du massif du sol pendant les différentes sollicitations hydriques : tassement pendant les phases de séchage et gonflement pendant les phases d'humidification.

Il est à signaler toutefois que les deux applications présentées sont essentiellement prédictives et des études de cas réels restent nécessaires pour la validation complète de notre modèle.

L'utilisation du modèle *BExM* apparaît complexe en raison du nombre élevé d'essais nécessaires à la définition des différentes surfaces de charge qu'il propose. Un autre préalable à l'utilisation du modèle pour le calcul, est la connaissance des fonctions de couplage ( $f_D$  et  $f_I$ ) qui ne semblent pas aisément accessible expérimentalement. Il paraît donc important d'établir des corrélations entre les paramètres du modèle et quelques paramètres géotechniques faciles à obtenir au laboratoire. De plus, le modèle ne donne aucune information sur la variation de la teneur en eau ou du degré de saturation. Il ne peut donc pas être utilisé, par exemple, pour prédire le comportement du sol non saturé durant un chargement non drainé lorsque la variation de la succion est déterminée par la condition que la teneur en eau demeure constante. Afin de prendre en considération le comportement des sols gonflants non saturés durant ce type de chargement (non drainé), des équations additionnelles considérant le changement du degré de saturation durant différents chemins de contraintes doivent être introduites dans ce modèle.



Un certain nombre de perspectives peut être envisagé concernant le travail présenté :

- Concernant le modèle et le code de calcul :
  - dans l'implantation du modèle, nous avons considéré par manque de données expérimentales que le modèle est associatif ; il serait donc intéressant d'étudier également de manière plus précise l'associativité du modèle ;
  - dans *Code\_Bright*, les calculs en grandes déformations ont été prévus par une procédure numérique permettant de modifier les coordonnées des nœuds après chaque pas de temps (à partir des déplacements calculés au pas de temps précédent); il serait alors intéressant de tester cette procédure dans le cas de notre modèle et de la comparer avec d'autres approches (*Arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation*) (Ghosh & Kikuchi, 1991 ; Hu & Randolph, 1998) ;
- Pour ce qui est des applications :
  - le modèle a été validé sur des chemins œdométriques, et une validation plus poussée sur des chemins de sollicitation différents du chemin œdométriques, en particulier sur des chemins déviatoriques menant à la rupture serait nécessaire à effectuer ;
  - dans le cas de l'application du modèle *BExM* au problème de fondation superficielle sur sol gonflant, une étude de sensibilité autour de la valeur de la perméabilité et des caractéristiques de la courbe de rétention serait importante à réaliser afin d'éclairer l'influence de ces paramètres sur les déplacements que l'on peut estimer en surface ;
  - les applications qui ont été présentées sont essentiellement prédictives et des comparaisons avec des mesures *in situ* seraient importantes à réaliser ;
  - l'application de la méthode des éléments finis stochastique *MEFS* par l'utilisation combinée de *Code\_Bright* et du programme *CB\_FOSM* à différents exemples et en particulier à divers ouvrages géotechniques à paramètres aléatoires serait intéressante, afin d'évaluer l'influence de l'incertitude régnant dans les paramètres du sol sur les résultats de la modélisation et de mieux cerner les implications et l'utilité pour l'ingénieur de ce type d'analyse.

---

---

## ***RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES***

---

---



# RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ABBO A.** (1997) - "Finite element algorithms for elastoplasticity and consolidation". *Thèse de doctorat*, Université de Newcastle, Australie, 271 p.
- ABDULJAUWAD S.N. & AL-SULAIMANI G.J.** (1993) - "Determination of swell potential of Al-Qatif clay". *Geotechnical Testing Journal*, vol. 16, n°4, pp. 469-484.
- ABOU-BEKR N.** (1995) - "Modélisation du comportement mécanique et hydraulique des sols partiellement saturés". *Thèse de Doctorat*, École Centrale de Paris, 210 p.
- ABOUSHOOK M.** (1984) - "Contribution à l'étude quantitative du gonflement des sols argileux: application à des sols intacts de la zone urbaine du Caire". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 152 p.
- AFNOR** (1999) - "Mesure de l'humidité de l'air". NF X 15-119. 22 p.
- AITCHISON G.D.** (1961) - "Relationship of moisture, stress and effective stress functions in unsaturated soils". *Conference of Pore Pressure and Suction In Soils*. Butter-worths : London, pp. 47-52.
- AITCHISON G.D.** (1967) - "Separate roles of site investigation, quantification of soil properties and selection of operational environment in the determination of foundation design on expansive soils". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Asian regional Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, vol. 3, pp. 72-77.
- AL-HAMOUD A., BASMA A., HUSEIN MALKAWI A. & AL BASHABSHEH M.** (1995) - "Cyclic swelling behavior of clay". *Journal of Geotechnical Engineering*, vol. 121, n°7, pp. 562-565.
- ALI E.F.M. & ELTURABI M.A.D.** (1984) - "Comparaison de two methods for the measurement of swelling pressure". *Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference on Expansive Soils*, Adelaide, pp. 72-74.
- AL-MUKHTAR M., QI Y., ALCOVER J.F. & BERGAYA F.** (1999) - "Oedometric and water retention behavior of highly compacted unsaturated smectites". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 36, pp. 675-684.
- ALONSO E.E., GENS A. & HIGHT D.W.** (1987) - "General report. Special problem soils". *Proceedings of the 9<sup>th</sup> European Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Dublin, vol. 3, pp. 1087-1146.
- ALONSO E.E., GENS A & JOSA A.** (1990) - "A constitutive model for partially saturated soils". *Géotechnique*, vol. 40, n° 3, pp. 405-430.
- ALONSO E.E. & GENS A.** (1993) - "On the mechanical behaviour of arid soils". *Proceedings of the 1<sup>st</sup> International Symposium on Engineering Characteristics of Arid Soils*, London, Fookers & Parry eds, pp. 173-205.
- ALONSO E. E., GENS A. & YUK GEHLING W.** (1994) - "Elastoplastic model for unsaturated expansive soils". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> European Conference on Numerical Methods in Geotechnical engineering*, Manchester, pp. 11-18.
- ALONSO E.E., LLORET A., GENS A. & YANG D.Q.** (1995) - "Experimental behaviour of highly expansive double-structure clay". In *Alonso & Delage (eds). Proceedings of the 1<sup>st</sup> International Conference on Unsaturated Soils*, Paris. Rotterdam: Balkema. ISBN: 90-5410-583-6, vol. 1, pp. 11-16.
- ALONSO E.E., VAUNAT J. & GENS A.** (1999) - "Modeling the mechanical behaviour of expansive clays". *Engineering Geology*, vol. 54, pp. 173-183.
- ALONSO E.E., ROMERO E., HOFFMANN C. & GARCIA-ESCUADERO E.** (2001) - "Expansive bentonite/sand mixtures in cyclic controlled suction drying and wetting". *6<sup>th</sup> International Workshop on Key Issues in Waste Isolation Research*, Paris, École Nationale des Ponts et Chaussées, pp. 513-542.
- ALSHIHABI O.** (2002) - "Étude en laboratoire du comportement d'un sol compacté non saturé – Influence des cycles de séchage-humidification". *Thèse de doctorat*, Université des Sciences et Technologies, Lille, France, 124 p.

**ANANDARAJAH A. & CHEN J.** (1994)- "Double-Layer repulsive force between two inclined platy particles according to Gouy-Chapman Theory". *Journal of Colloid and Interface Science*, n° 168, pp. 111-117.

**ANDRA** (2001) - "Analyse Phénoménologique des Situations de Stockage (APSS). Fiche de situation 7 : Galeries de liaison et de service pendant la phase d'exploitation du stockage ; Effets de creusement et de l'aménagement d'ouvrages dans le Callovo-oxfordien en atmosphère ventilée". Identification : C NT AHVL 00-045.

**ANDRA** (2001) - "Analyse Phénoménologique des Situations de Stockage (APSS). Fiche de situation 62 : Galeries de liaison pendant la phase de resaturation ; Resaturation des alvéoles, galeries, puits". Identification : C NT AHVL 00-056.

**ANDRA** (2002) - "Expertise sur l'utilisation de l'argilite excavée comme remblai de galerie dans un stockage en formation géologique profonde". Identification : D RP 0 ISL 02.002.

**ANDRA** (2004) - "Projet HAVL – Argile : Détermination expérimentale des propriétés hydromécaniques de matériaux de remblais à base d'argilites. Rapport tâche 0 : étude bibliographique". Identification : C RP 0 ENG 04.02.48.

**ASTM D 5298 - 94** (1995) - "Measurement of soil potential (suction) using filter paper". vol. 4.09, 154-159.

**AUVINET G. & BOUVARD D.** (1984) - "Effet d'échelle géométrique dans les milieux granulaires". *Revue Française de Géotechnique*, n° 25, pp. 63-69.

**AUVINET G., MELLAH R., MASROURI F. & RODRIGUEZ J.F.** (2000) - "La méthode des éléments finis stochastiques en géotechnique". *Revue Française de Géotechnique*, n° 93, pp. 67-79.

**AUVINET G.** (2001) - "La gestion des incertitudes en géomécanique". *Communication lors du séminaire Albert Cacquot*.

**BARDEN L., MADEDOR A.O. & SIDES G.R.** (1969) - "Volume change characteristics of unsaturated clay". *Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division*, vol. 95, n° SM1, pp. 33-51.

**BARDEN L., Mc GOWN A. & COLLINS K.** (1973) - "The collapse mechanism in partly saturated soils". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 26, pp. 551-562.

**BAY-GRESS C.** (2000) - "Étude de l'interaction sol-structure : Comportement non linéaire sol-fondation superficielle". *Thèse de Doctorat*, Université Louis Pasteur-U.F.R de Sciences Physiques, École Nationale Supérieure des Arts et Industries de Strasbourg, École Doctorale Sciences pour l'Ingénieur, 270p.

**BÉLANTEUR N.** (1995) - "Contribution à l'étude des comportements mécaniques et thermo-mécanique des argiles remaniées, saturées et fortement consolidées". *Thèse de Doctorat*, Université d'Orléans, 137 p.

**BÉLANTEUR N., TACHERIFET S. & PAKZAD M.** (1997) - "Étude des comportements mécanique, thermo-mécanique et hydro-mécanique des argiles gonflantes fortement compactées". *Revue Française de Géotechnique*, n° 78, pp. 31-50.

**BEN RHAJEM H., TESSIER D. & PONS CH.C.** (1986) - "Comportement hydrique et évolution structurale et texturale des montmorillonites au cours d'un cycle de dessiccation-humectation : partie I. Cas des montmorillonites calciques". *Clay Minerals*, vol. 21, pp. 9-29.

**BIAREZ J., FLEUREAU J.M., ZEHROUNI M.I. & SOEPANDJI B.S.** (1988) - "Variations de volume des sols argileux lors de cycles de drainage-humidification". *Revue Française de Géotechnique*, n° 41, pp. 63-71.

**BIGOT G., ZERHOUNI M.I. & PHILIPPONAT G.** (1998) - "Les essais normalisés de dessiccation et de gonflement des sols argileux". *Cinquantenaire de l'ENSG de Nancy, colloque MAGI'50*, 21-22 septembre 1998, pp. 162-166.

**BISHOP A.W. & EDLIN A.K.G.** (1950) - "Undrained triaxial tests on saturated sands and their significance in general theory of shear strength". *Géotechnique*, vol. 2, pp. 13-32.

**BISHOP A.W.** (1959) - "The principle of effective stress". *Technisk Ukeblad*, vol. 106, n° 39, pp. 859-863.

**BISHOP A.W. & DONALD I.B.** (1961) - "The experimental study of partly saturated soil in the triaxial apparatus". *Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Paris, vol. 1, pp. 13-21.

**BISHOP A.W. & BLIGHT G.E.** (1963) - "Some aspects of effective stress in saturated and unsaturated soils". *Géotechnique*, vol. 13, n° 3, pp. 177- 197.

- BLAISONNEAU A.** (2002) - "Modélisations couplées Hydro-Mécaniques en milieux poreux partiellement saturés : Application à la ventilation de galeries profondes". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 147 p.
- BLIGHT G.E.** (1967) - "Effective stress evaluation for unsaturated soils". *Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division, Proceedings of the ASCE*, vol. 93, n° SM2, pp. 125-148.
- BOLLE A.** (1988) - "Approche probabiliste en mécanique des sols avec prise en compte de la variabilité spatiale". *Thèse de Doctorat*, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, n° 743, 265p.
- BOLT G.H.** (1956) - "Physico-chemical analysis of the compressibility of pure clays". *Géotechnique*, vol. 6, pp. 86-93.
- BOLZON G., SCHREFLER B.A. & ZIENKIEWICZ O.C.** (1996) - "Elasto-plastic soil constitutive laws generalized to partially saturated states". *Géotechnique*, vol. 46, n° 2, pp. 279-289.
- BORJA R. & LEE S.** (1990) - "Cam-Clay plasticity, Part I: Implicit integration of elasto-plastic constitutive relations". *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 78, pp. 49-72.
- BORJA R.** (1991) - "Cam-Clay plasticity, Part II: Implicit integration of constitutive equations based on a nonlinear elastic stress predictor". *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 88, pp. 225-240.
- BOUAYED M.A.** (1997) - "Modélisation stochastique par éléments en géomécanique". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 162 p.
- BOUTÉCA M., SARDA J.P., VINCKE O., LONGUEMARE P. & BERNER E.** (1999) - "Réflexions sur l'origine du coefficient de Biot des argilites au cours d'un chargement mécanique". *Journées Scientifiques Andra*, Nancy, EDP Sciences, pp. 381-396, 7-9 décembre 1999.
- BRACKLEY I.J.A.** (1973) - "Swell pressure and free swell in compacted clay". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Expansive Soils*, Haïfa, vol. 1, pp. 169-176.
- BRACKLEY I.J.A.** (1975) - "Swell pressure and free swell in compacted clay". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Expansive Soils*, Haïfa, pp. 169-176.
- BRACKLEY I.J.A.** (1983) - "An empirical equation for the prediction of clay heave". *Proceedings of the 7<sup>th</sup> Asian regional Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, vol. 1, pp. 8-14.
- BUISSON M.S.R.** (2003) - "Influence of hydraulic hysteresis on the mechanical behaviour of an unsaturated compacted clay". *Thèse de Doctorat*, Université de Glasgow, UK.
- BURLAND J.B.** (1964) - "Effective stresses in partly saturated soils". Discussion of "Some aspects of effective stress in saturated and partly saturated soils" by Blight and Bishop, *Géotechnique*, vol. 14, pp. 65-68.
- CAMBOU B.** (1977) - "L'incertitude sur les résultats d'un problème de mécanique des sols ou des roches traitées par la méthode des éléments finis". *Revue Française de Géotechnique*, n° 1, pp. 54-64.
- CAROF C.** (2002) - "Étude du gonflement d'un mélange bentonite-limon. Influence de la teneur en eau, de la pression de compactage et de la succion". *Mémoire de DEA PAE3S*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 84 p.
- CHAPMAN D.L.** (1913) - "A contribution to the theory of electrocapillarity". *Philosophical Magazine*, vol. 25, n° 6, pp. 475-481.
- CHEN F.H.** (1975) - "Foundations on expansive soils". *Amsterdam : Elsevier. ISBN : 0-444-41393-6*. Developments in Geotechnical Engineering, vol. 12, 280p.
- CHOWDHURY R.N & XU D.W.** (1993) - "Rational polynomial technique in slope-reliability analysis". *Journal of Geotechnical Engineering*, vol. 119, n° 12, pp. 1911-1928.
- CHU T.Y. & MOU C.H.** (1973) - "Volume change characteristics of expansive soils determined by controlled suction tests". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Expansive Soils*, Haïfa, vol. 2, pp. 177-185.
- COCHRAN W.G.** (1977) - "Sampling techniques". *Jhon Wiley and Sons Inc.*
- COLEMAN J.D.** (1962) - "Stress-strain relations for partly saturated soils". *Géotechnique*, vol. 12, pp. 348-350.

- COLLIN F., LI X.L., RADU J.P. & CHARLIER R.** (2002) - "Thermo-hydro-mechanical coupling in clay barriers". *Engineering Geology*, vol. 64, pp. 179-193.
- CORNELL A.C.** (1971) - "First order uncertainty analysis of soils deformation and stability". *First International Conference on Applications of Statistics and Probability to Soil and Structural Engineering*, Hong Kong, pp. 130-144.
- CORNEY D., COLEMAN D.J. & BLACK W.P.M.** (1958) - "The movement and distribution of water in soil in relation to highway design and performance". *Highway Res. Board Special Report*, Washington DC, n° 40, pp. 226-252.
- COUSSY O.** (1991) - "Mécanique des milieux poreux". *Editions Technip*, Paris.
- COUSSY O. & DANGLA P.** (2002) - "Approche énergétique du comportement des sols non saturés". in *Mécaniques des sols non saturés, Mécanique et ingénierie des matériaux*, Hermès, Lavoisier, 2002, pp. 137-174.
- COYNE & BELLIER** (1999) - "Analyse du comportement mécanique et hydromécanique du remblai et des scellements en galerie. Rapport N° 1 : Élaboration d'une loi de comportement du remblai en galeries". *Rapport de recherche C NT 0CEB 99 102/C*, ANDRA, 29 p.
- CRISFIELD M.** (1991) - "Non-linear finite element analysis of solids and structures". *John Wiles & Sons Edit*, 345 p.
- CRUIZIAT P. & TYREE M.T.** (1990) - "La montée de la sève dans les arbres". *La recherche*, vol. 21, n° 220, pp. 406-414.
- CUI Y.J.** (1993) - "Étude du comportement d'un limon compacté non saturé et de sa modélisation dans un cadre élasto-plastique". *Thèse de doctorat*, École Nationale des Ponts et Chaussées, CERMES, Paris, 280 p.
- CUI Y.J. & DELAGE P.** (1996) - "Yielding and plastic behaviour of an unsaturated compacted silt". *Géotechnique*, vol. 46, n° 2, pp. 291-311.
- CUI Y.J., YAHIA-AISSA M & DELAGE P** (1998) - "A model for the volume change behavior of heavily compacted swelling clays". *5<sup>th</sup> International Workshop on Key Issues in Waste Isolation Research*, 2-4 December 1998, UPC, Barcelona, Spain, vol. 1, pp. 1-26.
- CUI Y.J., YAHIA-AISSA M & DELAGE P** (2002) - "A model for the volume change behavior of heavily compacted swelling clays". *Engineering Geology*, vol. 64, pp. 233-250.
- CUISINIER O. & MASROURI F.** (2001) - "Study of the hydromechanical behaviour of a swelling soil from low to very high suctions". *6<sup>th</sup> International Workshop on Key Issues in Waste Isolation Research*, Paris, pp. 61-70.
- CUISINIER O.** (2002) - "Comportement hydromécanique des sols gonflants compactés". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 176 p.
- CUISINIER O. & MASROURI F.** (2004) - "Testing the hydromechanical behaviour of a compacted swelling soil". *ASTM, Geotechnical Testing Journal*, vol. 27, n° 6, pp. 598-606.
- DANGLA P., MALINSKY L. & COUSSY O.** (1997) - "Plasticity and imbibition-drainage curves for unsaturated soils: an unified approach". *Numerical Models in Geomechanics*, Quebec, pp. 141-146, Balkema, Rotterdam.
- DANGLA P.** (2002) - "Plasticité et hystérésis". in *Mécaniques des sols non saturés, Mécanique et ingénierie des matériaux*, Hermès, Lavoisier, 2002, pp. 231-273.
- DARDAINE M. & LAJUDIE A** (1985) - "Gonflement et pression de gonflement d'argiles compactées". *Note technique C.E.A., SESD/85.18*.
- DARDAINE M. & GATABIN C** (1986) - "Pression de gonflement d'argiles et de mélanges à base d'argile hautement compactées. Mesures préliminaires". *Note technique C.E.A., SESD/86.42*.
- DAY R. W.** (1994) - "Swell-shrink behavior of compacted clay". *Journal of Geotechnical Geoenvironmental Engineering*, vol. 120, n° 3, pp. 618-623.
- DAY R. W.** (1995) - "Discussion swell-shrink of compacted clay". *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, vol. 123, n° 8, pp. 385-386.
- DE BORST R. & HEERES O.** (2002) - "A unified approach to the implicit integration of standard, non-standard and viscous plasticity models". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 26, pp. 1059-1070.
- DELAGE P. & LEFEBVRE G.** (1984). - "Study of the structure of a sensitive Champlain clay and of its evolution during consolidation". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 21, pp. 21-35.

