

Titre: Analyse théorique et numérique du comportement non drainé d'une argile surconsolidée lors d'un essai pressiométrique
Title: argile surconsolidée lors d'un essai pressiométrique

Auteur: Youssef Bentaiebi
Author:

Date: 2011

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bentaiebi, Y. (2011). Analyse théorique et numérique du comportement non drainé d'une argile surconsolidée lors d'un essai pressiométrique [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/765/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/765/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Vincenzo Silvestri
Advisors:

Programme: Génie civil
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ANALYSE THÉORIQUE ET NUMÉRIQUE DU COMPORTEMENT NON
DRAINÉ D'UNE ARGILE SURCONSOLIDÉE LORS D'UN ESSAI
PRESSIOMÉTRIQUE

YOUSSEF BENTAIEBI

DÉPARTEMENT DES GÉNIES CIVIL, GÉOLOGIQUES ET DES MINES
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE CIVIL)

DECEMBRE 2011

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ANALYSE THÉORIQUE ET NUMÉRIQUE DU COMPORTEMENT NON
DRAINÉ D'UNE ARGILE SURCONSOLIDÉE LORS D'UN ESSAI
PRESSIOMÉTRIQUE

présenté par : BENTAJEBI Youssef

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. JAMES Michael, Ph.D, président

M. SILVESTRI Vincenzo, Ph.D, membre et directeur de recherche

Mme LEITE Maria Helena, Ph.D, membre

DÉDICACE

À ma mère, la femme de ma vie,

À la mémoire de mon père.

REMERCIEMENTS

Au terme de ce travail, je voudrais exprimer mes sincères remerciements au Professeur Vincenzo Silvestri, pour ses conseils judicieux, sa disposition tout au long de cette recherche et pour son enseignement exceptionnel. Qu'il soit assuré de ma profonde gratitude.

Je voudrais adresser un merci tout particulier à mon collègue Ghassan Abou-Samra, pour ses commentaires constructifs.

Mes remerciements s'adressent également à toutes les personnes qui m'ont soutenu de près ou de loin dans l'élaboration de ce mémoire, je pense à ma famille, mes amis et mes collègues d'avoir été une grande source de motivation.

RÉSUMÉ

L'interprétation des essais pressiométriques est généralement basée sur la théorie de l'expansion d'une cavité cylindrique de longueur infinie. Plusieurs théories ont décrit le comportement non drainé d'une argile saturée lors de l'expansion d'une cavité cylindrique, et ce en se basant sur des modèles de comportement élastique, et élastique parfaitement plastique, ou des modèles avec écrouissage.

Ce travail présente une nouvelle méthode analytique du problème de l'expansion d'une cavité dans une argile saturée à l'aide du modèle de Cam Clay. Cette solution permet de déterminer les contraintes principales en tout point du sol durant la phase de l'expansion; de plus, il est possible de calculer la pression limite et l'excès de la pression interstitielle en adoptant l'approche des déformations de Almansi.

Les résultats montrent que la contrainte principale intermédiaire à l'état critique n'est pas toujours égale à la moyenne des deux autres contraintes principales.

Ces résultats sont ensuite comparés à ceux obtenus par la méthode numérique des différences finies.

ABSTRACT

The interpretation of pressuremeter tests is generally based on the theory of expansion of a cylindrical cavity of infinite length. Several researchers have described the behaviour of saturated clay during the undrained expansion of a cylindrical cavity, based either on models of linear elastic, or linear perfectly elastic plastic behaviour.

This work presents a new analytical approach to the problem of the expansion of a cavity in a saturated clay using the modified Cam Clay model. The solution is used to determine the principal stresses at any point in the soil during expansion. In addition, it is possible to calculate the limit pressure and excess pore pressure by adopting the approach of the deformations of Almansi.

The results show that the intermediate principal stress at the critical state is not always equal to the average of the other two principal stresses.