- DELAGE P., SURAJ DA SILVA G.P.R. & DE LAURE E.** (1992). - "Suction controlled testing of non-saturated soils with an osmotic consolidometer". *Proceedings of the 7<sup>th</sup> International Conference on Expansive Soils*, Dallas, p. 206-211.
- DELAGE P. & HOWAT M.** (1993). - "Étude du comportement hydromécanique d'un matériau argileux gonflant pressenti comme matériau de remblai de galerie". *Rapport de recherche 621 RP CRM 93002*, ANDRA, 73 p.
- DELAGE P., HOWAT M.D. & CUI Y.J.** (1998) - "The relationship between suction and swelling properties in a heavily compacted unsaturated clay". *Engineering Geology*, vol. 50, pp. 31-48.
- DELAGE P. et CUI Y.J.** (2001) - "Comportement mécanique des sols non saturés". *Techniques de l'ingénieur*, traité construction, article C302, 19 p.
- DER KIUREGHIAN A. & KE J.B.** (1988) - "The stochastic finite element method in structural reliability". *Probabilistic Engineering Mechanics*, vol. 3, n° 2, pp. 83-91.
- DER KIUREGHIAN A. & LI C. & ZHANG N.** (1991) - "Recent developments in stochastic finite elements". *Proceedings of the 4<sup>th</sup> IFIP W.G 7.5 Conference*, Springer-Verlag, Munich, Germany, pp. 19-38.
- DERRICHE Z., IGUECHTAL L. & TAS M.** (1999) - "Comportement des ouvrages dans les argiles expansives d'In-Aménas". *Revue Française de Géotechnique*, n° 89, pp. 55-65.
- DIDIER G., LAREAL P. & GIELLY J.** (1973) - "Prévision du potentiel et de la pression de gonflement des sols". *Comptes rendus du congrès de mécanique des sols et des travaux de fondations*, vol. 2-3, pp. 67-72.
- DIF A.E. & BLUEMEL W.F.** (1991) - "Expansive soils under cyclic drying and wetting". *Geotechnical Testing Journal*, vol. 14, pp. 96-102.
- DI MAIO C.** (1996) - "Exposure of bentonite to salt solutions: osmotic and mechanical effects". *Géotechnique*, vol. 46, pp. 695-707.
- DITPAPIN G.** (2003) - "La méthode des éléments finis stochastiques appliquée au remblayage partiel des carrières souterraines". *Mémoire de DEA PAE3S*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 62 p.
- DIXON D.A., GRAY M.N. & GRAHAM J.** (1996) - "Swelling and hydraulic properties of bentonites from Japan, Canada and USA". *Environmental Geotechnics*, vol. 1, pp. 43-48.
- DJEDID A., BEKKOUCHE A. & AISSA MAMOUNE S.M.** (2001) - "Identification et prévision du gonflement de quelques sols de la région de Tlemcen (Algérie)". *Bulletin de liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, vol. 233, pp. 67-75.
- DUNCAN J.M., SEED R.B, WONG K.S. & OZAWA Y.** (1984) - "FEADEAM84 : A computer Program for Finite Element Analysis of Dams". *Geotechnical Engineering. Research report N°SU/GT/84-03*. Department of Civil Engineering, Stanford University, USA, 68p.
- EDIL T.B. & ALANAZY A.S.** (1992) - "Lateral swelling pressures". *Proceedings of the 7<sup>th</sup> International Conference on Expansive Soils*, Dallas, USA, vol. 1, pp. 272-323.
- EL SAYED S.T. & RABBAA S.A.** (1986) - "Factors affecting behavior of expansive soils in the laboratory and field-review". *Geotechnical Engineering*, vol. 17, n° 1, pp. 89-107.
- EROL O. DHOWIAN & YOUSSEF** (1987) - "Assessment of oedometer methods for heave prediction". *Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Conference on Expansive Soils*, New Delhi, pp. 99-103.
- ESTEBAN F.** (1990) - "Caracterización experimental de la expansividad de una roca evaporítica ". *Thèse de doctorat*, Université de Canabria, Santander, Espagne.
- EVANS D.H.** (1967) - "An application of numerical integration techniques to statistical tolerancing". *Technometrics*, vol. 9, n° 3, pp. 441-456.
- EVANS D.H.** (1972) - "An application of numerical integration techniques to statistical tolerancing, III general distributions". *Technometrics*, vol.14, n° 1, pp. 22-35.
- FLEUREAU J.M., SOEMITRO R. & TAIBI S.** (1992) - "Behaviour of an expansive clay related to suction". *Proceedings of the 7<sup>th</sup> International Conference. on Expansive Soils*, Dallas USA, vol. 1, pp. 173-178.
- FLEUREAU J.M., KHEIRBEK-SAOUD S., SOEMITRO R. & TAIBI S.** (1993) - "Behavior of clayey soils on drying-wetting paths". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 30, pp. 287-296.



- FLEUREAU J.M., VERBRUGGE J.C., HUERGO P.J., CORREIA A.G & KHEIRBEK-SAOUD S.** (2002) - "Aspects of the behaviour of compacted clayey soils on drying and wetting paths". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 39, pp. 1341-1357.
- FREDLUND D.G. & MARGENSTERN N.R.** (1977) - "Stress state variables for unsaturated soils". *Journal of Geotechnical Engineering*, vol. 103, pp. 447-466.
- FRIPIAT J.J. & GATINEAU L.** (1984) - "Interaction eau-argiles". *Scien. Géol. Bull.*, vol. 37, n° 4, pp. 283-296.
- FUTAI M.M., ALMEIDA M., CONCIANI W. & FILHO F.** (2002) - "Experimental and theoretical evaluation of plate load test in collapsible soil". In *JUCA et al. (eds), Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Unsaturated Soils*, Recife, Brésil. Rotterdam:Balkema. ISBN: 90-5809-371-9, vol. 2, pp. 721-726.
- GALLIPOLI D., GENS A., SHARMA R. & VAUNAT J.** (2003a) - "An elasto-plastic model for unsaturated soil incorporating the effects of suction and degree of saturation on mechanical behaviour". *Géotechnique*, vol. 53, n° 1, pp. 123-135.
- GALLIPOLI D., WHEELER S.J. & KARSTUNEN M.** (2003b) - "Modelling the variation of degree of saturation in a deformable unsaturated soil". *Géotechnique*, vol. 53, n° 1, pp. 105-112.
- GAOMBALET J.** (2004) - "Le gonflement des argiles et ses effets sur les ouvrages souterrains de stockage". *Thèse de Doctorat*, École Polytechnique de Palaiseau, 324 p.
- GARCIA MOLINA A., GENS A. & OLIVELLA S.** (1996) - "Un modelo constitutivo para suelos no saturados sometidos a variaciones térmicas: formulación, implementación y aplicaciones". *III Congreso de Métodos Numéricos en Ingeniería*, Spain, pp. 503-512.
- GASC-BARBIER M.** (2002) - "Étude des phénomènes de déformation de roches argileuses profondes : apport de la microstructure et des analyses pétrophysiques". *Thèse de doctorat*, Université de Paris VI.
- GASCUEL-ODEUX C.** (1984) - "Analyse bibliographique de la variabilité spatiale de la densité apparente : objectifs, méthodes et résultats". *Bulletin GFHN*, n° 15, pp. 57-71.
- GASCUEL-ODEUX C.** (1987) - "Variabilité spatiale des propriétés hydriques du sol, méthodes et résultats ; cas d'une seule variable : revue bibliographique". *Agronomie*, vol. 7, N°1, pp. 61-71.
- GEISER F.** (1999) - "Comportement mécanique d'un limon non saturé - Étude expérimentale et modélisation constitutive". *Thèse de doctorat*, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (Suisse), 224 p.
- GENS A. & ALONSO E.E.** (1992) - "A framework for the behaviour of unsaturated expansive clays". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 29, pp. 1013-1032.
- GHOSH S. & KIKUCHI N.** (1991) - "An arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element method for large deformation analysis of elastic-viscoplastic solid". *Comput. Meth. Appl. Eng.*, vol. 86, pp. 127-188.
- GILCHRIST H.G.** (1963) - "A study of volume change of a highly plastic clay". *Thèse de doctorat*, Université de Saskatchewan, Saskatoon, Canada, 215 p.
- GOINEAU J.** (2001) - "Prise en compte de l'incertitude sur la connaissance des paramètres géomécaniques dans un calcul aux éléments finis : la méthode des éléments finis stochastiques". *Mémoire de DEA PAE3S*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 89 p.
- GOUY G.** (1910) - "Sur la constitution de la charge électrique à la surface d'un électrolyte". *Annuaire physique*, Paris, vol. 9, pp. 457-468.
- GRAY M.N., CHEUNG S.C.H. & DIXON D.A.** (1984) - "The influence of sand content on swelling pressures and structure developed in statically compacted Na-bentonite". *Atomic Energy of Canada Limited, report 7825*, pp. 1-24.
- GRAHAM J, SAADAT F., GRAY M.N., DIXON D.A & ZHANG Q.Y.** (1989) - "Strength and volume change behaviour of sand-bentonite mixture". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 26, pp. 292-305.
- GROMKO G.J.** (1974) - "Review of expansive soils". *Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division, ASCE*, vol. 100, n° GT6, pp. 667-687.
- GUIMARÃES L.N., GENS A., SÀNCHEZ M. & OLIVELLA S.** (2001) - "Chemo-mechanical modelling of expansive materials". *Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Workshop on Key Issues in Waste Isolation Research*, Paris.

- GUIMARÃES L.N.** (2002) - "Análisis multi-componente no isoterma en medio poroso deformable no saturado". *Thèse de Doctorat*, Université Polytechnique de Catalogne, Espagne.
- GUIRAS-SKANDAJI H.** (1996) - "Déformabilité des sols argileux non saturés : étude expérimentale et application à la modélisation". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 315 p.
- GULHATI S.K. & SATIJA B.S.** (1981) - "Shear strength of partially saturated soils". *Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Stockholm, pp. 609-612.
- HACHICHI A. & FLEUREAU J.M.** (1999) - "Caractérisation et stabilisation de quelques sols gonflants d'Algérie". *Revue Française de Géotechnique*, n° 86, pp. 37-51.
- HARR M.E.** (1977) - "Mechanics of particulate media – A probabilistic approach". *McGraw Hill*, New York, 238 p.
- HEERES O.** (2001) - "Modern strategies for the numerical modelling of the cyclic and transient behaviour of soils". *Thèse de doctorat*, Delft University Press.
- HICHER P.Y. & SHAO J.F.** (2002) - "Elastoplasticité des sols et des roches : Modèles de comportement des sols et des roches 1". *Lavoisier*, ISBN : 2-7462-0436-3.
- HILL R.** (1950) - "The mathematical Theory of Plasticity". *Clarendon Press*, Oxford.
- HOLZ W.G. & GIBBS H.B.** (1956) - "Engineering properties of expansive clays". *Transaction of ASCE*, vol. 121, pp. 641-677.
- HOMAND F.** (1998) - "Mesures thermiques sur le site de l'Est". *Rapport ANDRA B RP 0.ENG 98.009/A*.
- HU Y. & RANDOLPH** (1998) - "A practical numerical approach for large deformation problems in soil". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 22, pp. 327-350.
- HUDER J. & AMBERG G.** (1970) - "Quellung in mergel, opalinuston und anhydrit". *Schweizerische bauzeitung*, n°43, pp. 975-980.
- HUJEUX J.C.** (1985) - "Une loi de comportement pour le chargement cyclique des sols". *Génie Parasismique*, éditions Davidovicki, pp.287-302.
- ISRAELCHVILI J.N.** (1992) - "Intermolecular and surface forces". *Academic Press*, 2<sup>nd</sup> edition.
- JENNINGS J.E.B. & KNIGHT K.** (1957) - "The prediction of total heave from double oedometer test". *Symposium on Expansive Clays*, South African Institute of Civil Engineers, Johannesburg, vol. 9, pp. 13-19.
- JENNINGS J.E.B.** (1961) - "A revised effective stress law for use in the prediction of the behaviour of unsaturated soils". *Pore Pressure and Suction in Soils*. Butter-worth : London, pp.26-30.
- JENNINGS J.E.B. & BURLAND J.B.** (1962) - "Limitations to the use of effective stresses concept in partly saturated soils". *Géotechnique*, vol. 12, n° 2, pp. 125-144.
- JOMMI C. & DI PRISCO C.** (1994) - "Un semplice approccio teorico per la modellazione del comportamento meccanico dei terreni granulari parzialmente saturi". *In Atti Convegno sul Tema: Il Ruolo dei Fluidi nei Problemi di Ingegneria Geotecnica*, Mondovì, pp. 167-188.
- JOSA A., ALONSO E.E., LLORET A & GENS A.** (1987) - "Stress-strain behaviour of partially saturated soils". *Proceedings of the 9<sup>th</sup> European Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Dublin, vol. 2, pp. 561-564.
- JOSA A., BALMACEDA A., GENS A & ALONSO E.E.** (1992) - "An elastoplastic model for partially saturated soils exhibiting a maximum of collapse". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Computational Plasticity*, Barcelona, vol. 1, pp. 815-826.
- JUSTO J.L., DELGADO A. & RUIZ J.** (1984) - "The influence of stress-path in collapse-swelling of soils at the laboratory". *Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference on Expansive Soils*, Adelaide-South Australia, vol. 1, pp. 67-71.
- KANNO T. & WAKAMATSU H.** (1992) - "Water uptake and swelling properties of unsaturated bentonite buffer materials". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 29, pp.1102-1107.
- KARALIS T.K.** (1977) - "Constitutive equations of a non-saturated expansive clay". *Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Tokyo, pp. 97-103.
- KARUBE D. & KAWAI K.** (2001) - "The role of pore water in the mechanical behaviour of unsaturated soils". *Geotechnical and Geological Engineering*, vol. 19, pp. 211-241.

- KASSIF G. & BEN SHALOM A.** (1971) - "Experimental relationship between swell pressure and suction". *Géotechnique*, vol. 21, n° 3, pp. 245-255.
- KAUSEL E. & ROESSET J.M.**, (1975) - "Dynamic stiffness of circular foundations". *Journal of Engineering Mechanics and Division*, vol. 101, n° EM6, pp. 771-785.
- KHALILI N. & KHABBAZ M.H.** (1998) - "A unique relationship for  $\chi$  for the determination of the shear strength of unsaturated soils". *Géotechnique*, vol. 48, n° 2, pp. 1-7.
- KHARKHOUR H.** (2002) - "Modélisation des couplages thermo-hydro-mécaniques et de l'endommagement des roches viscoplastiques dans le contexte du stockage de déchets radioactifs". *Thèse de doctorat*, École des Mines de Paris.
- KOHGO Y., NAKANO M. & MIYAZAKI T.** (1993a) - "Theoretical aspects of constitutive modelling for unsaturated soils". *Soils and Foundations*, vol., 33, n° 4, pp. 49-63.
- KOHGO Y., NAKANO M. & MIYAZAKI T.** (1993b) - "Verification of the generalized elastoplastic model for unsaturated soils". *Soils and Foundations*, vol., 33, n° 4, pp. 64-73.
- KOMINE H. & OGATA N.** (1992) - "Swelling characteristics of compacted bentonite". *Proceedings of the 7<sup>th</sup> International Conference on Expansive Soils*, Dallas, USA, vol. 2, pp. 216-221.
- KOMINE H. & OGATA N.** (1994) - "Experimental study on swelling characteristics of compacted bentonite". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 31, pp. 478-490.
- KOMINE H. & OGATA N.** (1996) - "Prediction for swelling characteristics of compacted bentonite". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 31, pp. 11-22.
- KOMORNIK A. & DAVID D.** (1969) - "Prediction of swelling pressure of clays". *Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division*, vol. 95, n° SM1, pp. 209-225.
- KOMORNIK A., LIVNEH M. & SMUCHA S.** (1980) - "Shear strength and swelling of clay under suction". *Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference on Expansive Clays*, vol. 1, pp. 206-226.
- KORICHE M.A.** (2004) - "Caractérisation du comportement couplé des argilites de Meuse/Haute-Marne aux états saturé et partiellement saturé". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 149 p.
- LAMBE T.W.** (1958) - "The structure of compacted clay". *Proceedings of the American Society of Civil Engineering*, vol. 84, n° SM2, pp. 1-34.
- LAMBE T.W. & WHITMAN R.V.** (1959) - "The role of effective stress in the behaviour of expansive soils". *Quarterly*, Colorado School of Mines, vol. 54, n° 4, pp. 33-60.
- LAMBE T.W.** (1960) - "A mechanistic picture of shear strength in clay". *Proceedings of the American Society of Civil Engineering, Conference on Shear Strength of Cohesive Soils*, Boulder, Colorado, pp. 503-532.
- LAWRENCE M.** (1987) - "Basic random variables in finite element analysis". *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, vol. 24, pp. 1849-1863.
- LEDESMA A., CHAN A.H.C. VAUNAT J. & GENS A.** (1995) - "Finite element formulation of an elasto-plastic model for partially saturated soils". *Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference on Computational Plasticity*, Barcelona, Spain, pp. 1677-1688.
- LEDESMA A., GENS A. & ALONSO E.E** (1996) - "Estimation of parameters in geotechnical backanalysis; maximum likelihood approach". *Computers and Geotechnics*, n° 18, pp. 1-27.
- LEFEVRE I. & LAJUDIE A.** (1987) - "Détermination des capacités d'échange des argiles. Corrélation avec certaines propriétés physico-chimiques". *Note technique C.E.A., SESD/87.11*.
- LEFEVRE C.** (2002) - "La méthode des éléments finis stochastiques appliquée à différents ouvrages géotechniques". *Mémoire de DEA PAE3S*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 58 p.
- LEMAIRE M.** (1992) - "Évaluation des indices de fiabilité associés à des modèles de mécanique des structures". *Revue Française de Mécanique*, n° 2, pp. 145-154.
- LIDE D.R.** (2002) - "Handbook of chemistry and physics". *82<sup>ième</sup> édition*, CRC press. ISBN: 0-8493-0482-2. pp. 8.108-8.116 and 15.25-15.26.
- LIN C. L.** (2000) - "Effect of wet-dry cycling on swelling and hydraulic conductivity of GCLs". *Journal of Geotechnical Engineering*, vol. 126, n° 1, pp. 40-49.
- LIU W.K., BELYTSCHKO T & MANI A.** (1986) - "Random field elements". *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, vol. 23, n°10, pp. 1831-1845.

- LLORET A. & ALONSO E.E.** (1985) - "State surfaces for partially saturated soils". *Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Conference on Soils Mechanics and Foundation Engineering*, San Francisco, vol. 2, pp. 557-562.
- LLORET A., VILLAR M.V., SÀNCHEZ M., GENS A., PINTADO X. & ALONSO E.E.** (2003) - "Mechanical behaviour of heavily compacted bentonite under high suction changes". *Géotechnique*, vol. 53, n° 1, pp. 27-40.
- LORET B. & KHALILI N.** (2000) - "A three phase model for unsaturated soils". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 24, pp. 893-927.
- LOUAULT B.** (1997) - "Approche probabiliste de l'évaluation des zones de tension dans les barrages en terre et en enrochement". *Mémoire* préparé à l'Institut de Ingénieria, UNAM, Mexique, et présenté pour l'obtention du diplôme d'Ingénieur Civil, Option Génie Civil, CUST, Clermont Ferrand, 111p.
- LOW P.F.** (1961) - "Physical chemistry of clay-water interaction". *Advances in Agronomy*, Academic, New York, vol. 13, pp. 269-327.
- LOW P.F.** (1980) - "The swelling of clays: I. Montmorillonites". *Soil Science Society of America Journal*, vol. 44, pp. 667-676.
- LUMB J.P.** (1974) - "The variability of natural soils". *Canadian Geotechnical Journal*, vol.3, n° 2, pp. 74-97.
- MAGNAN D.** (1993) - "Caractérisation in situ des sols gonflants : l'essai Expansol". *Thèse de doctorat*, Université J. Fourier, Grenoble, 190 p.
- MARIOTTI M.** (1976) - "Le gonflement des sols argileux surconsolidés (aspect du phénomène – influence sur les structures – précautions à envisager)". *Mines et Géologies*, Rabat, n° 39, pp. 13-28.
- MARSAL R.J. & MAZARI M.** (1959) - "The Subsoil of Mexico City". *I de I, UNAM, Mexico*.
- MARTIN R.T.** (1960) - "A review of Adsorbed water on clay". *Proceeding of the 9<sup>th</sup> National conference on clay and clay minerals*, Pergamon, New York, pp. 28-70.
- MATHERON G.** (1965) - "Les variables régionalisées et leur estimation". Masson, Paris.
- MATHEWS J. & WALKER R.L.** (1964) - "Mathematical Methods of Physics". 2<sup>nd</sup> Edition, Benjamin Publishers, pp. 286-298.
- MATYAS E.L. & RADHAKRISHNA H.S.** (1968) - "Volume change characteristics of partially saturated soils". *Géotechnique*, vol. 18, pp. 432-448.
- MEDJO EKO R.** (2002) - "Validation of an extended critical state model using the mechanical behaviour of an agricultural soil". *Soil & Tillage Research*, vol. 68, pp. 1-16.
- MELLAH R.** (1999) - "Modélisation stochastique par éléments en élastoplasticité appliquée à la géomécanique". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 159 p.
- MESTAT PH.** (1993) - "Lois de comportement des géomatériaux et modélisation par la méthode des éléments finis". *Série géotechnique GT 52*, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Paris, 193 p.
- MESTAT PH.** (1997) - "Maillages d'éléments finis pour les ouvrages de géotechnique : Conseils et recommandations". *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, n° 212, Novembre-Décembre 1997, Réf. 4161. pp. 39-64.
- MESTAT PH. & BERTHELON J.P.** (2001) - "Modélisation par éléments finis des essais sur fondations superficielles à Labenne". *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, n° 234, Septembre-Octobre 2001, Réf. 4389. pp. 57-78.
- MESTAT PH. & HUMBERT P.** (2001) - "Référentiel de tests pour la vérification de la programmation des lois de comportement dans les logiciels d'éléments finis". *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, n° 230, Janvier-Février 2001, Réf. 4349. pp. 23-38.
- MIAO L., LIU S. & LAI Y.** (2002) - "Research of soil-water characteristics and shear strength features of Nanyang expansive soil". *Engineering Geology*, vol. 65, pp. 261-267.
- MITCHELL J.K** (1993) - "Fundamentals of soil behaviour". *John Wiley and Sons, Inc.*, New York, ISBN : 0-471-85640-1.
- MOREL R.** (1996) - "Les sols cultivés", 2<sup>ème</sup> édition. Paris : *Technique & documentation*, ISBN : 2-7430-0149-6.

- MOU C.H. & CHU T.Y.** (1983) - "Soil-suction approach for evaluation potential". *Shales and swelling soils. U. S., national research council, commission on sociotechnical system*, Washington, DC, United States, transportation-research-record 790, pp. 54-60.
- MOUROUX P., MARGON P. & PINTE J.C.** (1988) - "La construction économique sur les sols gonflants : Manuels et méthodes". vol. 14, BRGM, France.
- NAGARAJ T.S. & SRINIVASA M.B.R.** (1983) - "An approach for prediction of swelling soil behaviour". *Proceedings of the 7<sup>th</sup> Asian regional Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, vol. 1, pp. 52-55.
- NOBLE C.A.** (1966) - "Swelling measurements and prediction of heave for lacustrine clay". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 3, n° 1, pp. 32-41.
- OFER Z., BLIGHT G. & KOMORNIK A.** (1983) - "An *in situ* swelling pressure test". *Proceedings of the 7<sup>th</sup> Asian regional Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, vol. 1, pp. 64-70.
- OFER Z. & BLIGHT G.** (1985) - "Measurement of swelling pressure in the laboratory and *in situ*". *Transportation Research Record*, n° 1032, pp. 15-22.
- OLIVELLA S., GENS A., CARRERA J. & ALONSO E.E.** (1996) - "Numerical formulation for a simulator (*Code\_Bright*) for the coupled analysis of saline media", *Engineering Computations*, vol. 13, n° 7, pp. 87-112.
- ORLANDI S.** (1996) - "Método del elemento finito estocástico en geotecnia. Análisis no lineal". *Master Degree thesis*, DEPFI, UNAM, Mexico, 81p.
- ORTIZ M. & SIMO J.** (1986) - "An analysis of a new class of integration algorithms for elastoplastic constitutive relations". *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 23, pp. 353-366.
- OSIPOV V.I., NGUEN NGOK BIK & RUMJANTSEVA N. A.** (1987) - "Cyclic swelling of clays". *Applied Clay Science*, vol. 2, pp. 363-374.
- OTEO MAZO C., SAEZ AUÑON J. & ESTEBAN F.** (1995) - "Laboratory tests and equipment with suction control". In *Alonso & Delage (eds), Proceedings of the 1<sup>st</sup> International Conference on Unsaturated Soils*, Paris, vol. 3, pp. 1509-1515.
- PAKZAD M.** (1995) - "Modélisation du comportement hydromécanique des argiles gonflantes à faibles porosités". *Thèse de doctorant*, Université d'Orléans, France, 193 p.
- PHILIPPONNAT G.** (1991) - "Retrait-gonflement des argiles, proposition de méthodologie". *Revue Française de Géotechnique*, n° 57, pp.5-22.
- POPESCU R., PREVOST J.H. & DEODATIS G** (1998) - "Characteristic percentile of soil strength for dynamic analysis". In *Proceeding of the 1998 Conference on Geotechnical Earthquake Engineering and soil Dynamics III, Part 2*, Seattle, Wash. pp. 1461-1471.
- PORTER A.A. & NELSON J.D.** (1980) - "Strain controlled testing of expansive soils". *Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference on Expansive Soils*, Denver, vol. 1, pp.34-44.
- POTTS D. & GENS A.** (1985) - "A critical assessment of methods of correcting for drift from the yield surface in elastoplastic finite element analysis". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 9, pp. 149-159.
- POTTS D. & GANENDRA D.** (1992) - "A comparison of solution strategies for non-linear finite element analysis of geotechnical problems". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Computational Plasticity*, Barcelona, pp. 803-814.
- POTTS D. & GANENDRA D.** (1994) - "An evaluation of substepping and implicit stress point algorithm". *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 119, pp. 341-354.
- POTTS D. & ZDRAVKOVIĆ L.** (1999) - "Finite element analysis in geotechnical engineering Theory". *Thomas Telford Edition*, 440 p.
- POUSADA E.** (1984) - "deformabilidad de arcillas expansivas bajo succión controlada". *Thèse de doctorat*, Université Polytechnique de Madrid, Espagne.
- PUSH R.** (1982) - "Mineral-water interactions and their influence on the physical behaviour of highly compacted Na-bentonite". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 19, pp. 381-387.
- QI Y., AL-MUKHTAR M., ALCOVER J.F & BERGAYA F.** (1996) - "Coupling analysis of macroscopic and microscopic behaviour in highly consolidated Na-laponite clays". *Applied Clay Science*, vol. 11, pp. 185-197.

- RAMPINO R., MANCUSO C. & VINALE F.** (2000) - "Experimental behaviour and modelling of an unsaturated compacted soil". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 37, pp. 748-763.
- RANGANATHAM & SATYANARAYANA** (1965) - "A rational method of predicting swelling potential for compacted expansive clays". *Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Conference on Soils Mechanics and Foundation Engineering*, Montreal, pp. 92-96.
- RENDULIC L.** (1963) - "Relation between void ratio and effective principal stresses for a remoulded silty clay". *Proceedings of the 1<sup>st</sup> International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Cambridge, MA, vol. 3, pp. 48-51.
- RICHARD L.A.** (1931) - "Capillary conduction of liquids through porous medium". *Physics 1*, pp. 169-173.
- ROBINET J.C. & RHATTAS M.** (1993) - "An elasto-plastic model for cyclic loading of dense and active clay". *Actes du Symposium International, Geology and Confinement of toxic Wastes, Goeconfine 93*, Montpellier, France, vol. 1, pp. 109-114.
- ROBINET J.C., PASQUIOU A., JULIEN A., BÉLANTEUR N. & PLAS F.** (1997) - "Expériences de laboratoire sur le comportement thermo-hydro-mécanique de matériaux argileux remaniés gonflants et non gonflants". *Revue Française de Géotechnique*, vol. 4, n°81, pp. 53-80.
- ROMERO E., GENS A. & LLORET A.** (1998) - "Thermo-mechanical behaviour of a heavily overconsolidated unsaturated clay as observed in suction controlled oedometer tests". *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Unsaturated Soils*, Beijing (Chine) : Int. Academic Publishers. ISBN : 7-80003-422-4. vol. 1, pp.426-431.
- ROMERO E.** (1999) - "Characterization and thermo-hydro-mechanical behaviour of unsaturated boom clay : an experimental study". *Thèse de doctorat*, Université Polytechnique de Catalogne, Barcelone, 405 p.
- ROSENBLUETH E.** (1975) - "Point estimates for probability moments". *Proceedings of the Nat. Acad. Sciences, USA*, vol. 72, pp. 3812-3814.
- SAIYOURI N.** (1996) - "Approche microstructurale et modélisation des transferts d'eau et du gonflement dans les argiles non saturées". *Thèse de Doctorat*, École Centrale de Paris, 228 p.
- SÀNCHEZ M., GENS A., GUIMARÃES L.N & OLIVELLA S.** (2005) - "A double structure generalized plasticity model for expansive materials". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, in press.
- SEED H.B., WOODWARD R.J. & LUNDGREN R.** (1962) - "Prediction of swelling potential for compacted clay". *Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division*, vol. 88, n° SM4, pp. 107-131.
- SHARMA R.S.** (1998) - "Mechanical behaviour of unsaturated highly expansive clays". *Thèse de doctorat*, Université d'Oxford, UK.
- SHENG D., SWITH D. & SLOAN S.W.** (2002) - "An explicit integration scheme for unsaturated soil models". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Unsaturated Soils*, Recife; vol. 1, pp. 125-131.
- SHENG D.** (2003) - "Non-convexity of the Barcelona Basic Model – Comment on S.J. Wheeler, D. Gallipoli and M. Karstunen". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 27, pp. 879-881.
- SHENG D., SLOAN S.W., GENS A. & SMITH D.W.** (2003a) - "Finite element formulation and algorithms for unsaturated soils. Part I: Theory". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 27, pp. 745-765.
- SHENG D., SMITH D.W., SLOAN S.W. & GENS A.** (2003b) - "Finite element formulation and algorithms for unsaturated soils. Part II: Verification and application". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 27, pp. 767-790.
- SHENG D., SLOAN S.W. & GENS A.** (2004) - "A constitutive model for unsaturated soils: thermomechanical and computational aspects". *Computational Mechanics*, vol. 33.
- SHUAI** (1996) - "Simulation of swelling pressure measurements on expansive soils". *Thèse de doctorat*, Université de Saskatchewan, Saskatoon, Canada, 228 p.
- SIMO J. & TAYLOR R.** (1985) - "Consistent tangent operators for rate-independent elastoplasticity". *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 48, pp. 101-118.
- SIMO J. & HUGHES T.** (1998) - "Computational Inelasticity". *Springer-Verlag*, 392 p.
- SIVAKUMAR V.** (1993) - "A critical state framework for unsaturated soil". *Thèse de doctorat*, Université de Sheffield, UK.

- SIVAKUMAR V. & WHEELER S.J.** (1993) - "Elasto-plastic volume change of unsaturated compacted clay". *Geotechnical Special Publication n° 39, Unsaturated Soils*, Edited by Sandra L. Houston and Warren K. Wray, pp.127-138.
- SIVAKUMAR V. & WHEELER S.J** (2000) - "Influence of compaction procedure on the mechanical behaviour of an unsaturated compacted clay. Part I: wetting and isotropic compression". *Géotechnique*, vol. 50, n° 4, pp. 359-368.
- SKEMPTON A. W.** (1961) - "Horizontal stresses in an over-consolidated eocene clay". *Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, vol. 1, pp. 351-357.
- SLOAN S. W.** (1987) - "Subtepping schemes for the numerical integration of elastoplastic stress-strain relations". *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 24, pp. 893-911.
- SLOAN S. W. & BOOKER J.** (1992) - "Integration of Tresca and Mohr-Coulomb constitutive relations in plane strain elastoplasticity". *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 33, pp. 163-196.
- SLOAN S. W., ABBO A. & SHENG D.** (2001) - "Refined explicit integration of elastoplastic models with automatic error control". *Engineering Computation*, vol. 18, n° 1, pp. 121-154.
- SOEMITRO R.A.A.** (1994) - "Contribution à l'étude du rôle de la pression interstitielle négative dans le gonflement et d'autres aspects du comportement des sols non saturés". *Thèse de doctorat*, École Centrale de Paris, 347p.
- SOROCHAN E.A.** (1989) - "Construction d'ouvrages sur les sols gonflants". (En russe), Strojizdat, Moscou, 312 p.
- SPANOS P.D. & GHANEM R.** (1989) - "Stochastic finite element expansion for random media". *Journal of Engineering Mechanics Division, ASCE*, vol. 115, n° 5, pp. 1035-1053.
- SPARKS A.D.W.** (1963) - "Theoretical considerations of stress equations for partly saturated soils". *3<sup>rd</sup> Regular Conference for Africa on Soils Mechanics and Foundation Engineering*, Salisburg.
- SRIDHARAN A., RAO A.S. & SIVAPULLAIAH P.V.** (1986) - "Swelling pressure of clays". *Geotechnical Testing Journal*, vol. 9, n° 1, pp. 24-33.
- SUBBA RAO K.S., RAO S.M & GANGADHARA S.** (2000) - "Swelling behaviour of a desiccated clay". *Geotechnical Testing Journal*, vol. 23, n° 2, pp. 193-198.
- SULLIVAN R.A. & McCLELAND B.** (1969) - "Predicting heave of buildings on unsaturated clays". *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Expansive Clays Soils*, Texas A&M Univ, pp. 404-420.
- SUN D.A., MATSUOKA H. & XU Y.F.** (2004) - "Collapse behaviour of compacted clays in suction-controlled triaxial tests". *Geotechnical Testing Journal*, vol. 27, n° 4, pp. 362-370.
- TABANI P.** (1999) - "Transfert hydrique dans des sols déformables". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 173 p.
- TAIBI S.** (1994) - "Comportement mécanique et hydraulique des sols soumis à une pression interstitielle négative - Étude expérimentale et modélisation". *Thèse de Doctorat*, École Centrale de Paris, 374 p.
- TAMAGNINI C., CASTELLANZA R. & NOVA R.** (2002) - "Implicit integration of constitutive equations in computational plasticity". *Revue Française de Génie Civil*, vol. 6, n° 5, pp. 1051-1067.
- TEIGEN J.G. & FRANGOPOL D.M.** (1991) - "Probabilistic FEM for non-linear concrete structures. I : Theory". *Journal of Structural Engineering, ASCE*, vol. 117, N°9, pp. 2674-2689.
- TERZAGHI K.** (1923) - "Die Berechnung der Durchlässigkeitsziffer des Tonnes aus dem Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen", *Sitzber, Akademie der Wis-Vinna, Austria, Part Iia*, 132, pp. 125-138.
- TESSIER D.** (1984) - "Étude expérimentale de l'organisation des matériaux argileux – Hydratation, gonflement et structuration au cours de la dessiccation et de la réhumectation". *Thèse de doctorat*, Université Paris VII, 362 p.
- TESSIER D.** (1990) - "Organisation des matériaux argileux en relation avec leur comportement hydrique". In *DECARREAU A. (ed.), Matériaux argileux, structure, propriétés et applications*. Paris : Société Française de minéralogie et de cristallographie, 1990. pp. 387-445. ISBN : 2-903589-06-02.
- TESSIER D.** (1991) - "Behaviour and microstructure of clay minerals". In *De Boodt et al. (eds). Soil colloids and their association in aggregates*. Plenum Presss: New York, pp. 387-415.

- TESSIER D., DARDAINE M., BEAUMONT A. & JAUNET A.** (1998) - "Swelling pressure and microstructure of an activated swelling clay with temperature". *Clay minerals*, vol. 33, pp. 255-267.
- THOUVENIN G.** (1999) - "Modélisations couplées thermo-hydro-mécaniques en milieux poreux partiellement saturés : solutions linéaires et non linéaires". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 190 p.
- TISOT J.P. & ABOUSHOOK M.** (1983) - "Triaxial study of swelling characteristics. *Proceedings of the VII Asian regional Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Haïfa, pp. 94-97
- TISOT J.P.** (1984) - "Propriétés géomécaniques des sédiments des grands fonds océaniques". *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Lorraine, École Nationale Supérieure de Géologie, Nancy, 328 p.
- TOLL D.G.** (1990) - "A framework for unsaturated soil behaviour". *Géotechnique*, vol. 40, n° 1, pp. 31-44.
- TRIPATHY S., SUBBA RAO K.S. & FREDLUND D.G.** (2002) - "Water content-void ratio swell-shrink paths of compacted expansive soils". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 39, pp. 938-959.
- VANDANGEON P.** (1992) - "Exemples de sinistres en région parisienne". *Revue Française de Géotechnique*, n° 58, pp. 7-14.
- VAN GENUCHTEN M.TH.** (1980) - "A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils". *Soil Science Society American Journal*, vol. 44, pp. 892 - 898.
- VANMARCKE E.H. & GRIGORIU M.** (1983) - "Stochastic Finite Element Analysis of Simple Beam". *Journal of Engineering Mechanics Division, ASCE*, vol. 109, n° 5, pp. 1203-1214.
- VAUNAT J., ROMERO E. & JOMMI C.** (2000a) - "Elastoplastic modelling of deformation and hysteretic water changes in unsaturated soils". *Congreso Ibero-Latinoamericano de Métodos Computacionales en Ingeniería*, Río de Janeiro, 6-8 diciembre 2000.
- VAUNAT J., CANTE J.C., LEDESMA A. & GENS A.** (2000b) - "A stress point algorithm for an elastoplastic model in unsaturated soils". *International Journal of Plasticity*, vol. 16, pp. 121-141.
- VAUNAT J & OLIVELLA S.** (2002) - "Code Bright/GiD: A 3-D program for the thermo-hydro-mechanical analysis in geological media ". *Proceedings of the 1<sup>st</sup> Conference on Advances and Applications of GiD*, Barcelona, Spain, digital format.
- VICOL T.** (1990) - "Comportement hydraulique et mécanique d'un sol fin non saturé. Application à la modélisation". *Thèse de doctorat*, École Nationale des Ponts et Chaussées, CERMES, Paris, 257 p.
- VIJAYVERGIYA V.N. & GHAZZALY O.I.** (1973) - "Prediction of swelling potential for natural clays". *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Expansive Soils*, vol. 1, Haïfa, pp. 227-236.
- VILLAR M.V.** (1995) - "Firsts results of suction controlled oedometer tests in highly expansive montmorillonite". In *Alonso & Delage (eds), Proceedings of the 1<sup>st</sup> International Conference on Unsaturated Soils*, Paris. Rotterdam: Balkema. ISBN: 90-5410-583-6, vol. 1, pp. 207-213.
- VILLAR M.V. & MARTÍN P.L.** (1996) - "Suction-controlled oedometer tests in montmorillonite clay: preliminary results". *Engineering Geology of Waste Disposal*, vol. 11, pp. 309-312.
- VILLAR M.V.** (1999) - "Investigation of the behaviour of bentonite by means of suction-controlled oedometer tests". *Engineering Geology*, vol. 54, pp. 67-73.
- WHEELER S.J. & SIVAKUMAR V.** (1995) - "An elasto-plastic critical framework for unsaturated soil". *Géotechnique*, vol. 45, n° 1, pp. 35-53.
- WHEELER S.J.** (1996) - "Inclusion of specific water volume within an elasto-plastic model for unsaturated soil". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 33, pp. 42-57.
- WHEELER S.J. & SIVAKUMAR V.** (2000) - "Influence of compaction procedure on the mechanical behaviour of an unsaturated compacted clay. Part II: shearing and constitutive modelling". *Géotechnique*, vol. 50, n° 4, pp. 369-376.
- WHEELER S.J., GALLIPOLI D. & KARSTUNEN M.** (2002) - "Comments on use of the Barcelona Basic Model for unsaturated soils". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 26, pp. 1561-1571.
- WHEELER S.J., SHARMA R.S. & BUISSON M.S.R.** (2003) - "Coupling of hydraulic hysteresis and stress-strain behaviour in unsaturated soils ". *Géotechnique*, vol. 53, n° 1, pp. 41-54.