The results are then compared to those obtained using the finite difference method.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ.....	V
ABSTRACT.....	VI
TABLE DES MATIÈRES	VII
LISTE DES TABLEAUX.....	X
LISTE DES FIGURES	XI
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XV
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 2 EXPANSION D'UNE CAVITÉ CYLINDRIQUE DANS UN SOL SATURÉ.....	3
2.1 Aperçu sur l'essai pressiométrique	3
2.2 Concept de base.....	5
2.3 Dérivation de la fonction de cisaillement dans un milieu infini	9
2.3.1 Approche empirique	9
2.3.2 Approche élasto-plastique	10
2.3.3 Méthode de Palmer (1972)	15
2.3.4 Approche de Ladanyi (1972).....	15
2.3.5 Approche de Baguelin et al. (1972)	17
2.4 Distribution des contraintes dans les milieux infinis	21
2.4.1 Phase élastique de l'expansion	21
2.4.2 Phase plastique de l'expansion.....	22

CHAPITRE 3	EXPANSION D'UNE CAVITÉ CYLINDRIQUE DANS UN SOL ÉLASTOPLASTIQUE ÉCROUSSABLE : MODÈLE CAM-CLAY	26
3.1	Formulation du modèle de Cam Clay Modifié.....	28
CHAPITRE 4	ANALYSE NUMÉRIQUE DE L'ESSAI PRÉSSIONÉTRIQUE	35
4.1	Présentation de l'outil de simulation numérique FLAC 2D.....	35
4.1.1	Description du code de calcul	35
4.2	Modélisation dans FLAC de la cavité cylindrique lors d'un essai pressiométrique.....	37
4.2.1	Finesse du maillage	38
4.3	Propriétés du matériau.....	40
4.3.1	État des contraintes initiales :	41
4.3.2	Conditions initiales.....	42
4.4	Code de calcul dans FLAC.....	46
CHAPITRE 5	RÉSOLUTION ANALYTIQUE DE L'ESSAI PRESSIONÉTRIQUE	48
5.1	Relation contrainte déformation dans le modèle de Cam Clay:.....	48
5.2	Évolution des contraintes principales autour de la cavité	49
5.2.1	Cas 1 : Module de cisaillement G constant	52
5.2.2	Cas 2 : Coefficient de Poisson ν constant.....	53
5.2.3	Cas de $K_0=1$	54
5.3	Déformations de cisaillement maximales	56
5.3.1	État des contraintes initial anisotrope ($K_0 \neq 1$)	56
5.3.2	État des contraintes initial isotrope ($K_0 = 1$)	57
5.4	Contraintes totales radiales et pressions interstitielles	57
CHAPITRE 6	ANALYSE DES RÉSULTATS	61
6.1	Essai pressiométrique	61

6.1.1 Sol normalement consolidé	61
6.1.2 Sol légèrement surconsolidé :	72
6.1.3 Sol très surconsolidé.....	75
6.2 Influence de l'OCR sur le comportement d'une argile saturée lors de l'expansion d'une cavité cylindrique	84
6.3 Influence de la valeur de G sur les résultats	87
CHAPITRE 7 CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS	89
BIBLIOGRAPHIE	90

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4-1: Propriétés de l'argile Bleue de Boston	40
Tableau 4-2: Valeurs numériques de l'argile Bleue de Boston	43
Tableau 6-1 : Contraintes principales à l'état final de l'expansion	64

LISTE DES FIGURES

Figure 2-1 : Schéma du pressiomètre	4
Figure 2-2 : Courbe pressiométrique.....	5
Figure 2-3 État initial d'une cavité cylindrique dans un milieu infini	6
Figure 2-4 État initial et déformé des éléments dr et $rd\theta$	6
Figure 2-5 État initial et déformé d'un élément de volume proche d'une cavité cylindrique	7
Figure 2-6 État des contraintes sur un élément déformé	8
Figure (2-7) : Courbe contrainte-déformation assumée et réelle pour l'expansion d'une cavité cylindrique considérée comme un assemblage de cylindres (d'après Ladanyi, 1972)	16
Figure (2-8) :Variation réelle et assumée de la résistance mobilisée q avec le rayon r et variation résultante de la contrainte radial totale σ_r (d'après Ladanyi, 1972).....	16
Figure 3-1 : Surface de charge du modèle de Cam Clay Modifié.....	29
Figure 3-2 : Projection de la surface de charge dans le plan ($e - \ln p'$).....	29
Figure 3-3 : Projection de la surface de charge dans le plan ($p' - q$)	30
Figure 3-4 : Changement de taille de la surface d'écoulement(NC)	33
Figure 3-5 : Changement de taille de la surface d'écoulement (SC)	34
Figure 4-1 : Séquence générale de calcul,.....	36
Figure 4-2 : Modèle de maillage utilisé en conditions axisymétriques et en déformation plane ...	37
Figure 4-3 : Maillage du sol autour de la cavité (30 éléments).....	39
Figure 4-4 : Maillage du sol autour de la cavité (60 éléments).....	39
Figure 4-5 Comparaison de la distribution des contraintes obtenue par deux maillages différents	40
Figure 4-6: Histoire de consolidation du sol	43
Figure 4-7 : Histoire de consolidation du sol	44

Figure 4-8 : Module de déformation volumique en fonction du déplacement pour différentes valeurs d'OCR	45
Figure 5-1 : État du sol environnant la cavité avant et après l'expansion	58
Figure 6-1 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=1	62
Figure 6-2 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=1	63
Figure 6-3 Cheminements des contraintes dans le plan π pour un OCR=1	65
Figure 6-4 : Comparaison des résultats théoriques et numériques du cheminement des contraintes dans le plan π pour un OCR=1	67
Figure 6-5 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=1	68
Figure 6-6 : Fonction intégrée dans l'équation (5.38)	69
Figure 6-7 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des pressions interstitielles et des contraintes radiales au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=1	70
Figure 6-8 : Variation des déformations en fonction du rapport a'/a_0	71
Figure 6-9 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=2	72
Figure 6-10 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=2	73
Figure 6-11 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des pressions interstitielles et des contraintes radiales au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=2	74
Figure 6-12 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=2	74

Figure 6-13 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=4	75
Figure 6-14 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=4	76
Figure 6-15 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des pressions interstitielles et des contraintes radiales au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=4	77
Figure 6-16 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=4	77
Figure 6-17 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=8	78
Figure 6-18 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=8	78
Figure 6-19 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=8	79
Figure 6-20 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=8	80
Figure 6-21 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=32	81
Figure 6-22 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=32	81
Figure 6-23 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=32	82
Figure 6-24 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=32	83
Figure 6-25 : Variation de la contrainte radiale totale au bord de la cavité durant l'expansion.....	84
Figure 6-26 : Variation de la pression interstitielle au bord de la cavité durant l'expansion	85

Figure 6-27 : Pression interstitielle au bord de la cavité à fin de l'expansion en fonction de l'OCR 85

Figure 6-28 : Distribution des contraintes au bord de la cavité à la fin de l'expansion pour un
OCR=8 87

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

a_0	rayon initial de la cavité
a'	rayon de la cavité pendant l'expansion
e	Indice des vides
dr	élément linéaire orienté radialement
$d\sigma_r$	incrément de la contrainte effective radiale
$d\sigma_z$	incrément de la contrainte effective axiale
$d\sigma_\theta$	incrément de la contrainte effective tangentielle
$d\varepsilon_r$	incrément de la déformation principale radiale
$d\varepsilon_z$	incrément de la déformation principale axiale
$d\varepsilon_\theta$	incrément de la déformation principale tangentielle
G	module de cisaillement
G_i	module de cisaillement initial
g	déformation de Green
K	module de déformation volumique
K_b	coefficient empirique (Ménard, 1965)
M	Pente de la courbe d'état critique dans le plan ($p' - q$)
OCR	Degré de surconsolidation
p	contrainte moyenne totale
p'	contrainte moyenne effective
p_c	contrainte effective de préconsolidation
p_i	pression appliquée à l'intérieur de la sonde
p_0	pression initiale sur la paroi de la cavité
p_l	pression limite pressiométrique
p_l'	contrainte spécifique de référence
q_{ult}	contrainte de cisaillement ultime
$rd\theta$	élément linéaire perpendiculaire au rayon de la cavité
r	distance radiale d'un élément avant l'expansion
r'	distance radiale d'un élément durant l'expansion
r_p	rayon de la zone plastique

S_u	résistance au cisaillement non drainé
V	volume de la sonde
V_0	volume initiale de la sonde
Δp	augmentation de pression dans la cavité
ΔR	augmentation radiale de la sonde
ΔV	augmentation de volume de la sonde
$\Delta\sigma_z$	augmentation de la contrainte principale axiale
$\Delta\sigma_r$	augmentation de la contrainte principale radiale
$\Delta\sigma_\theta$	augmentation de la contrainte principale tangentielle
λ	pente de la courbe de consolidation vierge dans le plan (p' – q)
κ	pente de la courbe de gonflement
ν	coefficients de Poisson
γ_r	déformation de cisaillement au bord de la cavité
ε_r	déformation principale radiale
ε_z	déformation principale axiale
ε_θ	déformation principale tangentielle
σ	contrainte appliquée
σ_p'	contrainte de préconsolidation
σ_r'	contrainte radiale effective de la cavité
σ_θ'	contrainte tangentielle effective de la cavité
σ_1'	contrainte effective principale majeure
σ_2'	contrainte effective principale intermédiaire
σ_3'	contrainte effective principale mineure
σ_1	contrainte principale majeure
σ_2	contrainte principale intermédiaire
σ_3	contrainte principale mineure
σ_{ho}	contrainte horizontale totale des terres au repos
σ_{ho}'	contrainte horizontale effective des terres au repos
σ_r	contrainte radiale de la cavité
σ_{vo}	contrainte verticale totale des terres au repos
σ_{vo}'	contrainte verticale effective des terres au repos
σ_z	contrainte verticale de la cavité