- WILLIAMS J. & SHAYKEWICH C.F.** (1969) - "An evaluation of polyethylene glycol (PEG) 6 000 and PEG 20 000 in the osmotic control of soil water matric potential". *Canadian Journal of Soil Science*, vol. 49, pp. 397-401.
- WINDAL T.** (2001) - "Étude en laboratoire du gonflement des sols : mise au point d'un œdomètre flexible et étude du gonflement tridimensionnel". *Thèse de doctorat*, Université des Sciences et Technologie, Lille, 128 p.
- WISSMAN J. & HAUK C.** (1983) - "Efficient elastic-plastic finite element analysis with higher order stress point algorithms". *Computers and Structures*, vol. 17, pp. 89-95.
- WONE M.** (1995) - "Contribution à la modélisation du comportement hydrique et mécanique des remblais routiers en matériaux fins". *Thèse de doctorat*, École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 199 p.
- WONG R.C.K.** (1998) - "Swelling and softening behaviour of La Biche shale". *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 35, pp. 206-221.
- WROTH C.P. & HOULSBY** (1985) - "Soil mechanics-property characterization and analysis procedures". *Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, San Francisco, CA, vol. 1, pp. 1-54.
- WU W., LI X. CHARLIER R. & COLLIN F.** (2004) - "A thermo-hydro-mechanical constitutive model and its numerical modelling for unsaturated soils". *Computers and Geotechnics*, vol. 31, pp. 155-167.
- XU Y.F., MATSUOKA H. & SUN D.A.** (2003) - "Swelling characteristics of fractal-textured bentonite and its mixtures". *Applied Clay Science*, vol. 22, pp. 197-209.
- YAHIA-AISSA M.** (1999) - "Comportement hydromécanique d'une argile gonflante fortement compactée". *Thèse de doctorat*, École Nationale des Ponts et Chaussées, CERMES, Paris, 241 p.
- YAMAGUCHI E.** (1993) - "A comparative study of numerical methods for computing stress increments in elasto-plastic materials". *Proceedings of the Asia-Pacific Symposium on Advances in Plasticity and its Applications*, Hon Kong, p. 625-630.
- YONG R.N. & WARKENTIN B.P.** (1966) - "Interaction to Soil Behavior". *Macmillan, New York*.
- ZUR B.** (1966) - "Osmotic control of the matric soil-water potential: I. Soil water system". *Soil Science*, vol. 102, pp. 394-398.

---

---

# ***ANNEXES***

---

---



# Annexes

Annexe 1 : Description du code de calcul *Code\_Bright*, 8 p.

Annexe 2 : Détermination des coordonnées du point d'intersection de la droite passant par les points représentant les états de contraintes correspondants à l'état actuel et à l'état calculé avec les surfaces de charge (*SI*, *SD* et *LC*), 5 p.

Annexe 3 : Équation de la fonction de charge du modèle *BExM* dans l'espace ( $p^*$ ,  $q$ ,  $s$ ), 3 p.

Annexe 4 : Fiche du modèle implanté, 6 p.

Annexe 5 : Préparation des fichiers de résultats des modélisations *Code\_Bright*. Notice d'utilisation du programme *CB\_FOSM*, 9 p.

Annexe 6 : Corrélation entre les différents paramètres du modèle *BExM*, 3 p.



---

***ANNEXE 1***

**DESCRIPTION DU CODE DE CALCUL  
*CODE\_BRIGHT***

---



# 1. INTRODUCTION

Le code de calcul par éléments finis *Code\_Bright* est un logiciel développé par le Département de Géotechnique et Geoscience de l'Université Polytechnique de Catalogne (Espagne) depuis 1996, pour l'analyse des problèmes couplés thermo-hydro-mécaniques (THM) dans des géomatériaux (Olivella *et al.*, 1996). Le code est écrit en Fortran et il est composé de plusieurs sous-programmes. Le programme n'utilise pas des bibliothèques extérieures.

*Code\_Bright* se compose d'un programme de calcul et d'un pré et post-processeur *GiD* (Vaunat et Olivella, 2002). Ces différents programmes communiquent entre eux par l'intermédiaire d'une base de données propre à l'étude considérée (fig. 1).

La réalisation d'un calcul à l'aide de *Code\_Bright* se traduit généralement par l'enchaînement des étapes suivantes :

- utilisation du pré-processeur *GiD* pour la génération du jeu de données employées par *Code\_Bright* (maillages, lois de comportement, conditions aux limites, chargements, etc.) ;
- lancement du programme de calcul *Code\_Bright*, qui effectue la résolution numérique du problème étudié ;
- utilisation du post-processeur *GiD* pour l'interprétation des résultats sur écran et la réalisation de sorties graphiques.

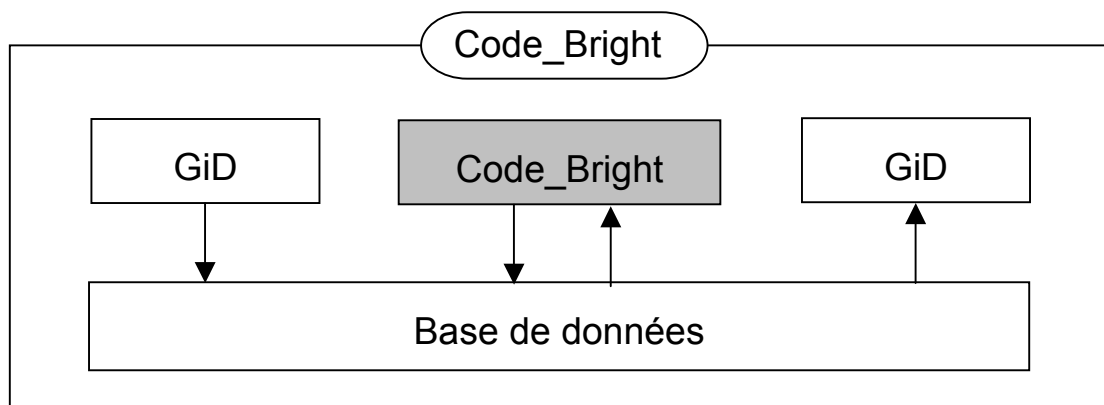


Figure 1 - Organisation du code de calcul de *Code\_Bright*

## 2- PRÉ-PROCESSEUR ET POST-PROCESSEUR *GiD*

*Code\_Bright* utilise le système *GiD* comme pré et post-processeur. *GiD* est développé par le CIMNE (Espagne) (*International Center for Numerical Methods in Engineering*). Il est un outil interactif graphique qui permet de constituer les données nécessaires au programme de calcul *Code\_Bright*, à savoir le maillage et le jeu de données. Ainsi, il permet, par visualisation sur écran graphique, une analyse rapide des résultats des calculs effectués par *Code\_Bright*.

Les principales fonctions réalisées par *GiD* sont :

- saisie du contour géométrique du problème ;
- génération d'éléments bidimensionnels et tridimensionnels ;
- préparation des autres données du calcul (choix du type de calcul, caractéristiques mécaniques et hydriques, conditions aux limites, chargements, etc.) ;



- choix d'un certain nombre de points et/ou d'éléments pour variation en fonctions du temps ;
- choix des pas et des intervalles de temps ;
- gestion de la base des données caractéristiques de l'étude (fichiers de données et de sorties) ;
- représentation des résultats obtenus (contraintes, déplacements, degrés de saturation, pression de l'eau, pression de l'air, etc.) ;
- dessin du maillage ;
- tracé des déformées ;
- tracé des courbes ou zones d'isovaleurs, etc.

Le programme de calcul *Code\_Bright* lit les données de deux fichiers : ROOT\_GEN.DAT et ROOT\_GRI.DAT. Ces fichiers sont identifiés par l'argument ROOT (précédemment lut dans un autre fichier appelé ROOT.DAT). Si le programme de résolution requiert d'être exécuté à l'extérieur de l'environnement *GiD*, i.e. dans un autre ordinateur où *GiD* n'est pas installé ou l'utilisateur a besoin de vérifier les données d'entrée de calcul, il est possible de récupérer ces deux fichiers de données dans lesquels *Code\_Bright* lit toutes les données nécessaires.

Le nom de ces deux fichiers est composé de l'extension (.DAT) qui indique que ces fichiers contiennent des données d'entrée, un suffixe (\_GEN ou \_GRI) qui indique un fichier avec des informations générales ou un fichier avec des informations du maillage et un argument (ROOT) qui est un nom donné par l'utilisateur.

### 3- PROGRAMME DE CALCUL *CODE\_BRIGHT* :

*Code\_Bright* est le programme de résolution numérique des problèmes couplés thermo-hydro-mécaniques par la méthode des éléments finis.

La formulation de ces problèmes est basée sur l'approche compositionnelle qui suppose que le milieu poreux se compose de trois phases : solide, liquide et gazeuse. La phase solide contient les agrégats solides, la phase liquide contient l'eau et l'air dissous, et la phase gazeuse contient l'air et la vapeur d'eau.

Les équations qui régissent un problème thermo-hydro-mécanique peuvent être classées par catégorie dans trois groupes principaux : les équations d'équilibre, les équations constitutives et les restrictions d'équilibre. Les équations d'équilibre établissent les conditions de la conservation de la masse d'eau, conservation de la masse d'air, conservation de l'énergie et de l'équilibre mécanique. Elles sont résolues simultanément pour tenir compte, d'une façon appropriée, des diverses combinaisons entre les phénomènes. Les inconnues sont les déplacements ( $u$ ), la pression du liquide ( $P_l$ ), la pression du gaz ( $P_g$ ) et la température ( $T$ ). Les équations constitutives établissent le lien entre ces inconnues et les variables dépendantes. Par exemple, le degré de saturation sera calculé en utilisant une courbe de rétention (courbe donnant la variation de la teneur ( $\theta$ ) ou du degré de saturation ( $S_r$ ) en fonction de la succion du sol ( $s$ ) :  $\theta(s)$  ou  $S_r(s)$ ), qui dépend de la température et de la pression de liquide. Les équations régissantes sont finalement écrites en termes d'inconnus quand les équations constitutives sont substituées dans les équations d'équilibre. Les relations qui relient les variables dépendantes avec les inconnus sont les restrictions d'équilibre. Elles sont obtenues en supposant l'équilibre chimique pour la dissolution de différentes espèces (air et vapeur) dans les phases (liquide et gazeuse).

Les signes des déformations, des contraintes et des pressions suivent la convention de mécanique des milieux continus, avec des contraintes totales négatives en compression,

des pressions d'eau et d'air positives en compression et des déformations positives en dilatation.

### 3.1- Les équations d'équilibre

Un sommaire des équations d'équilibre est donné ici (d'autres détails sont fournis dans Olivella *et al.*, 1994). La notation suivante est utilisée :  $\phi$  : porosité ;  $b$  : forces volumiques ;  $\rho$  : densité ;  $\omega$  : fraction de masse ;  $j$  : flux de masse total ;  $\theta$  : teneur en masse par volume unitaire de phase, i.e.,  $\theta = \rho \cdot \omega$  ;  $E$  : énergie interne spécifique ;  $i_c$  : flux de chaleur conducteur ;  $j_E$  : flux d'énergie dus au mouvement de masse ;  $S_l, S_g$  : degré de saturation des phases liquides et gazeuses. Les indices supérieurs  $w$  et  $a$  se rapportent à l'eau et à l'air, respectivement. Les indices inférieurs  $s, l$  et  $g$  se rapportent à la phase solide, liquide et gazeuse, respectivement. Chaque équation différentielle partielle est naturellement associée à une inconnue.

- **Équation de conservation de la masse d'eau :** **inconnue**

$\frac{\partial}{\partial t}$  (masse de l'eau dans la phase liquide et gazeuse) Pression du liquide ( $P_l$ )

+ divergence (flux totaux de l'eau) = approvisionnement externe en eau

$$\frac{\partial}{\partial t}(\theta_l^w S_l \phi + \theta_g^w S_g \phi) + \nabla \cdot (j_l^w + j_g^w) = f^w \quad (1)$$
- **Équation de conservation de la masse d'air :** **inconnue**

$\frac{\partial}{\partial t}$  (masse de l'air dans la phase liquide et gazeuse) Pression du liquide ( $P_g$ )

+ divergence (flux totaux de l'air) = approvisionnement externe en air

$$\frac{\partial}{\partial t}(\theta_l^a S_l \phi + \theta_g^a S_g \phi) + \nabla \cdot (j_l^a + j_g^a) = f^a \quad (2)$$
- **Équation de conservation de l'énergie interne :** **inconnue**

$\frac{\partial}{\partial t}$  (énergie interne dans la phase solide, liquide et gazeuse) Température (T)

+ divergence (flux totaux de l'énergie) = approvisionnement externe en chaleur

$$\frac{\partial}{\partial t}(E_s \rho_s (1-\phi) + E_l \rho_l S_l \phi + E_g \rho_g S_g \phi) + \nabla \cdot (i_c + j_{Es} + j_{El} + j_{Eg}) = f^Q \quad (3)$$
- **Équation de conservation de la masse de solide :** **inconnue**

$\frac{\partial}{\partial t}$  (masse de solide) Porosité  $\phi$

+ divergence (flux totaux de sel) = approvisionnement externe en sel

$$\frac{\partial}{\partial t}(\theta_s (1-\phi)) + \nabla \cdot (j_s) = 0 \quad (4)$$
- **Équation d'équilibre mécanique :** **inconnue**

divergence (tenseur de contrainte totale) Déplacement

+ (vecteur des forces volumiques) = 0  $u = (u_x, u_y, u_z)$

$$\nabla \cdot \sigma + b = 0 \quad (5)$$

### 3.2- Les restrictions d'équilibre

La masse de la vapeur d'eau par volume unitaire de la phase gazeuse ( $\theta_g^w$ ) est liée à la succion de sol, ( $P_g - P_l$ ), par la loi de Kelvin :

$$\theta_g^w = (\theta_g^w)^0 \exp \left[ - \frac{(P_g - P_l) M_w}{R (T + 273.15) \rho_l} \right] \quad (6)$$

où  $(\theta_g^w)^0$  est la densité de vapeur à une succion nulle,  $M_w$  est la masse moléculaire de l'eau et  $R$  est le constant de gaz parfait.

L'air dissous dans la phase liquide est lié à la pression partielle d'air ( $P_a$ ) par la loi d'Henry :

$$\theta_l^a = \frac{P_a}{H} \frac{M_a}{M_w} \rho_l \quad (7)$$

où  $M_a$  est la masse moléculaire de l'air et  $H$  est le constant d'Henry.

### 3.3- Les équations constitutives

#### 3.3.1- Hydraulique

Les écoulements de liquide et de gaz suivent la loi de Darcy :

$$q_\alpha = -\frac{k}{\mu_\alpha} k_{r\alpha} (\nabla P_\alpha - \rho_\alpha g) \quad (\alpha = l, g) \quad (8)$$

où  $q$  est le flux advectif,  $k$  est le tenseur de perméabilité intrinsèque qui dépend de la structure de pore du milieu poreux,  $k_{r\alpha}$  est la valeur de la perméabilité relative,  $\mu_\alpha$  est la viscosité dynamique,  $P_\alpha$  est la pression de la phase  $\alpha$  et  $g$  est le vecteur de gravité.

La variation de la perméabilité intrinsèque avec la porosité est donnée par :

$$k = k_0 \frac{\phi^3 (1 - \phi_0)^2}{(1 - \phi)^2 \phi_0^3} \quad (9)$$

où  $k_0$  est la perméabilité intrinsèque correspondant à  $\phi_0$  (porosité de référence).

La dépendance de la perméabilité relative avec le degré de saturation effective ( $S_e$ ) peut être considérée par différentes manières dans *Code\_Bright* :

$$k_{rl} = \sqrt{S_e} \left( 1 - \left( 1 - S_e^{1/\lambda} \right)^\lambda \right)^2 \quad (\text{Van-Genuchten}) \quad (10)$$

$$k_{rl} = A S_e^n \quad (\text{loi généralisée de puissance}) \quad (11)$$

$$k_{rg} = 1 - k_{rl} \quad (\text{loi par défaut}) \quad (12)$$

$$k_{rg} = A (1 - S_e)^\beta \quad (\text{loi généralisée de puissance}) \quad (13)$$

avec :

$$S_e = \frac{S_l - S_{lr}}{S_{ls} - S_{lr}} \leq 1 \quad (14)$$

où  $S_l$  est le degré de saturation,  $S_{lr}$  et  $S_{ls}$  sont les degrés de saturation résiduel et maximum respectivement, et  $\lambda$ ,  $n$ ,  $A$ , et  $\beta$  sont des paramètres caractéristiques du sol considéré.

Il est également nécessaire de définir la courbe de rétention des matériaux en reliant le degré de saturation avec la succion ( $s = P_g - P_l \geq 0$ ). Les expressions implantées dans le code sont :

$$S_e = \left( 1 + \left( \frac{s}{P} \right)^{1-\lambda} \right)^{-\lambda} \quad (\text{Van-Genuchten}) \quad (15)$$

$$S_e = 1 - \frac{s}{P} \quad (\text{modèle linéaire}) \quad (16)$$

$$S_e = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{s}{P}}} \quad (\text{loi racine carrée}) \quad (17)$$

Avec :

$$P = P_0 \frac{\sigma}{\sigma_0} \quad (18)$$

où  $\lambda$ ,  $P_0$  sont des paramètres,  $\sigma_0$  est la tension superficielle à la température pour laquelle  $P_0$  a été déterminé et  $\sigma$  est la tension superficielle à la température  $T$ .

Finalement, la diffusion moléculaire de l'air dans le liquide est régie par la loi de Fick :

$$i_l^a = -D_l^a \nabla \omega_l^a = -(\phi \rho_l S_l \tau D_m^a \mathbf{I} + \rho_l D_l^a) \nabla \omega_l^a \quad (19)$$

où  $i_l^a$  est le flux massique non-advective de l'air dans la phase liquide,  $D_l^a$  est le tenseur de dispersion,  $\tau$  est la tortuosité,  $D_l^a$  est le tenseur de dispersion mécanique et  $D_m^a$  est le coefficient de diffusion moléculaire de l'air dans la phase liquide.

### 3.3.2- Thermique

La conductivité thermique ( $\lambda$ ) est employée dans la loi de Fourier pour calculer le flux conducteur de la chaleur ( $i_c$ ) :

$$i_c = -\lambda \nabla T \quad (20)$$

La conductivité thermique ( $\lambda$ ) dépend de la porosité et de la saturation. Son expression est donnée par :

$$\lambda = \lambda_{sat}^{S_l} \lambda_{dry}^{(1-S_l)} \quad (21)$$

où  $\lambda_{sat}$  et  $\lambda_{dry}$  sont les conductivités thermiques du sol en conditions saturées et sèches, respectivement.

Les énergies internes par unité de masse de la phase liquide ( $E_l$ ), gazeuse ( $E_g$ ) et solide ( $E_s$ ) peuvent être exprimées comme suit (Batchelor, 1983 ; Gens *et al.*, 1998) :

$$E_l (J/kg) = 4180 T \omega_l^w + 1006 T \omega_l^a \quad (22)$$

$$E_g (J/kg) = (2.5 \times 10^6 + 1900 T) \omega_g^w + 1006 T \omega_g^a \quad (23)$$

$$E_s (J/kg) = c_s T \quad (24)$$

où  $c_s$  est la chaleur spécifique de la phase solide et  $T$  est la température exprimée en °C.

### 3.3.2- Mécanique

Plusieurs modèles mécaniques ont été implantés dans ce code qui sont les suivants :

- élasticité linéaire ;
- élasticité linéaire avec prise en compte de la pression de fluide et des effets thermiques ;
- élasticité non linéaire ;
- viscoélasticité pour matériaux salins ;
- viscoplasticité pour matériaux salins et matériaux granulaires ;
- thermo-élasto-plasticité pour les sols.

Ce dernier modèle (thermo-élasto-plasticité pour les sols) sera détaillé ici parmi les autres car il reprend le modèle de Barcelone pour les sols non saturés non gonflants (*BBM*) (Alonso *et al.*, 1987, 1990).

L'équation constitutive mécanique prend, en général, la forme incrémentale suivante :

$$d\sigma^* = D(d\varepsilon^e + d\varepsilon^p) + h ds \quad (25)$$

où  $d\varepsilon^e$ ,  $d\varepsilon^p$  est l'incrément de déformation élastique et plastique, respectivement,  $d\sigma^*$  est l'incrément de contrainte nette ( $\sigma^* = \sigma - P_a \mathbf{m}$ , avec  $\mathbf{m}^T = [1, 1, 1, 0, 0, 0]$ ,  $P_a$  est la pression de l'air),  $D$  est la matrice élastoplastique,  $h$  est un vecteur qui tient compte de l'effet du changement de succion sur les déformations totales.

En termes des contraintes invariantes, la surface de charge du modèle *BBM* s'écrit comme suit :

$$F = F(p', J, \theta, \varepsilon_v^p, s) \quad (26)$$

avec :

$$p' = \frac{\sigma'_x + \sigma'_y + \sigma'_z}{3} = p - \max(P_g, P_l) \quad (27)$$

$$J = \sqrt{\frac{1}{2} \text{trace}(s^* : s^*)} \quad (28)$$

$$s^* = \sigma - pI \quad (29)$$

$$\theta = -\frac{1}{3} \sin^{-1} \left( 1,5 \sqrt{3} \det s^* / J^3 \right) \quad (30)$$

$I$  est la matrice d'identité,  $\varepsilon_v^p$  est la déformation volumique plastique et  $\theta$  est l'angle de Lode. Pour la simplicité, la forme du modèle de Cam-Clay modifié classique est prise comme la loi constitutive saturée isotherme de référence :

$$F = \frac{3J^2}{g_y^2} - L_y^2 (p' + p_s)(p_0(s) - p') = 0 \quad (31)$$

où  $g_y$  est une fonction de l'angle de Lode  $\theta$ . Les expressions implantées dans le code sont :

$$g_y(\theta) = \frac{\sin \phi}{(\cos \phi + 0,577 \sin \theta \sin \phi)} \quad (\text{fonction de Mohr-Coulomb}) \quad (32)$$

avec  $\phi$  l'angle de frottement.

$$g_y(\theta) = \frac{X}{(1 + Y \sin 3 \theta)^Z} \quad (\text{fonction de Van-Eeckelen}) \quad (33)$$

avec  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  sont des constants.

$$g_y(\theta) = 1 \quad (\text{fonction de Van-Mises : par défaut}) \quad (34)$$

$$L_y = \frac{M}{g_y|_{\theta = -\pi/6}} \quad (35)$$

où  $M$  est la pente de la courbe d'état critique supposée indépendante de la succion.

$p_0$  est considéré dépendant de la succion :

$$p_0 = p_c \left( \frac{p_0^*(T)}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0) - \kappa_0}{\lambda(s) - \kappa_0}} \quad (36)$$

avec :

$$p_0^*(T) = p_0^* + 2(\alpha_1 \Delta T + \alpha_3 \Delta T |\Delta T|) \quad (37)$$

$$\lambda(s) = \lambda(0) [r + (1-r) \exp(-\beta s)] \quad (38)$$

$$\Delta T = T - T_{ref} \quad (39)$$

où  $p_0^*$  est la pression de préconsolidation apparente sous une succion nulle,  $p_c$  est une pression de référence,  $\lambda(s)$  est la pente de compression vierge à la succion  $s$ ,  $\kappa_{i0}$  la pente élastique de la courbe de compressibilité,  $r$  un paramètre lié à la rigidité du sol quand la succion tend vers l'infini,  $\beta$  un paramètre qui contrôle le taux d'augmentation de la rigidité avec la succion,  $T$  est la température en °K et  $\alpha_1, \alpha_2$  sont des paramètres du matériau.

$p_s$  est donné par la formule suivante :

$$p_s = p_{s0} + k \exp(-\rho \Delta T) s \quad (40)$$

où  $p_{s0}$  est la contrainte de cisaillement à l'état saturé,  $\rho$  est un paramètre qui exprime la diminution de la contrainte de cisaillement avec la température et  $k$  est un paramètre désignant l'augmentation de la cohésion avec la succion.

La loi d'écroûissage du modèle s'écrit comme suit :

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = \frac{1 + e_0}{\lambda(0) - \kappa_{i0}} d\varepsilon_v^p \quad (41)$$

où  $d\varepsilon_v^p$  les déformations volumiques plastiques,  $e$  est l'indice des vides initiale.

Le potentiel plastique est donné par :

$$G = \frac{3J^2}{g_p^2} - \alpha L_p^2 (p' + p_s)(p_0(s) - p') \quad (42)$$

où  $g_p$  est une fonction de l'angle de Lode  $\theta$ . Les expressions implantées dans le code sont :

$$g_p(\theta) = \frac{\sin\phi}{(\cos\phi + 0,577 \sin\theta \sin\phi)} \quad (\text{fonction de Mohr-Coulomb}) \quad (43)$$

avec  $\phi$  l'angle de frottement.

$$g_p(\theta) = \frac{X}{(1 + Y \sin^3\theta)^Z} \quad (\text{fonction de Van-Eeckelen}) \quad (44)$$

avec  $X, Y$  et  $Z$  sont des constants.

$$g_p(\theta) = 1 \quad (\text{fonction de Van-Mises : par défaut}) \quad (45)$$

$$L_p = \frac{M}{g_p|_{\theta=-\pi/6}} \quad (46)$$

si  $\alpha = 1$ , le modèle est associatif.

Les déformations volumiques élastiques du modèle sont données par :

$$d\varepsilon_v^e = \frac{\kappa_i(s) dp'}{1 + e} + \frac{\kappa_s(p', s)}{1 + e} \frac{ds}{s + p_{atm}} + (\alpha_0 + 2\alpha_2 \Delta T) dT \quad (47)$$

avec :

$$\kappa_i(s) = \kappa_{i0} (1 + \alpha_i s) \quad (48)$$

$$\kappa_s(p', s) = \kappa_{s0} \left( 1 + \alpha_{sp} \ln \frac{p'}{p_{ref}} \right) \exp(\alpha_{ss} s) \quad (49)$$

où  $\kappa_{s0}$  est le coefficient de compressibilité pour des incréments de succion dans le domaine élastique,  $\alpha_0, \alpha_2, \alpha_i, \alpha_{sp}$  et  $\alpha_{ss}$  sont des paramètres du matériau.

Cependant, le modèle implanté ne prend pas en compte l'existence de surface de charge en succion (*Suction Increase*). Donc, il est incapable d'analyser des problèmes couplés hydromécaniques.

### **3.4- Conditions aux limites**

Les conditions aux limites imposées aux inconnues (déplacement, pression de l'eau, pression de l'air et température) sont des déplacements ou forces imposées au milieu, des flux ou des charges d'eau imposés pour l'eau, des flux ou des charges d'air imposés pour l'air et des flux d'énergie pour la température.

### **3.5- Méthodes de résolution numérique**

Le système des équations différentielles partielles présenté ci-dessus est résolu numériquement. La méthode des éléments finis est utilisée pour la discrétisation spatiale tandis que la méthode des différences finis suivant une chemin implicite est utilisée pour la discrétisation temporelle. La méthode de *Newton-Raphson* est utilisée pour résoudre le système non linéaire des équations algébriques qui résultent une fois les discrétisations spatiales et temporelles sont appliquées.

---

## ***ANNEXE 2***

**DÉTERMINATION DES COORDONNÉES  
DU POINT D'INTERSECTION DE LA  
DROITE PASSANT PAR LES POINTS  
REPRÉSENTANT LES ÉTATS DE  
CONTRAINTES CORRESPONDANTS À  
L'ÉTAT ACTUEL ET À L'ÉTAT CALCULÉ  
AVEC LES SURFACES DE CHARGE (SI, SD  
ET LC)**

---





# 1- INTRODUCTION

Dans cette annexe, nous présentons une description détaillée du calcul des coordonnées du point C intersection de la droite passant les points A et B, représentant les états de contraintes correspondants à l'état actuel et à l'état calculé respectivement, avec les surfaces de charge *SI*, *SD* et *LC* (fig.1).

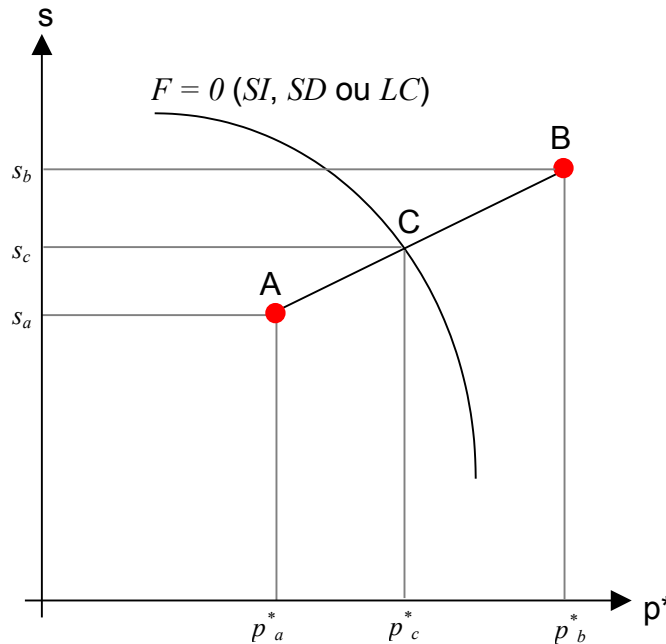


Figure 1 - Détermination des coordonnées du point C intersection de la droite passant par les points A et B avec les surfaces des charges *SI*, *SD* et *LC*

## 2- ÉQUATION DE LA DROITE PASSANT PAR LES POINTS A ET B

L'équation de la droite passant par le point A( $p_a^*$ ,  $s_a$ ) et B( $p_b^*$ ,  $s_b$ ) est de la forme :

$$s - s_a = m (p^* - p_a^*) \tag{1}$$

avec :

$$m = \frac{(s_b - s_a)}{(p_b^* - p_a^*)} \tag{2}$$

Dans le cas où  $p_a^* = p_b^*$ , m tendrait vers l'infini. Dans ce cas l'équation de la droite "AB" est donnée par :

$$p^* = p_a^* = p_b^* \tag{3}$$

## 3- INTERSECTION DE LA DROITE "AB" AVEC LA SURFACE "SI"

L'équation de la surface de charge *SI* dans le plan ( $p^*$ ,  $s$ ) est donnée par :

$$p^* + s - s_o = 0 \tag{4}$$

Le calcul des coordonnées du point C( $p_c^*$ ,  $s_c$ ), intersection de la droite "AB" avec la surface *SI*, revient à résoudre le système de deux équations à deux inconnus présenté dans le tableau 1 :

Tableau 1 - Le système à résoudre pour le calcul des coordonnées du point d'intersection de la droite "AB" avec la surface SI

Point C
$s_c = m(p_c^* - p_a^*) + s_a$
$s_c = s_0 - p_c^*$

La résolution de ce système donne :

$$p_c^* = \frac{s_0 + m p_a^* - s_a}{(1 + m)} \quad (5)$$

$$s_c = \frac{m(s_0 - p_a^*) + s_a}{(1 + m)} \quad (6)$$

Dans le cas où  $p_a^* = p_b^*$ , le calcul des coordonnées du point C revient à résoudre le système présenté dans le tableau 2 :

Tableau 2 - Le système à résoudre pour le calcul des coordonnées du point d'intersection de la droite "AB" avec la surface SI dans le cas où  $p_a^* = p_b^*$

Point C
$p_c^* = p_a^*$
$s_c = s_0 - p_c^*$

La résolution de ce système donne :

$$p_c^* = p_a^* \quad (7)$$

$$s_c = s_0 - p_a^* \quad (8)$$

#### 4- INTERSECTION DE LA DROITE "AB" AVEC LA SURFACE "SD"

L'équation de la surface de charge SD dans le plan ( $p^*, s$ ) est donnée par :

$$p^* + s - s_h = 0 \quad (9)$$

Le calcul des coordonnées du point C( $p_c^*, s_c$ ), intersection de la droite "AB" avec la surface SD, revient à résoudre le système de deux équations à deux inconnus présenté dans le tableau 3 :

Tableau 3 - Le système à résoudre pour le calcul des coordonnées du point d'intersection de la droite "AB" avec la surface SD

Point C
$s_c = m(p_c^* - p_a^*) + s_a$
$s_c = s_h - p_c^*$

La résolution de ce système donne :

$$p_c^* = \frac{s_h + m p_a^* - s_a}{(1 + m)} \quad (10)$$

$$s_c = \frac{m(s_h - p_a^*) + s_a}{(1 + m)} \quad (11)$$

Dans le cas où  $p_a^* = p_b^*$ , le calcul des coordonnées du point C revient à résoudre le système présenté dans le tableau 4 :

Tableau 4 - Le système à résoudre pour le calcul des coordonnées du point d'intersection de la droite "AB" avec la surface SD dans le cas où  $p_a^* = p_b^*$

Point C
$p_c^* = p_a^*$
$s_c = s_h - p_c^*$

La résolution de ce système donne :

$$p_c^* = p_a^* \quad (12)$$

$$s_c = s_h - p_a^* \quad (13)$$

## 5- INTERSECTION DE LA DROITE "AB" AVEC LA SURFACE "LC"

L'équation de la surface de charge LC dans le plan  $(p^*, s)$  est donnée par :

$$p^* = p_c \left( \frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0) - \kappa}{\lambda(s) - \kappa}} \quad (14)$$

avec :

$$\lambda(s) = \lambda(0) [(1-r)\exp(-\beta s) + r] \quad (15)$$

Si l'on pose :

$$C_1 = p_c \quad (16)$$

$$C_2 = \frac{p_0^*}{p_c} \quad (17)$$

$$C_3 = \lambda(0) - \kappa \quad (18)$$

$$C_4 = \lambda(0)(1-r) \quad (19)$$

$$C_5 = \lambda(0)r - \kappa \quad (20)$$

L'équation de la surface de charge LC (équation 14) devient :

$$p^* = C_1 (C_2)^{\frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s) + C_5}} \quad (21)$$

Le calcul des coordonnées du point C( $p_c^*$ ,  $s_c$ ), intersection de la droite "AB" avec la surface LC, revient à résoudre le système de deux équations à deux inconnus présenté dans le tableau 5 :

Tableau 5 - Le système à résoudre pour le calcul des coordonnées du point d'intersection de la droite "AB" avec la surface LC

Point C
$s_c = m(p_c^* - p_a^*) + s_a \Rightarrow p_c^* = \frac{s_c - s_a + m p_a^*}{m}$
$p_c^* = C_1 (C_2)^{\frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5}}$

Ce système est insolvable analytiquement. Nous avons donc résolu ce système numériquement en utilisant la méthode de Newton, pour des valeurs données des paramètres du modèle ( $p_c, p_0^*, \lambda(0), \kappa, r$  et  $\beta$ ).

Nous avons donc cherché à résoudre le système :  $F(s_c) = 0$ , où la fonction  $F(s_c)$  est donnée par :

$$F(s_c) = C_1 (C_2) \frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5} - \frac{s_c - s_a + m p_a^*}{m} \quad (22)$$

La résolution numérique par la méthode de Newton consiste à :

- donner une solution de départ ;
- faire des itérations :

$$s_c^{k+1} = s_c^k - \frac{F(s_c^k)}{\frac{dF}{ds}(s_c^k)} \quad (23)$$

où :

$s_c^{k+1}$  et  $s_c^k$  sont les solutions au rang k+1 et au rang k respectivement ;

$\frac{dF}{ds}$  est la dérivée de la fonction  $F$  par rapport à  $s$ , elle est donnée par :

$$\frac{dF}{ds}(s_c) = -\frac{1}{m} + \frac{C_1 (C_2) \frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5} C_3 C_4 \exp(-\beta s_c) \beta \text{Log}(C_2)}{(C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5)^2} \quad (24)$$

- tester la convergence : test sur l'écart entre la solution au rang k+1 et celle au rang K. Si l'écart entre les deux valeurs est inférieur à une tolérance fixée par l'utilisateur, alors la solution est :

$$s_c = s_c^k \quad (25)$$

$$p_c^* = \frac{s_c^k - s_a + m p_a^*}{m} \quad (26)$$

L'avantage de cette méthode pour la résolution de ce système est qu'elle converge vers la solution exacte quelle que soit la solution de départ donnée.

### 5.1- Détermination des coordonnées du point C dans le cas $p_a^* = p_b^*$

Dans le cas où  $p_a^* = p_b^*$ , le calcul des coordonnées du point C revient à résoudre le système présenté dans le tableau 6 :

Tableau 6 - Le système à résoudre pour le calcul des coordonnées du point d'intersection de la droite "AB" avec la surface LC dans le cas où  $p_a^* = p_b^*$

Point C
$p_c^* = p_a^*$
$p_c^* = C_1 (C_2) \frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5}$

Comme dans le cas précédent, ce système a été résolu numériquement en utilisant la méthode de Newton, avec :

$$F(s_c) = C_1 (C_2) \frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5} - p_a^* \quad (27)$$

$$\frac{dF}{ds}(s_c) = \frac{C_1 (C_2)^{\frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5}} C_3 C_4 \exp(-\beta s_c) \beta \text{Log}(C_2)}{(C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5)^2} \quad (28)$$

## 5.2- Détermination des coordonnées du point C dans le cas $s_a = s_b$

Dans le cas où  $s_a = s_b$ ,  $m$  serait égale à 0. Ceci pose un problème dans les calculs de la fonction  $F(s_c)$  (équation 22) et de sa dérivée (équation 24) car dans leurs formulations, il y a une division par le paramètre  $m$ .

Dans ce cas l'équation de la droite "AB" est donnée par :

$$s = s_a = p_b \quad (29)$$

Le calcul des coordonnées du point C revient donc à résoudre le système présenté dans le tableau 7 :

Tableau 7 - Le système à résoudre pour le calcul des coordonnées du point d'intersection de la droite "AB" avec la surface LC dans le cas où  $s_a = s_b$

Point C
$s_c = s_a$
$p_c^* = C_1 (C_2)^{\frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s_c) + C_5}}$

Les coordonnées du point C sont alors

$$p_c^* = C_1 (C_2)^{\frac{C_3}{C_4 \exp(-\beta s_a) + C_5}} \quad (30)$$

$$s_c = s_a \quad (31)$$



---

***ANNEXE 3***

**ÉQUATION DE LA FONCTION DE CHARGE  
DU MODÈLE *BE<sub>x</sub>M* DANS L'ESPACE  
( $p^*$ ,  $q$ ,  $s$ )**

---





Nous avons vu dans le chapitre III que de la fonction de charge du modèle *BExM* dans le plan (X,q) est une ellipse dont l'équation est donnée par (fig.1) :

$$\left[ \frac{X}{(I/2)} \right]^2 + \left[ \frac{q}{(J/2)} \right]^2 = 1 \quad (1)$$

où :

*I* est la longueur de l'axe de l'ellipse selon la direction de l'axe *X* et *J* est la longueur de l'axe de cette ellipse selon la direction de l'axe *q* :

$$I = \|EF\| = \sqrt{(p_F^* - p_E^*)^2 + (s_F - s_E)^2} \quad (2)$$

$$J = 2 \sqrt{M^2 [k_1 + |p_s[O]|] + [p_0[O] - k_1]} \quad (3)$$

où :

$k_1$  et  $k_2$  sont les coordonnées du point O, milieu de [EF], dans le plan ( $p^*$ ,s) données par :

$$k_1 = \frac{p_F^* + p_E^*}{2} \quad (4)$$

$$k_2 = \frac{s_F + s_E}{2} \quad (5)$$

$$p_s[O] = k_2 \quad (6)$$

$$p_0[O] = p_c \left( \frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0) - \kappa}{\lambda(0)[(1-r) \exp[-\beta k_2] + r] - \kappa}} \quad (7)$$