- σ_θ contrainte tangentielle de la cavité
 τ contrainte de cisaillement
 τ_{\max} contrainte de cisaillement maximale

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

La réalisation des ouvrages requiert au préalable la caractérisation du sol en place. Cette caractérisation peut s'effectuer avec deux moyens distincts, soit avec les essais de laboratoire, soit avec des essais in situ, soit avec les deux types d'essais.

Les essais au laboratoire permettent de déterminer une grande quantité de paramètres, mais les résultats dépendent particulièrement de la qualité du prélèvement de l'échantillon, des conditions de conservation et du risque de remaniement du sol.

Les résultats des essais in situ qui sont rapides dépendent essentiellement de la qualité du forage préalable, si celui-ci est réalisé.

L'étude du comportement mécanique du sol in situ, à partir d'un dispositif permettant de réaliser un essai de chargement latéral dans un forage, a été initiée vers les années 1930 par l'ingénieur allemand Koegler qui a proposé un appareil composé de deux demi-coques cylindriques, pouvant s'écartier pour appliquer une contrainte sur la paroi du forage. La déformation du sol pouvait être connue à partir du déplacement des demi-coques, et une courbe contrainte-déformation était ainsi générée.

Entre les années 1955 et 1959, un nouvel appareil (le pressiomètre) a été mis au point par Louis Menard, ingénieur français de l'École des Ponts et Chaussées. Ce dispositif permet d'effectuer le chargement d'une longueur limitée de la paroi du forage, au moyen d'une sonde cylindrique dilatable radialement, placée au préalable dans un forage par divers procédés (préforage, autoforage, vérinage etc). Cet instrument, dont l'utilisation s'est largement répandue, mesure à la fois une caractéristique de déformabilité (module pressiométrique), et une caractéristique de résistance du sol (pression limite).

Dans la pratique de l'essai pressiométrique, les mesures sont interprétées à partir des théories de l'expansion autour d'une cavité cylindrique de longueur infinie. Plusieurs méthodes existent pour interpréter et déduire la fonction de cisaillement à partir de la courbe d'expansion en milieu infini. Ces méthodes diffèrent essentiellement dans les hypothèses de base concernant la loi de comportement du sol. Menard (1957), par exemple, a supposé un comportement linéaire élastique

tandis que Gibson et Anderson (1961) ont présumé un comportement élasto-plastique du sol. Ladanyi (1972), Palmer (1972) et Baguelin et al. (1972) ont pu déduire d'une manière indépendante la loi de cisaillement non drainé du sol, dans le cas de l'expansion d'une cavité, et cela sans faire d'hypothèse sur la forme de cette loi.

Cependant, le modèle le plus adapté pour simuler le comportement d'une argile saturée est, sans doute, le modèle de Cam Clay Modifié, parce qu'il permet de relier les paramètres de résistance du matériau à l'état initial des contraintes effectives dans le sol, de telle sorte que l'histoire de chargement du matériau est prise en compte dans l'interprétation. Bien qu'il a été jugé par plusieurs chercheurs que la solution analytique du problème d'expansion de cavité dans le modèle de Cam Clay Modifié ne peut pas être obtenue (Yu 2000), Silvestri et Abou-Samra (2011) ont déterminé une solution analytique qui permet d'interpréter l'expansion d'une cavité sphériques ou cylindrique dans le modèle Cam Clay.

Il devient dès lors possible d'étudier le comportement non drainé d'une argile lors d'une expansion cylindrique sans avoir recours à des méthodes numériques. Dans ce travail, nous allons appliquer la solution analytique pour étudier l'influence du degré de consolidation sur la phase de l'expansion, et comparer les résultats à ceux trouvés par Carter et al. (1979) et Randolph et al. (1979).

Ce mémoire sera divisé en cinq parties. La première est la synthèse bibliographique des études antérieures concernant l'expansion des cavités cylindriques avec génération des pressions interstitielles. La deuxième partie consiste en une présentation du modèle de Cam-Clay et des travaux réalisés avec ce modèle pour traiter le problème de l'expansion. Ensuite, on présente dans la troisième partie une méthode numérique pour simuler le comportement du sol autour d'une cavité cylindrique lors d'un essai pressiométrique.

La solution analytique dans le modèle de Cam-Clay sera abordée dans le chapitre 5, avant de synthétiser les résultats obtenus et les analyser.

CHAPITRE 2

EXPANSION D'UNE CAVITÉ CYLINDRIQUE DANS UN SOL SATURÉ

2.1 Aperçu sur l'essai pressiométrique

Cet essai, dont l'utilisation s'est largement répandue, permet de déduire trois caractéristiques du sol :

- Le module pressiométrique E_M qui définit le comportement pseudo-élastique du sol.
- La pression de fluage p_f qui définit la limite entre le comportement pseudo-élastique et la phase plastique.
- La pression limite p_l qui définit la résistance du sol à la rupture.

La figure (2-1) représente le schéma du pressiomètre qui comprend essentiellement :

- La sonde qui est descendue dans le forage, et qui comporte trois cellules. Seule la cellule centrale sert à la mesure. Les deux cellules de garde ont pour seul but de créer un champ de contrainte bidimensionnel sur la hauteur de la cellule de mesure.
- Le contrôleur pression-volume qui comporte trois manomètres. Le premier manomètre indique simplement la pression à la sortie de la réserve de gaz, tandis que le deuxième donne la pression dans la tubulure concentrique reliée aux cellules de garde. Le troisième manomètre donne la pression dans la tubulure concentrique reliée aux cellules de garde, en conséquence, toute variation de volume de la cellule centrale est directement lue sur la règle graduée.

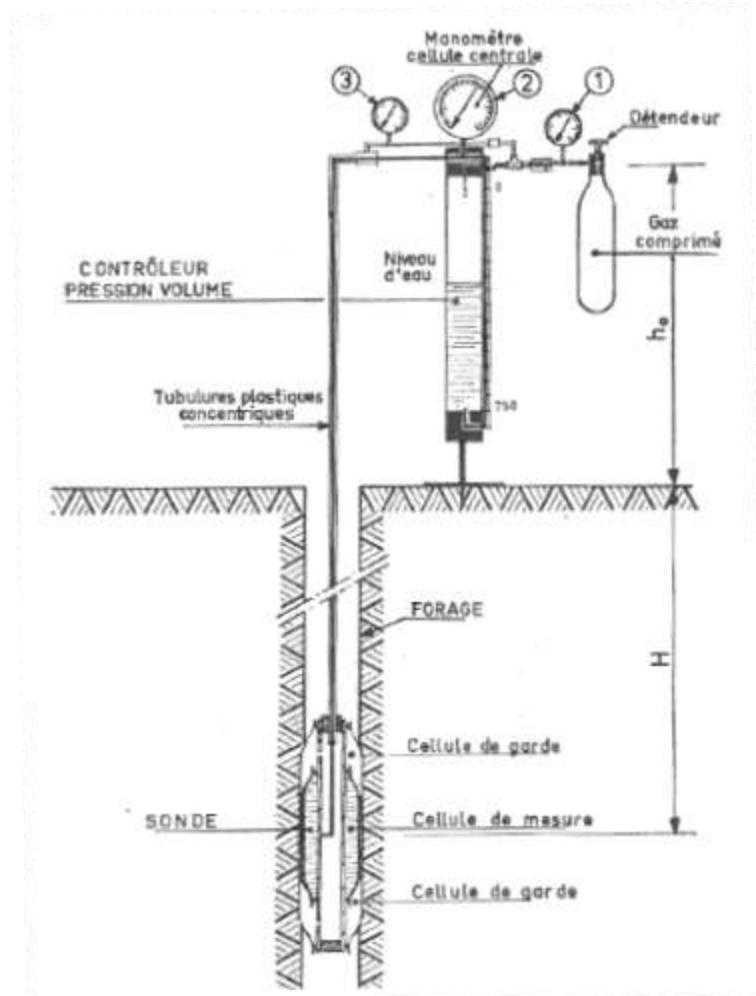


Figure 2-1 : Schéma du pressiomètre

(d'après Philipponnat, 1979)

Les résultats de l'essai pressiométrique sont usuellement illustrés sous forme d'une courbe où la pression appliquée par le pressiomètre est représentée en fonction de la déformation volumétrique ou radiale de la sonde cylindrique. Cette courbe ayant l'allure montrée sur la figure (2-2) comporte trois phases :

- La phase de mise en contact ($p \leq p_0$). Lorsque la pression augmente dans la sonde, le sol autour du trou, qui s'était décomprimé au forage, se trouve progressivement recomprimé. À la fin de cette phase, la pression atteint la valeur p_0 de la pression latérale du sol au repos.