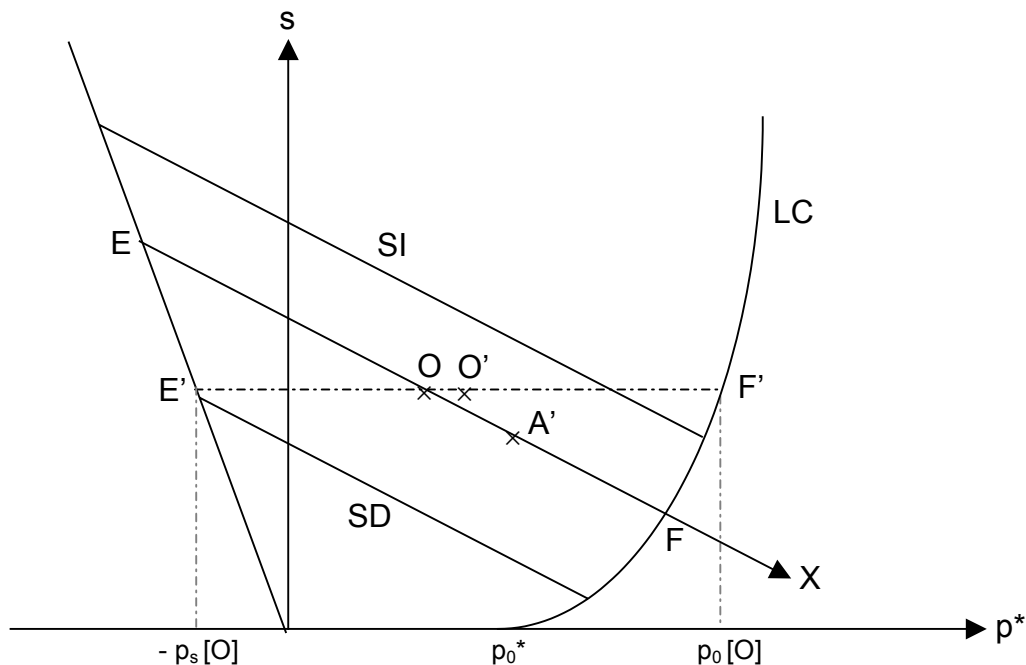


Figure 1 - Projection des fonctions de charge dans le plan ( $p^*$ ,s)

La détermination de l'équation de cette ellipse dans le plan ( $p^*$ ,q) nécessite une transformation des coordonnées. En effet, le passage du plan (X,q) au plan ( $p^*$ ,q) se fait par deux transformations : une rotation et une translation (fig. 2) :

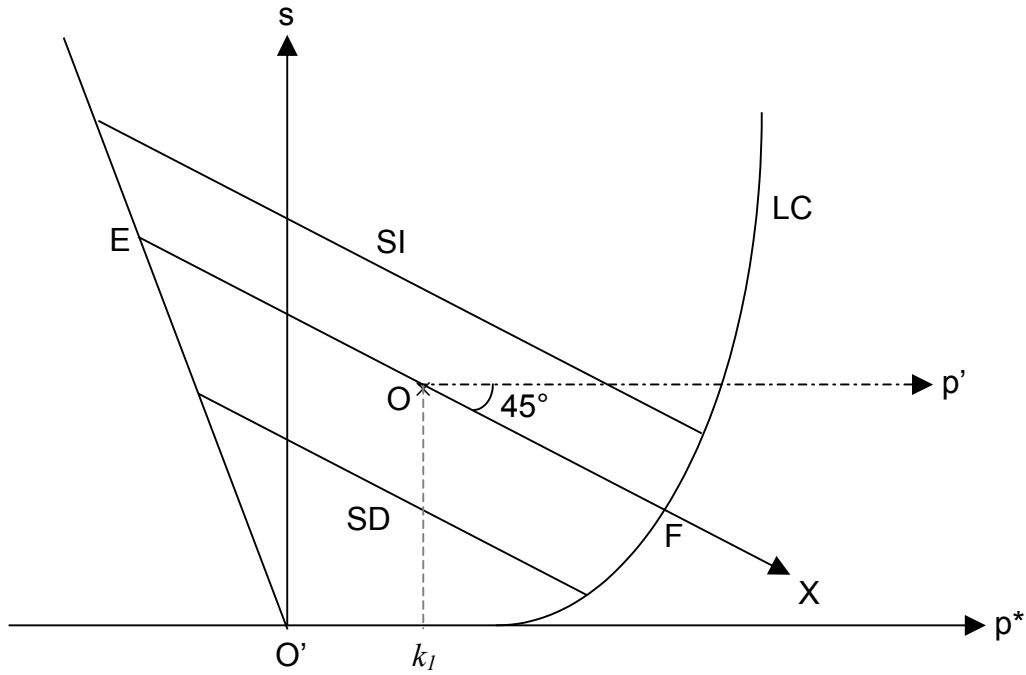


Figure 2 - Passage du plan  $(X,q)$  au plan  $(p^*,q)$

$$\{X,q\} \xrightarrow{\text{Rotation } (45^\circ)} \{p',q\} \xrightarrow{\text{Translation}} \{p^*,q\}$$

Pour la rotation, la transformation des coordonnées se fait de la manière suivante :

$$p' = X \cos(45^\circ) = X \frac{\sqrt{2}}{2} \quad (8)$$

$$q = q \quad (9)$$

Pour la translation, la transformation des coordonnées se fait de la manière suivante :

$$p^* = p' + k_1 \quad (10)$$

$$q = q \quad (11)$$

La somme de ces deux transformations donne :

$$p^* = k_1 + X \frac{\sqrt{2}}{2} \Rightarrow X = \sqrt{2} (p^* - k_1) \quad (12)$$

$$q = q \quad (13)$$

L'équation (1) devient alors :

$$\left[ \frac{\sqrt{2} (p^* - k_1)}{(I/2)} \right]^2 + \left[ \frac{q}{(J/2)} \right]^2 = 1 \quad (14)$$

Si l'on pose :

$$A = I/2 \quad (15)$$

$$B = J/2 \quad (16)$$

L'équation (14) devient :

$$\frac{2(p^* - k_1)^2}{A^2} + \frac{q^2}{B^2} = 1 \Rightarrow \quad (17)$$

$$-1 + \frac{2k_1^2}{A^2} - \frac{4k_1}{A^2} p^* + \frac{2}{A^2} p^{*2} + \frac{q^2}{B^2} = 0 \Rightarrow \quad (18)$$

$$-1 + \frac{2k_1^2}{(I/2)^2} - \frac{4k_1}{(I/2)^2} p^* + \frac{2}{(I/2)^2} p^{*2} + \frac{q^2}{(J/2)^2} = 0 \quad (19)$$

D'où la fonction de charge du modèle *BExM* est donnée par :

$$F = (cte1) + (cte2) p^* + (cte3) p^{*2} + (cte4) q^2 \quad (20)$$

avec :

$$cte1 = -1 + \frac{2k_1^2}{(I/2)^2} \quad (21)$$

$$cte2 = -\frac{4k_1}{(I/2)^2} \quad (22)$$

$$cte3 = \frac{2}{(I/2)^2} \quad (23)$$

$$cte4 = \frac{1}{(J/2)^2} \quad (24)$$



---

---

***ANNEXE 4***

**FICHE DU MODÈLE IMPLANTÉ**

---

---



## ELASTOPLASTIC MODEL FOR UNSATURATED SWELLING SOILS

CODES	ICL = 91 to 97      ITYCL = see below
DESCRIPTION	Elastoplastic model for unsaturated swelling soils
EQUATIONS	<p>For this model, equations are written assuming Soils Mechanics compression (<math>p &gt; 0</math>, <math>\varepsilon_v &gt; 0</math>, compression).</p> <p>The mechanical constitutive equation takes the incremental general form:</p> $d\sigma^* = D d\varepsilon + h ds$ <p>This equation is derived from:</p> $d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^e + d\underline{\underline{\varepsilon}}^p = D_e^{-1} d\sigma^* + h_e ds + \lambda \frac{\partial G}{\partial \sigma^*}$ <p>where an elastoplastic constitutive law has been selected that is based on a generalized yield surface that depends not only on stress but on suction as well:</p> $F = F(\sigma^*, \varepsilon_v^p, s)$ <p>volumetric strain is defined as:</p> $\varepsilon_v = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ <p>and <math>\varepsilon_v^p</math> is the plastic volumetric strain.</p> <p>Using stress invariants this equation depends on:</p> $F = F(p^*, J, \varepsilon_v^p, s)$ <p>where:</p> $p^* = \frac{\sigma_x^* + \sigma_y^* + \sigma_z^*}{3} = p - \max(P_g, P_l)$ $J = \sqrt{\frac{1}{2} \text{trace}(s^* : s^*)} \qquad s^* = \sigma - p I$ <p>where <math>I</math> is the identity tensor.</p> <p>For this model <math>F</math> has the following form:</p> $F = (cte1) + (cte2) p^* + (cte3) p^{*2} + (cte4) J^2$ <p>with cte1, cte2, cte3 et cte4 depends on the parameters of the model (<math>\kappa_0</math>, <math>\lambda(0)</math>, <math>r</math>, <math>\beta</math>, <math>p_0</math> et <math>p_s</math>).</p> <p><math>p_0</math>, is considered dependent on suction:</p> $p_0 = p_c \left( \frac{p_0^*(T)}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0) - \kappa_0}{\lambda(s) - \kappa_0}}$ $p_0^*(T) = p_0^* + 2(\alpha_1 \Delta T + \alpha_3 \Delta T  \Delta T )$ $\lambda(s) = \lambda(0) [r + (1-r) \exp(-\beta s)]$ $p_s = p_{s0} + k \exp(-\rho \Delta T) s \qquad \Delta T = T - T_{ref}$



Hardenings depend on plastic volumetric strain according to:

$$ds_h = \frac{K_m d\alpha_1}{f} = ds_0$$

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = \frac{(1 + e_M)}{\lambda(0) - \kappa} d\alpha_2$$

where:

$$d\alpha_1 = d\varepsilon_{vSI}^p + d\varepsilon_{vSD}^p$$

$$d\alpha_2 = d\varepsilon_{vSI}^p + d\varepsilon_{vSD}^p + d\varepsilon_{vLC}^p$$

Two alternative constitutive laws are considered for  $K_m$ :

ICL = 98 and ITYCL = 1

$$K_m = \frac{(1 + e_m)(p^* + s)}{\kappa_m}$$

ICL = 98 and ITYCL = 2

$$K_m = \frac{e^{-\alpha_m(p^* + s)}}{\beta_m}$$

Three types of the functions were proposed for the interaction functions between micro and macrostructural levels:

ICL = 96 and ITYCL = 1

$$f_D = f_{D0} + f_{D1} \left(1 - \frac{p^*}{p_0^*}\right)^{n_D}$$

$$f_I = f_{I0} + f_{I1} \left(\frac{p^*}{p_0^*}\right)^{n_I}$$

ICL = 96 and ITYCL = 2

$$f_D = a_D + b_D \tanh \left[ c_D \left(\frac{p^*}{p_0}\right) - d_D \right]$$

$$f_I = a_I + b_I \tanh \left[ c_I \left(\frac{p^*}{p_0}\right) - d_I \right]$$

ICL = 96 and ITYCL = 3

$$f_D = \frac{f_{D1} - f_{D2}}{\pi} \operatorname{atan} \left[ k_D \left(\frac{p^*}{p_0} - x_D\right) \right] + \frac{f_{D1} + f_{D2}}{2}$$

$$f_I = \frac{f_{I1} - f_{I2}}{\pi} \operatorname{atan} \left[ k_I \left(\frac{p^*}{p_0} - x_I\right) \right] + \frac{f_{I1} + f_{I2}}{2}$$

The model is regarded as associatif, thus  $F = G$ .

The variation of stress-stiffness with suction and, especially, the variation of swelling potential with stress and suction have been considered. Elastic component of the model (volumetric macrostructural strains):

$$d\varepsilon_{vM}^e = \frac{\kappa_i(s) dp'}{1+e} + \frac{\kappa_s(p',s)}{1+e} \frac{ds}{s+p_{atm}} + (\alpha_0 + 2\alpha_2 \Delta T) dT$$

where:

$$\kappa_i(s) = \kappa_{i0} (1 + \alpha_i s)$$

$$\kappa_s(p',s) = \kappa_{s0} \left( 1 + \alpha_{sp} \ln \frac{p'}{p_{ref}} \right) \exp(\alpha_{ss} s)$$

Since this model requires a substantial number of parameters, several ICL's are included:

ICL = 91 contains elastic parameters

ICL = 92 contains parameters for the thermal terms

ICL = 93 contains plastic parameters

ICL = 94 contains parameters for different aspects

ICL = 95 contains parameters for the Newton method

ICL = 96 contains parameters for the coupling functions

ICL = 97 contains parameters for the integration of the model

ICL = 98 contains parameters determining the microstructural behavior

PARAMETERS FOR ICL = 91 (Elastic parameters), ITYCL = 1

P1	$\kappa_{i0}$	-	Initial (zero suction) elastic slope for specific volume-mean stress
P2	$\kappa_{s0}$	-	Initial (zero stress) elastic slope for specific volume-suction
P3	$K_{min}$	MPa	Minimum bulk module
P4	Void		
P5	$\nu$	-	Poisson's ration
P6	$\alpha_{ss}$	-	Parameter for $\kappa_s$
P7	Void		
P8	$\alpha_i$	-	Parameter for $\kappa_i$
P9	$\alpha_{sp}$	-	Parameter for $\kappa_s$
P10	$p_{ref}$	MPa	Reference mean stress

PARAMETERS FOR ICL = 92 (Thermal parameters), ITYCL = 1

P1	$\alpha_0$	$^{\circ}\text{C}^{-1}$	Parameters of elastic thermal strain
P2	$\alpha_1$	$\text{MPa } ^{\circ}\text{C}^{-1}$	Parameters of plastic thermal strain
P3	$\alpha_2$	$^{\circ}\text{C}^{-2}$	Parameters of elastic thermal strain
P4	$\alpha_3$	$\text{MPa } ^{\circ}\text{C}^{-2}$	Parameters of plastic thermal strain
P5	$T_{ref}$	$^{\circ}\text{C}$	Reference temperature

PARAMETERS FOR ICL = 93 (Plastic parameters 1), ITYCL = 1

P1	$\lambda(0)$	-	Slope of void ratio-mean stress curve at zero suction
P2	$r$	-	Parameter defining the maximum soil stiffness
P3	$\beta$	$\text{MPa}^{-1}$	Parameter controlling the rate of increase of soil stiffness with suction
P4	$\rho$	$^{\circ}\text{C}^{-1}$	Parameter that takes into account decrease of tensile strength due to temperature
P5	$k$	-	Parameter that takes into account increase of tensile strength due to suction
P6	$p_{s0}$	MPa	Tensile strength in saturated conditions

PARAMETERS FOR ICL = 94 (Plastic parameters 2), ITYCL = 1

P1	$p_c$	MPa	Reference pressure
P2	M	-	Critical state line parameter
P3	Void		
P4	$e_0$	-	Initial void ration
P5	$p_0^*$	MPa	Initial preconsolidation mean stress for saturated soil
P6	$s_0$	MPa	Parameter to determine the position of SI (Suction Increase)
P7	$s_h$	MPa	Parameter to determine the position of SD (Suction Decrease)

PARAMETERS FOR ICL = 95 (Newton's method parameters), ITYCL = 1

P1	Toler4	-	Tolerance on the Newton's method
P2	$s_i$	MPa	Initial solution

PARAMETERS FOR ICL = 96(Coupling functions parameters), ITYCL = 1

P1	$f_{I0}$	-	Parameter for $f_I$
P2	$f_{I1}$	-	Parameter for $f_I$
P3	$n_I$	-	Parameter for $f_I$
P4	$f_{D0}$	-	Parameter for $f_D$
P5	$f_{D1}$	-	Parameter for $f_D$
P6	$n_D$	-	Parameter for $f_D$

PARAMETERS FOR ICL = 96(Coupling functions parameters), ITYCL = 2

P1	$a_I$	-	Parameter for $f_I$
P2	$b_I$	-	Parameter for $f_I$
P3	$c_I$	-	Parameter for $f_I$
P4	$d_I$	-	Parameter for $f_I$
P5	$a_D$	-	Parameter for $f_D$
P6	$b_D$	-	Parameter for $f_D$
P7	$c_D$	-	Parameter for $f_D$
P8	$d_D$	-	Parameter for $f_D$

PARAMETERS FOR ICL = 96(Coupling functions parameters), ITYCL = 3

P1	$f_{I1}$	-	Parameter for $f_I$
P2	$f_{I2}$	-	Parameter for $f_I$
P3	$k_I$	-	Parameter for $f_I$
P4	$x_I$	-	Parameter for $f_I$
P5	$f_{D1}$	-	Parameter for $f_D$
P6	$f_{D2}$	-	Parameter for $f_D$
P7	$k_D$	-	Parameter for $f_D$
P8	$x_D$	-	Parameter for $f_D$

PARAMETERS FOR ICL = 97 (Integration control parameters), ITYCL = 1

P1	Toler1	-	Yield surface tolerance (Typically 1.e-8)
P2	Toler2	-	Elastic integration tolerance (typically between 1.e-6 and 1.e-4)
P3	Toler3	-	Plastic integration tolerance (typically between 1.e-4 and 1.e-2)
P4	$\mu$	-	Integration weight (ranges from 0 to 1) (typically 1)
P5	Index	-	-1 elastoplastic matrix (typical value) +1 elastic matrix
P6	Itermaxc	-	Maximum allowed subincrementations (execution continues)
P7	Itermaxs	-	Maximum allowed subincrementations (execution stops)

PARAMETERS FOR ICL = 98 (microstructural behavior parameters), ITYCL = 1

P1	$e_m$	-	Microstructural void ratio
P2	$\kappa_m$	-	Compressibility index of the microstructure

PARAMETERS FOR ICL = 98 (microstructural behavior parameters), ITYCL = 2

P1	$\alpha_m$	(Mpa <sup>-1</sup> )	Parameter controlling the rate of increase of microstructural soil stiffness with mean stress
P2	$\beta_m$	-	Parameter controlling the microstructural soil stiffness

The integration procedure is based on an incremental scheme. A second-order integration procedure is used in order to obtain an integration error estimation.  $\mu$  is considered as a weight in the evaluation of second-order integration matrix and vectors.

---

---

***ANNEXE 5***

**PRÉPARATION DES FICHIERS DE  
RÉSULTATS DES MODÉLISATIONS  
*CODE\_BRIGHT***

**NOTICE D'UTILISATION DU PROGRAMME  
*CB\_FOSM***

---

---



L'analyse des incertitudes (coefficient de variation) sur les champs de déplacements, contraintes, déformations et/ou indice des vides s'effectue à partir de la méthode des éléments finis à l'aide du code de calcul *Code\_Bright* et de la méthode probabiliste Premier Ordre-Seconds Moments (*First Order Seconds Moments FOSM*).

Des modélisations doivent donc, dans un premier temps, être réalisées à l'aide du code aux éléments finis *Code\_Bright*. Chaque modélisation est effectuée avec des valeurs de paramètres géotechniques données.

Exemple : (supposons que nous avons deux matériaux dont la loi de comportement correspond à la loi élastoplastique avec le critère de rupture de Mohr-Coulomb. Les variables aléatoires retenues dans cet exemple pour ces matériaux sont :  $c$  : la cohésion et  $\varphi$  : l'angle de frottement interne)

Modélisation 1 : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2$
Modélisation 2 : paramètres	$c_1 - A$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2$
Modélisation 3 : paramètres	$c_1 + A$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2$
Modélisation 4 : paramètres	$c_1$	$\varphi_1 - B$	$c_2$	$\varphi_2$
Modélisation 5 : paramètres	$c_1$	$\varphi_1 + B$	$c_2$	$\varphi_2$
Modélisation 6 : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2 - C$	$\varphi_2$
Modélisation 7 : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2 + C$	$\varphi_2$
Modélisation 8 : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2 - D$
Modélisation 9 : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2 + D$

Avec  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  sont respectivement les écarts-types des variables  $c_1$ ,  $\varphi_1$ ,  $c_2$  et  $\varphi_2$ .

Les valeurs obtenues pour les champs de déplacements, contraintes, déformations et/ou indice des vides de chaque modélisation sont ensuite introduites dans le programme probabiliste, après avoir subi une petite mise en forme.

### **ÉTAPE 1 : « les paramètres »**

- Détermination du nombre de paramètres incertains.

Exemple : 2 paramètres incertains :  $c$  et  $\varphi$

- Détermination du nombre de matériaux du modèle.

Exemple : 2 matériaux sur lesquels les paramètres  $c$  et  $\varphi$  sont incertains.

- Détermination des valeurs des paramètres et leurs incertitudes.

Exemple :

matériau 1 :  $c_1 \pm A$   
 $\varphi_1 \pm B$   
matériau 2 :  $c_2 \pm C$   
 $\varphi_2 \pm D$

### **ÉTAPE 2 : « modélisation déterministe sous Code Bright »**

- Réalisation de la modélisation sous *Code\_Bright* :
  - géométrie ;
  - conditions initiales et aux limites ;



- paramètres géotechniques moyens ;
  - maillage ;
  - établissement des phases de calcul ;
  - (...)
- Enregistrement de cette première modélisation sous un nom de fichier explicite (par exemple : Fichier0. gid).

### **ÉTAPE 3 : « modélisation sous Code Bright en faisant varier les paramètres géotechniques »**

Nous avons vu que les incertitudes portent sur les paramètres  $c$  et  $\varphi$ . Il faut donc réaliser, en plus de la modélisation « moyenne », 8 autres modélisations en faisant varier la valeur de ces paramètres, pour les deux matériaux, selon leurs écarts types respectifs.

Si le programme de résolution est exécuté à l'extérieur de l'environnement *GiD*, les changements des valeurs des paramètres géotechniques se font dans le fichier « Fichier0\_gen.dat » du répertoire « Fichier0. gid ». Sinon, ces changements sont effectués directement en utilisant l'interface du *GiD* (Data → Materials → paramètres correspondants). Avant le lancement de la phase de calcul, une régénération du maillage est alors nécessaire. Il est donc conseillé, avant cette régénération, d'enregistrer la nouvelle modélisation sous un autre nom et de noter à quoi elle correspond. Puis on régénère le maillage et on lance ensuite la phase de calcul.

#### Exemple :

<i>Fichier1.gid</i> : paramètres	$c_1 - A$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2$
<i>Fichier2.gid</i> : paramètres	$c_1 + A$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2$
<i>Fichier3.gid</i> : paramètres	$c_1$	$\varphi_1 - B$	$c_2$	$\varphi_2$
<i>Fichier4.gid</i> : paramètres	$c_1$	$\varphi_1 + B$	$c_2$	$\varphi_2$
<i>Fichier5.gid</i> : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2 - C$	$\varphi_2$
<i>Fichier6.gid</i> : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2 + C$	$\varphi_2$
<i>Fichier7.gid</i> : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2 - D$
<i>Fichier8.gid</i> : paramètres	$c_1$	$\varphi_1$	$c_2$	$\varphi_2 + D$

**Les étapes 4, 5, 6 et 7 seront effectuées pour chaque modélisation, si l'on désire déterminer les coefficients de variation pour les champs de déplacements, contraintes, déformations et indice des vides.**

### **ÉTAPE 4 : « préparation des fichiers déplacements »**

- Ouvrir le fichier « Fichier*i*.flavia » du répertoire « Fichier*i*.gid » [ $i = 0 \rightarrow 2 * (\text{nombre de paramètres incertains} * \text{nombre de matériaux})$ ]. Ce fichier comporte le numéro des nœuds de maillage ainsi que les coordonnées  $x$  et  $y$  de ces nœuds ;
- Copier l'ensemble des 3 colonnes du tableau représentant le numéro du nœud, son abscisse et son ordonnée (Nodo Coord\_X Coord\_Y) (fig. 1) ;

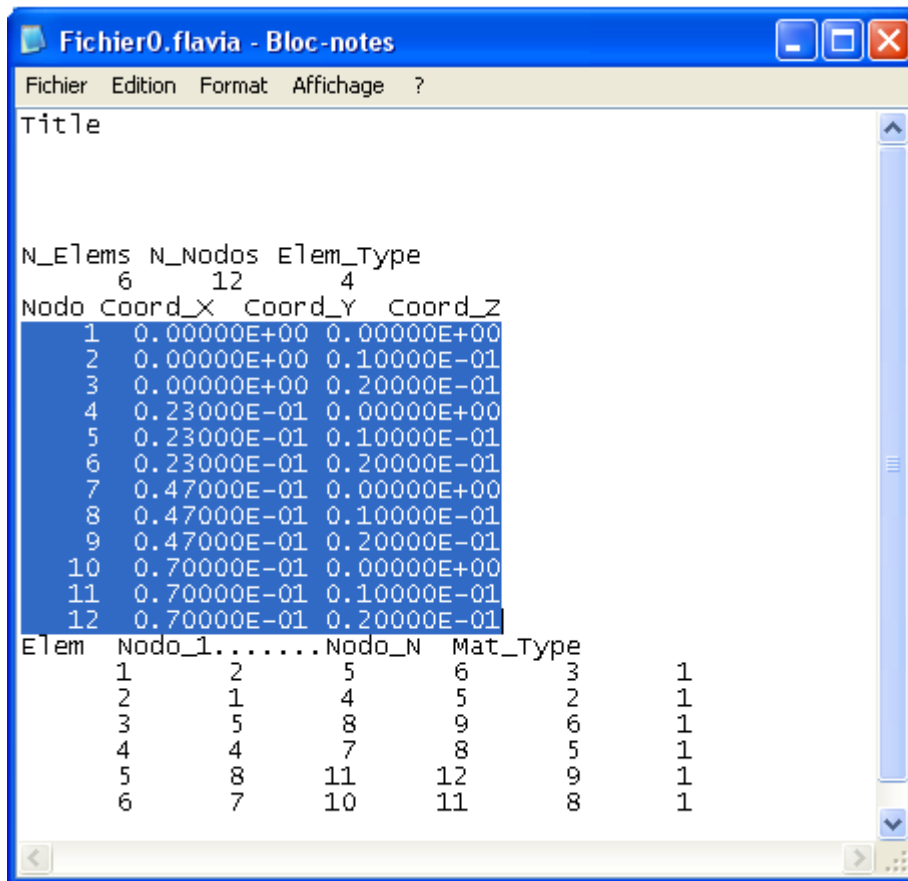


Figure 1 - Le fichier root.flavia du Code\_Bright : coordonnées de nœuds

- Coller ces 3 colonnes sur une feuille "Bloc-notes" (feuille 1) ;
- Écrire sur les trois premières lignes de la feuille le nom du fichier (par exemple : Fichier0) et des autres remarques ;
- Ouvrir le fichier « Fichierflavia.res » du répertoire « Fichieri.gid ». Ce fichier contient tous les résultats de la modélisation ;
- Chercher le tableau donnant les valeurs de déplacements ;
- Copier l'ensemble des 3 colonnes du tableau de déplacements représentant le numéro du nœud, le déplacement horizontal et le déplacement vertical (fig. 2) ;
- Coller ces 3 colonnes sur une autre feuille "Bloc-notes" (feuille 2) ;
- Supprimer la première colonne de ce tableau ;
- Copier, ligne par ligne, les deux colonnes qui restent du tableau de déplacements ;
- Coller ces deux colonnes, ligne par ligne, dans la feuille 1 à côté des 3 colonnes déjà remplies. Les deux colonnes collées sont séparées de trois autres colonnes par un espace [le format est alors sous la forme : (i5,2x,e11.5,1x,e11.5,1x,2e12.5)] ;
- Sauvegarder ce fichier en texte seulement (par exemple : Fichier0.txt) et noter la modélisation à laquelle il correspond.

```

Fichier0flavia.res - Bloc-notes
Fichier  Edition  Format  Affichage  ?
Stress      1  0.159954E+02  4  1  0
1-0.25000E+00-0.25000E+00-0.96127E-15-0.25000E+00
2-0.25000E+00-0.25000E+00 0.29682E-15-0.25000E+00
3-0.25000E+00-0.25000E+00 0.63192E-15-0.25000E+00
4-0.25000E+00-0.25000E+00 0.38282E-15-0.25000E+00
5-0.25000E+00-0.25000E+00-0.46282E-15-0.25000E+00
6-0.25000E+00-0.25000E+00-0.11922E-14-0.25000E+00
7-0.25000E+00-0.25000E+00 0.14673E-14-0.25000E+00
8-0.25000E+00-0.25000E+00-0.14722E-15-0.25000E+00
9-0.25000E+00-0.25000E+00 0.62610E-14-0.25000E+00
10-0.25000E+00-0.25000E+00-0.45423E-14-0.25000E+00
11-0.25000E+00-0.25000E+00-0.86222E-15-0.25000E+00
12-0.25000E+00-0.25000E+00-0.60369E-14-0.25000E+00
Displacements 1  0.159954E+02  2  1  0
1-0.48477E-19-0.11053E-07
2-0.14058E-18-0.56301E-03
3 0.14247E-19-0.11260E-02
4-0.12949E-02-0.11053E-07
5-0.12949E-02-0.56301E-03
6-0.12949E-02-0.11260E-02
7-0.26461E-02-0.11053E-07
8-0.26461E-02-0.56301E-03
9-0.26461E-02-0.11260E-02
10-0.39410E-02-0.11053E-07
11-0.39410E-02-0.56301E-03
12-0.39410E-02-0.11260E-02
Hist_Var_  1  1  0.159954E+02  1  1  0
1 0.22079E+01
2 0.22079E+01

```

Figure 2 - Le fichier rootflavia.res du Code\_Bright : tableau de déplacements

On obtient alors un document de ce type :

```

déplacements0 - Bloc-notes
Fichier  Edition  Format  Affichage  ?
valeurs moyennes
Fichier0
Node, X, Y, Ux, Uy
1 0.00000E+00 0.00000E+00 -0.48477E-19-0.11053E-07
2 0.00000E+00 0.10000E-01 -0.14058E-18-0.56301E-03
3 0.00000E+00 0.20000E-01 0.14247E-19-0.11260E-02
4 0.23000E-01 0.00000E+00 -0.12949E-02-0.11053E-07
5 0.23000E-01 0.10000E-01 -0.12949E-02-0.56301E-03
6 0.23000E-01 0.20000E-01 -0.12949E-02-0.11260E-02
7 0.47000E-01 0.00000E+00 -0.26461E-02-0.11053E-07
8 0.47000E-01 0.10000E-01 -0.26461E-02-0.56301E-03
9 0.47000E-01 0.20000E-01 -0.26461E-02-0.11260E-02
10 0.70000E-01 0.00000E+00 -0.39410E-02-0.11053E-07
11 0.70000E-01 0.10000E-01 -0.39410E-02-0.56301E-03
12 0.70000E-01 0.20000E-01 -0.39410E-02-0.11260E-02

```

Figure 3 - Fichier de déplacements mis en forme

### ÉTAPE 5 : « préparation des fichiers contraintes »

- Ouvrir le fichier « Fichieri.flavia » du répertoire « Fichieri.gid » [ $i = 0 \rightarrow 2 * (\text{nombre de paramètres incertains} * \text{nombre de matériaux})$ ]. Ce fichier comporte le numéro des nœuds de maillage ainsi que les coordonnées  $x$  et  $y$  de ces nœuds ;

- Copier l'ensemble des 3 colonnes du tableau représentant le numéro du nœud, son abscisse et son ordonnée (Nodo Coord\_X Coord\_Y) (fig. 1) ;
- Coller ces 3 colonnes sur une feuille "Bloc-notes" (feuille 1) ;
- Écrire sur les trois premières lignes de la feuille le nom du fichier (par exemple : Fichier0) et des autres remarques ;
- Ouvrir le fichier « Fichierflavia.res » du répertoire « Fichieri.gid ». Ce fichier contient tous les résultats de la modélisation ;
- Chercher le tableau donnant les valeurs de contraintes ;
- Copier l'ensemble des 5 colonnes du tableau de contraintes représentant le numéro du nœud, la valeur de la contrainte horizontale ( $\sigma_x$ ), la valeur de la contrainte verticale ( $\sigma_y$ ), la valeur de la contrainte ( $\sigma_{xy}$ ) et la valeur de la contrainte selon l'axe z ( $\sigma_z$ ) (fig. 4) ;

```

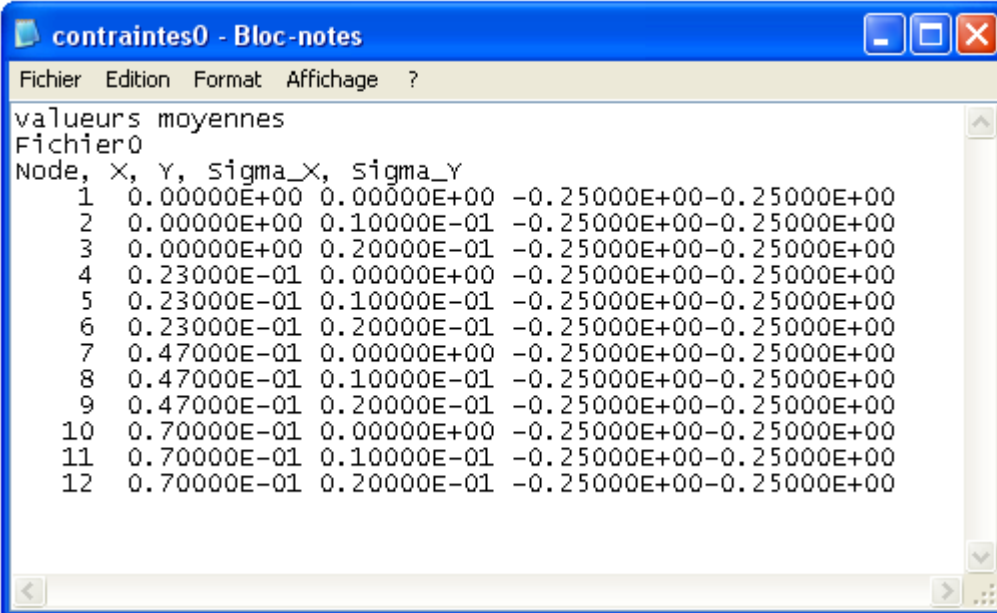
Fichier0flavia.res - Bloc-notes
Fichier  Edition  Format  Affichage  ?
Stress      1      0.159954E+02      4      1      0
1-0.25000E+00-0.25000E+00-0.96127E-15-0.25000E+00
2-0.25000E+00-0.25000E+00 0.29682E-15-0.25000E+00
3-0.25000E+00-0.25000E+00 0.63192E-15-0.25000E+00
4-0.25000E+00-0.25000E+00 0.38282E-15-0.25000E+00
5-0.25000E+00-0.25000E+00-0.46282E-15-0.25000E+00
6-0.25000E+00-0.25000E+00-0.11922E-14-0.25000E+00
7-0.25000E+00-0.25000E+00 0.14673E-14-0.25000E+00
8-0.25000E+00-0.25000E+00-0.14722E-15-0.25000E+00
9-0.25000E+00-0.25000E+00 0.62610E-14-0.25000E+00
10-0.25000E+00-0.25000E+00-0.45423E-14-0.25000E+00
11-0.25000E+00-0.25000E+00-0.86222E-15-0.25000E+00
12-0.25000E+00-0.25000E+00-0.60369E-14-0.25000E+00
Displacements 1      0.159954E+02      2      1      0
1-0.48477E-19-0.11053E-07
2-0.14058E-18-0.56301E-03
3 0.14247E-19-0.11260E-02
4-0.12949E-02-0.11053E-07
5-0.12949E-02-0.56301E-03
6-0.12949E-02-0.11260E-02
7-0.26461E-02-0.11053E-07
8-0.26461E-02-0.56301E-03
9-0.26461E-02-0.11260E-02
10-0.39410E-02-0.11053E-07
11-0.39410E-02-0.56301E-03
12-0.39410E-02-0.11260E-02
Hist_Var_   1      1      0.159954E+02      1      1      0
1 0.22079E+01
2 0.22079E+01

```

Figure 4 - Le fichier rootflavia.res du Code\_Bright : tableau de contraintes

- Coller ces 5 colonnes sur une autre feuille "Bloc-notes" (feuille 2) ;
- Supprimer la première et les deux dernières colonnes de ce tableau ;
- Copier, ligne par ligne, les deux colonnes restantes du tableau de contraintes ;
- Coller ces deux colonnes, ligne par ligne, dans la feuille 1 à côté des 3 colonnes déjà remplies. Les deux colonnes collées sont séparées de trois autres colonnes par un espace [le format est alors sous la forme : (i5,2x,e11.5,1x,e11.5,1x,2e12.5)] ;
- Sauvegarder ce fichier en texte seulement (par exemple : Fichier0.txt) et noter la modélisation à laquelle il correspond.

On obtient alors un document de ce type :



```
contraintes0 - Bloc-notes
Fichier Edition Format Affichage ?
valeurs moyennes
Fichier0
Node, X, Y, sigma_X, sigma_Y
1 0.00000E+00 0.00000E+00 -0.25000E+00 -0.25000E+00
2 0.00000E+00 0.10000E-01 -0.25000E+00 -0.25000E+00
3 0.00000E+00 0.20000E-01 -0.25000E+00 -0.25000E+00
4 0.23000E-01 0.00000E+00 -0.25000E+00 -0.25000E+00
5 0.23000E-01 0.10000E-01 -0.25000E+00 -0.25000E+00
6 0.23000E-01 0.20000E-01 -0.25000E+00 -0.25000E+00
7 0.47000E-01 0.00000E+00 -0.25000E+00 -0.25000E+00
8 0.47000E-01 0.10000E-01 -0.25000E+00 -0.25000E+00
9 0.47000E-01 0.20000E-01 -0.25000E+00 -0.25000E+00
10 0.70000E-01 0.00000E+00 -0.25000E+00 -0.25000E+00
11 0.70000E-01 0.10000E-01 -0.25000E+00 -0.25000E+00
12 0.70000E-01 0.20000E-01 -0.25000E+00 -0.25000E+00
```

Figure 5 - Fichier de contraintes mis en forme

### **ÉTAPE 6 : « préparation des fichiers déformations »**

Le code de calcul *Code\_Bright* n'a permis pas de visualiser les valeurs de déformations. Pour cela, une subroutine a été implémentée dans le code lui permettant de les calculer et visualiser sous forme de tableau. La préparation des fichiers déformations s'effectue de la même façon que pour les déplacements et les contraintes.

### **ÉTAPE 7 : « préparation des fichiers indice des vides »**

- Ouvrir le fichier « Fichier<sub>i</sub>.flavia » du répertoire « Fichier<sub>i</sub>.gid » [ $i = 0 \rightarrow 2 * (\text{nombre de paramètres incertains} * \text{nombre de matériaux})$ ]. Ce fichier comporte le numéro des nœuds de maillage ainsi que les coordonnées  $x$  et  $y$  de ces nœuds ;
- Copier l'ensemble des 3 colonnes du tableau représentant le numéro du nœud, son abscisse et son ordonnée (Nodo Coord\_X Coord\_Y) (fig. 1) ;
- Coller ces 3 colonnes sur une feuille "Bloc-notes" (feuille 1) ;
- Écrire sur les trois premières lignes de la feuille le nom du fichier (par exemple : Fichier0) et des autres remarques ;
- Ouvrir le fichier « Fichierflavia.res » du répertoire « Fichier<sub>i</sub>.gid ». Ce fichier contient tous les résultats de la modélisation ;
- Chercher le tableau donnant les valeurs d'indice des vides (représentées par la variable Hist\_Var\_2 dans *Code\_Bright*) ;
- Copier l'ensemble des 2 colonnes du tableau d'indice des vides représentant le numéro du nœud et la valeur de l'indice des vides en ce point (fig. 6) ;

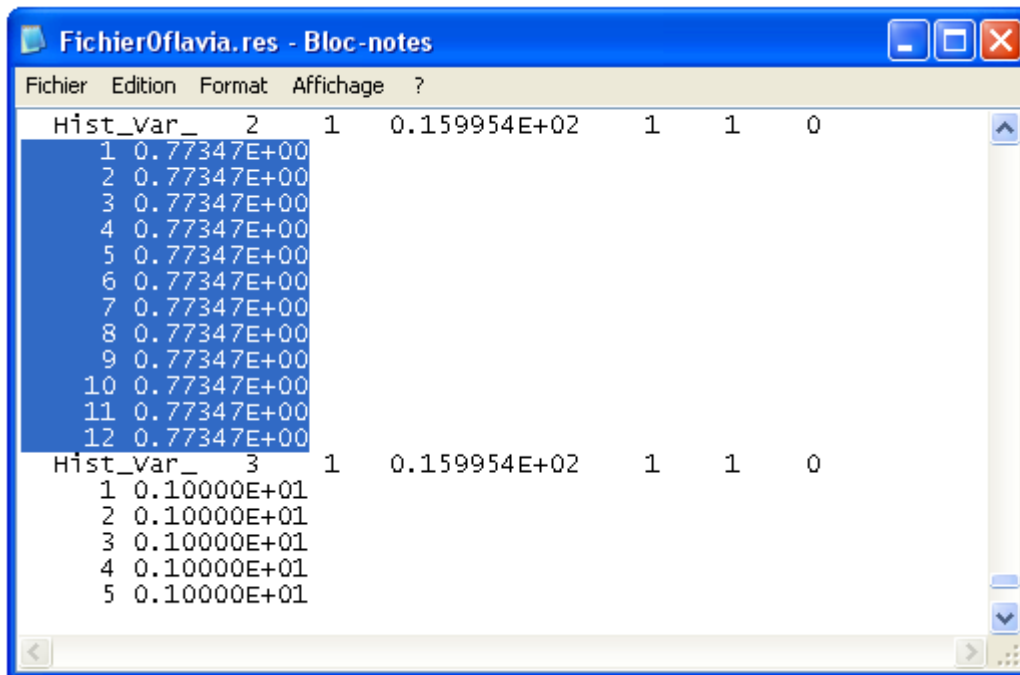


Figure 6 - Le fichier rootflavia.res du Code\_Bright : tableau d'indice des vides

- Coller ces 2 colonnes sur une autre feuille "Bloc-notes" (feuille 2) ;
- Supprimer la première colonne de ce tableau ;
- Copier, ligne par ligne, la colonne restante du tableau d'indice des vides ;
- Coller cette colonne, ligne par ligne, dans la feuille 1 à côté des 3 colonnes déjà remplies. La colonne collée est séparée de trois autres colonnes par un espace [le format est alors sous la forme : (i5,2x,e11.5,1x,e11.5,1x,e12.5)] ;
- Sauvegarder ce fichier en texte seulement (par exemple : Fichier0.txt) et noter la modélisation à laquelle il correspond.

On obtient alors un document de ce type :

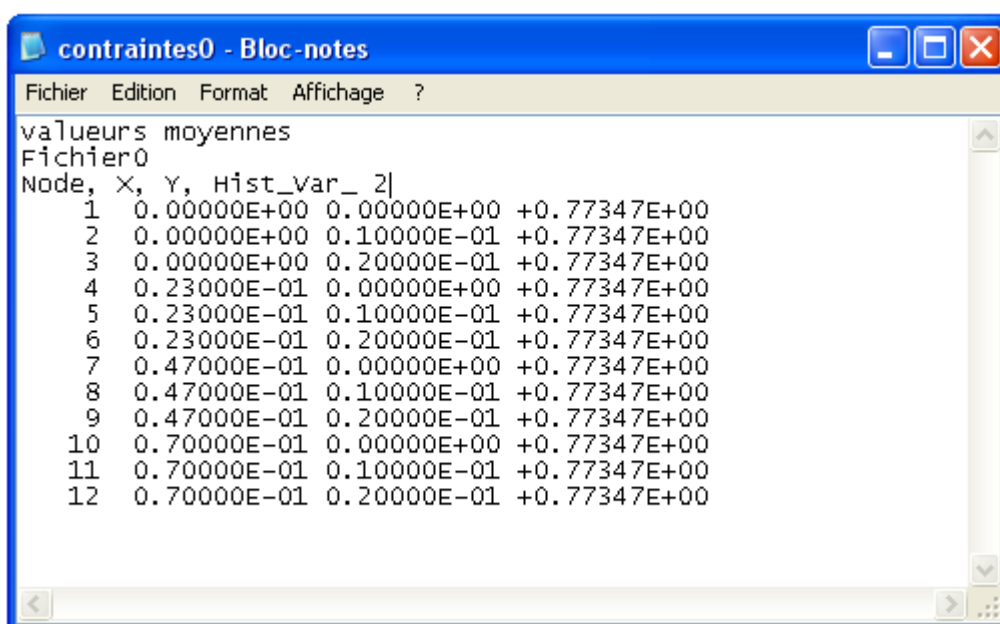


Figure 7 - Fichier d'indice des vides mis en forme

Les étapes précédentes (4, 5 et 7) doivent être répétées pour toutes les modélisations effectuées auparavant.

### ÉTAPE 8 : « lancement du programme CB\_FOSM »

Le programme *CB\_FOSM* doit être lancé à partir d'une fenêtre « Invite de commandes MS DOS ». Pour cela, taper le chemin d'accès à l'exécutable "*CB\_FOSM.exe*". Plusieurs informations sont alors demandées, qui sont les suivantes :

- Modélisation sur :
  - les déplacements ? ;
  - les contraintes ? ;
  - les déformations ? ;
  - les indices des vides ? ;
  - les quatre paramètres ?.
- Nombre de paramètres incertains ? ;
- Nombre de matériaux du modèle ? ;
- Nombre de nœuds pris en compte dans :
  - les déplacements et indices des vides ? ;
  - les contraintes et déformations ?.
- Valeurs de paramètres incertains et leurs incertitudes ? ;
- La matrice de corrélation reliant l'ensemble des paramètres ? ;
- Nom des fichiers mis en forme contenant les valeurs de déplacements, contraintes, déformations et/ou indice des vides pour toutes les modélisations réalisées ? ;
- Définir deux noms de fichiers (.txt), dans lesquels seront stockés les résultats du calcul d'incertitude.

La figure 8 présente un exemple de questions posées par le programme *CB\_FOSM* avant le calcul.

```
D:\mrad\CB_FOSM.exe

VOULEZ-VOUS UN CALCUL D'INCERTITUDE SUR ?
LES DEPLACEMENTS      : [1]
LES CONTRAINTES       : [2]
LES DEFORMATIONS      : [3]
LES INDICES DES VIDES : [4]
ou les 4               : [5]

ENTRER VOTRE CHOIX :---> 1

ENTRER LE NBRE DE PARAMETRES INCERTAINS : ---> 2

Le nombre de parametres incertains est 2
Confirmez vous ? o/n : ---> o

ENTRER LE NOMBRE DE MATERIAUX : ---> 1

Le nombre de materiaux est 1
Confirmez vous ? o/n : ---> o
```

Figure 8 - Exemple de questions posées par le programme *CB\_FOSM* avant le calcul

### **Remarques :**

- Les fichiers de modélisation mis en forme doivent être sauvegardés dans le même répertoire où se trouve le programme Fortran ;
- Il n'est pas nécessaire de supprimer l'extension des fichiers de modélisation (.txt) pour le programme *CB\_FOSM*. Il faut simplement avoir à l'esprit que cela fait 4 lettres de plus à entrer dans le chemin de commande ;
- Cette version du programme est faite pour recevoir 10000 points de données pour les déplacements, contraintes et déformations et 20000 points de données pour l'indices des vides. Si un utilisateur avait plus de ces nombres dans ses fichiers, il faut qu'il recompile le programme sous Fortran en définissant la taille des tableaux au double du nombre de points qu'il possède pour les déplacements, contraintes et déformations et au nombre de points de données pour les indices des vides. En effet, les tableaux reçoivent les données en abscisses et en ordonnées pour les déplacements, contraintes et déformations, d'où une taille double par rapport au nombre de points.





---

---

***ANNEXE 6***

**CORRÉLATION ENTRE LES DIFFÉRENTS  
PARAMÈTRES DU MODÈLE *BEXM***

---

---



Nous avons montré dans le chapitre IV que pour l'étude stochastique considérée, les variables aléatoires du modèle BExM sont :  $(\kappa, \lambda(0), r, \beta$  et  $p_0^*$ ). Par manque de données expérimentales, l'évaluation de la corrélation qui peut exister entre ces variables a été effectuée en se basant sur les équations liant les différents paramètres du modèle (équation 1 et 2), en faisant varier deux paramètres aléatoires à la fois, les autres étant considérés comme constantes.

$$\frac{p_0}{p_c} = \left[ \frac{p_0^*}{p_c} \right]^{\frac{\lambda(0)-k}{\lambda(s)-k}} \quad (1)$$

$$\lambda(s) = \lambda(0) [(1-r)\exp(-\beta s) + r] \quad (2)$$

Les figures suivantes (fig. 1-7) représentent les résultats de cette étude.

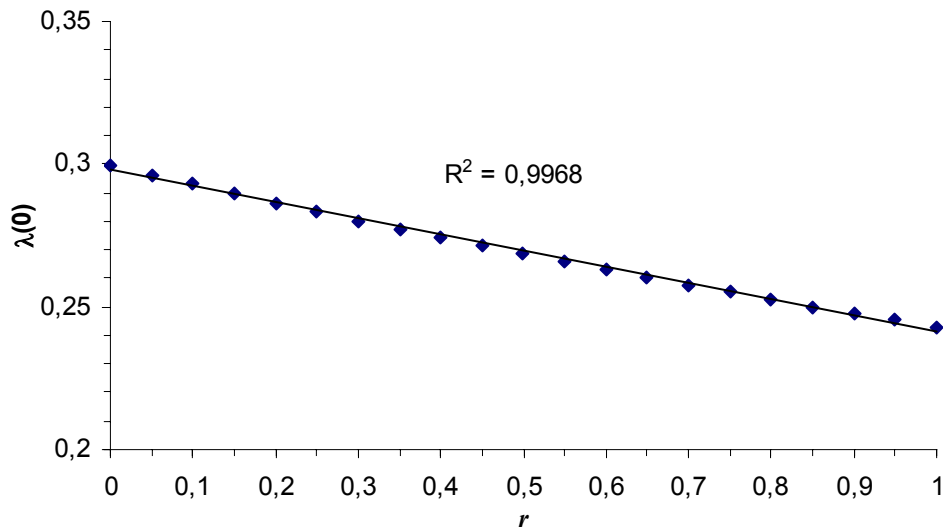


Figure 1 - Corrélation entre les deux paramètres  $\lambda(0)$  et  $r$

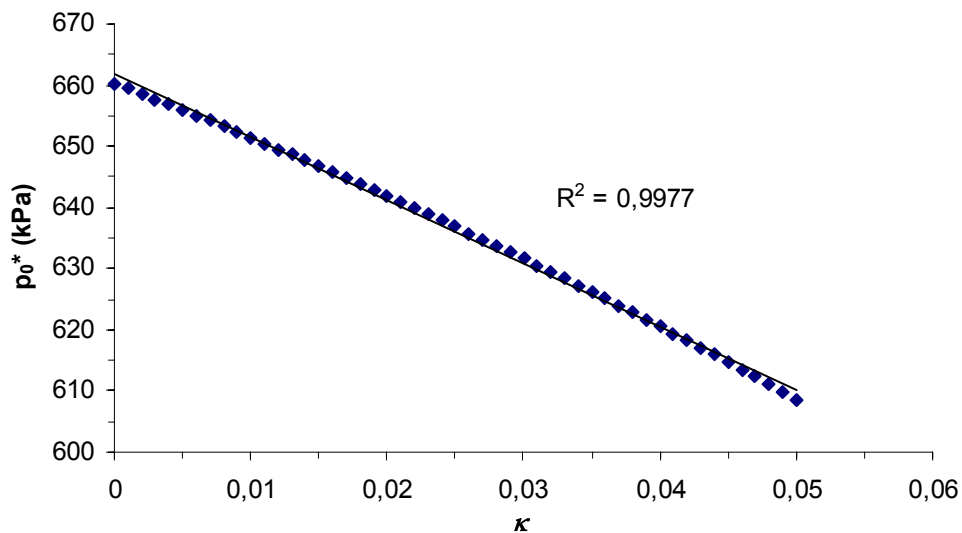


Figure 2 - Corrélation entre les deux paramètres  $p_0^*$  et  $\kappa$

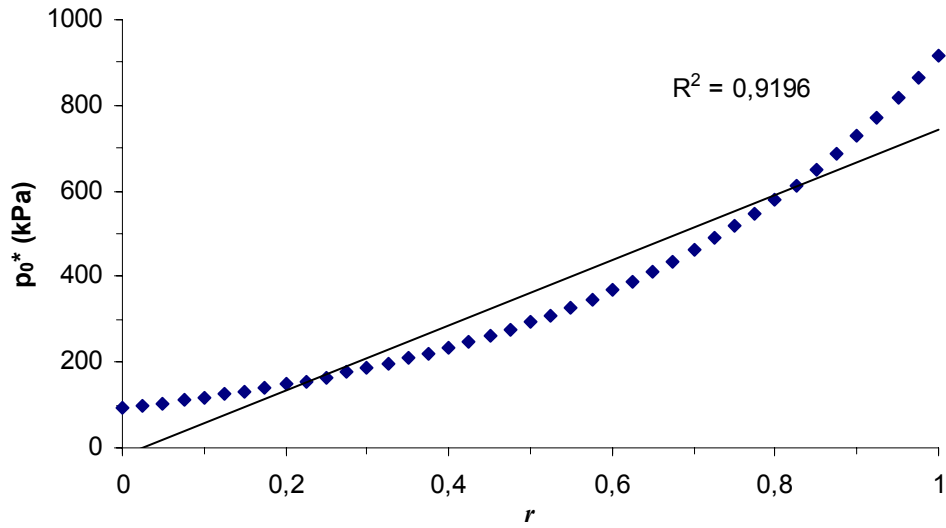


Figure 3 - Corrélation entre les deux paramètres  $p_0^*$  et  $r$

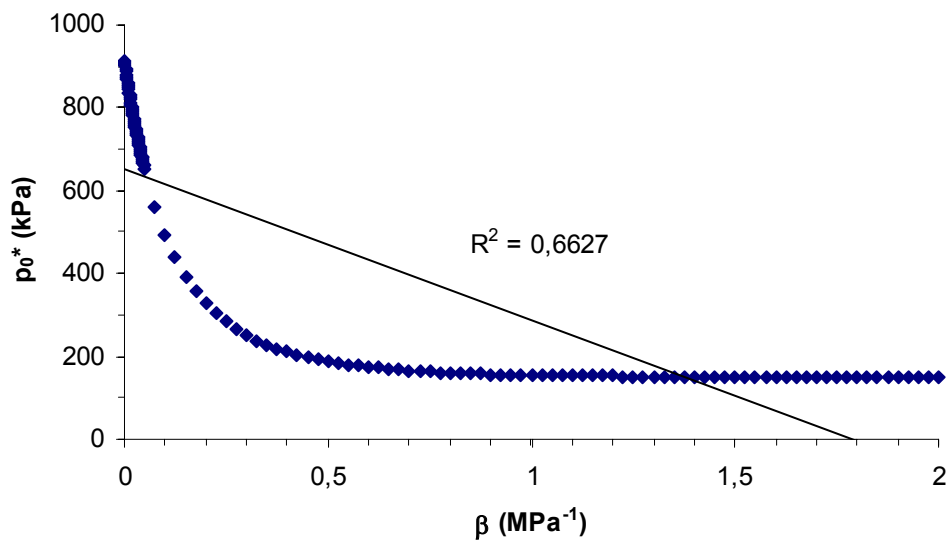


Figure 4 - Corrélation entre les deux paramètres  $p_0^*$  et  $\beta$

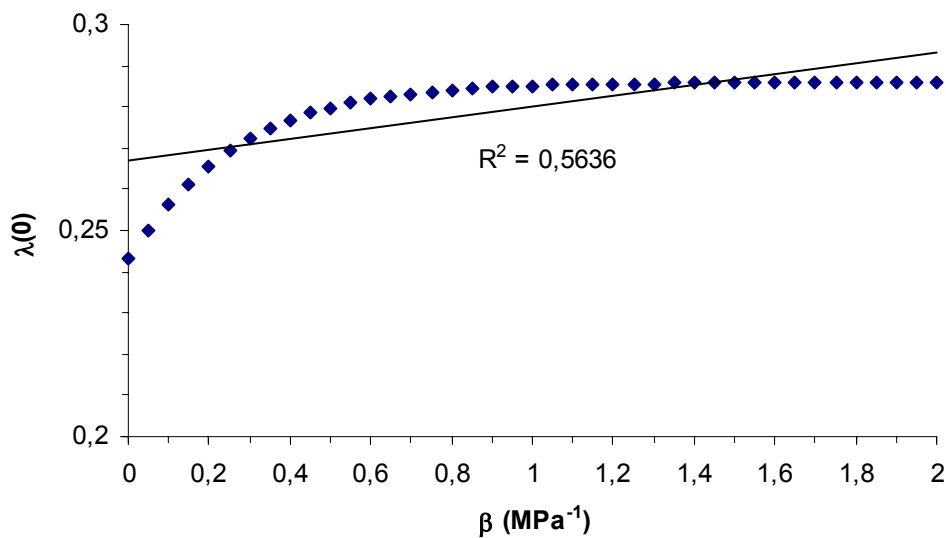


Figure 5 - Corrélation entre les deux paramètres  $\lambda(0)$  et  $\beta$

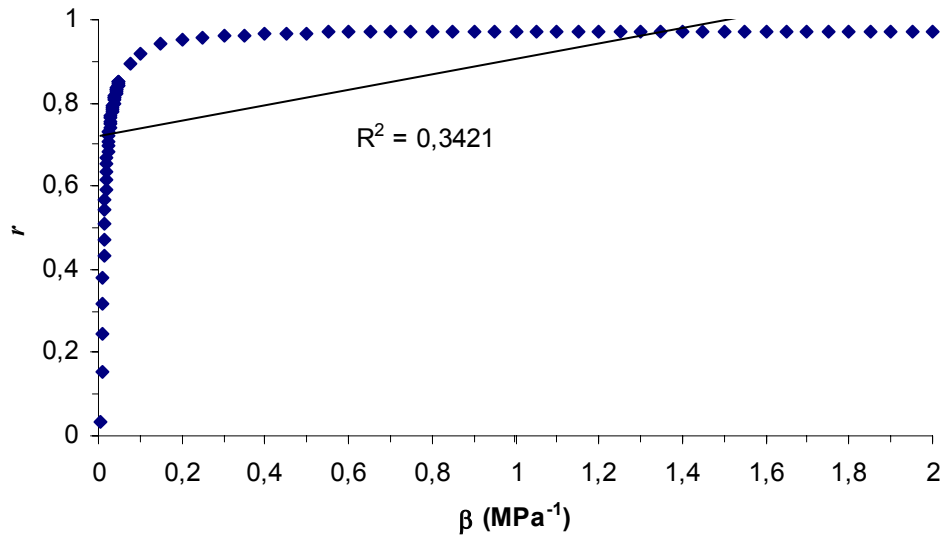


Figure 6 - Corrélation entre les deux paramètres  $r$  et  $\beta$

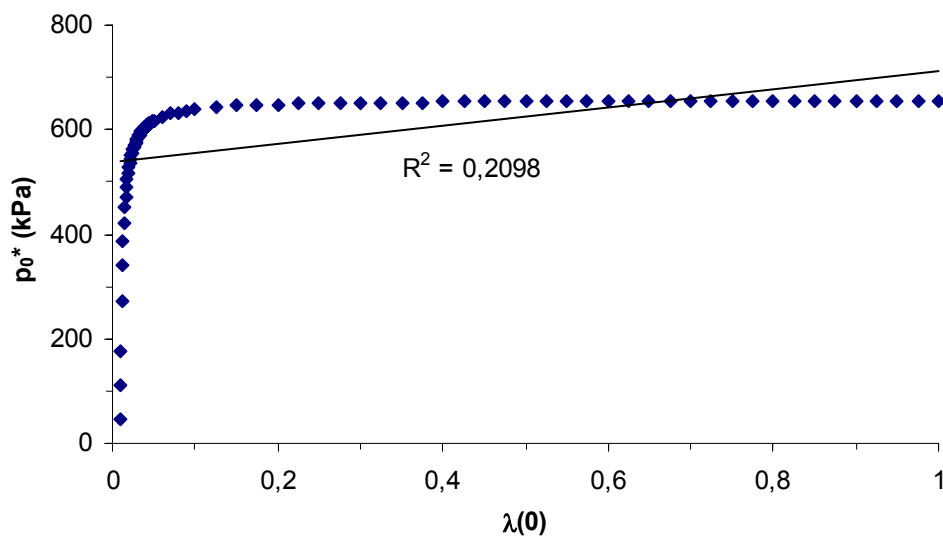


Figure 7 - Corrélation entre les deux paramètres  $p_0^*$  et  $\lambda(0)$

Le tableau 1 rassemble les différents coefficients de corrélation entre les différentes variables aléatoires du modèle *BExM*. Le signe du coefficient indique le « sens » de la corrélation.

Tableau 1 - Coefficients de corrélation entre les différents paramètres incertains du modèle *BExM*

Paramètres	$R^2$	R
$\lambda(0) - r$	0,9968	-0,9984
$p_0^* - \kappa$	0,9977	-0,9988
$p_0^* - r$	0,9196	+0,959
$p_0^* - \beta$	0,6627	-0,814
$\lambda(0) - \beta$	0,5636	+0,75
$r - \beta$	0,3421	+0,585
$p_0^* - \lambda(0)$	0,2098	+0,458