- La phase pseudo - élastique ($p_0 \leq p \leq p_f$). Dans cette phase, la déformation radiale varie à peu près linéairement en fonction de la pression appliquée. Cette partie de la courbe permet de déterminer le module de déformation pressiométrique E_M .
- La phase plastique ($p_f \leq p \leq p_l$). Un anneau plastifié se forme autour de la cavité lorsque la pression p dépasse la pression de fluage p_f .

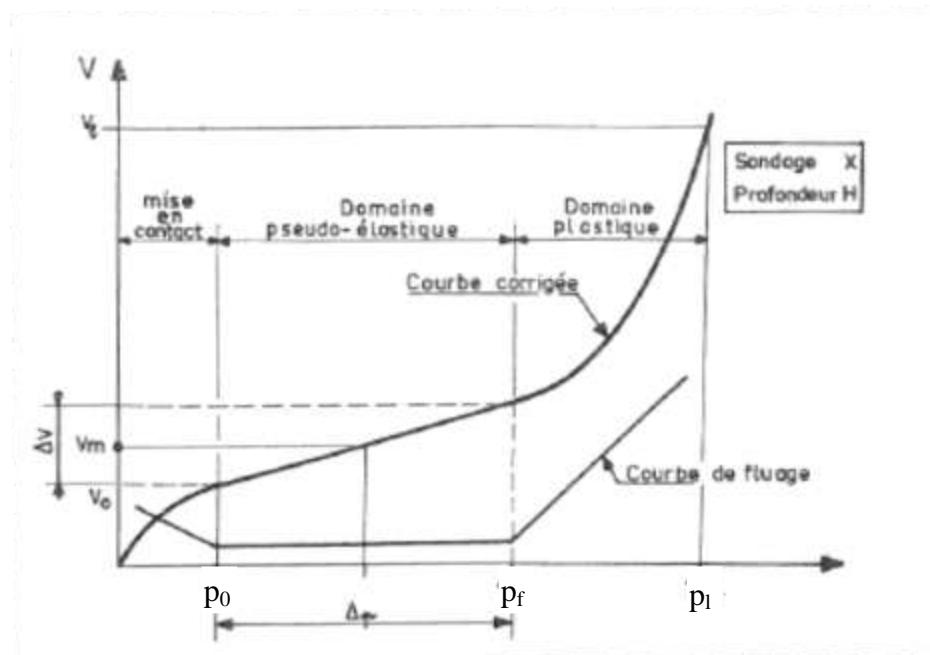


Figure 2-2 : Courbe pressiométrique

(Philipponnat et al., 1998)

L'interprétation de l'essai pressiométrique s'appuie sur la théorie d'expansion d'une cavité cylindrique de longueur infinie dans un milieu isotrope infini.

L'approche de la cavité cylindrique peut aussi utilisée pour l'étude de l'essai de cône ou de l'installation d'un pieu.

2.2 Concept de base

Considérons une cavité cylindrique de rayon initial r_0 et de longueur infinie dans un sol infini, isotrope et homogène. L'axe de la cavité est vertical et représente la direction OZ. La pression

initiale p_0 existant sur la paroi de la cavité correspond à la pression horizontale des terres au repos, σ_{h0} , présente également dans toute la masse de sol (Figures 2-3 et 2-4)

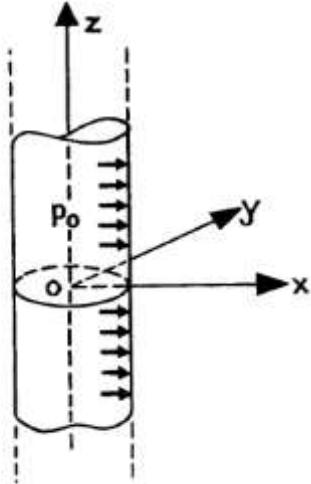


Figure 2-3 État initial d'une cavité cylindrique dans un milieu infini

(d'après Baguelin et al., 1978)

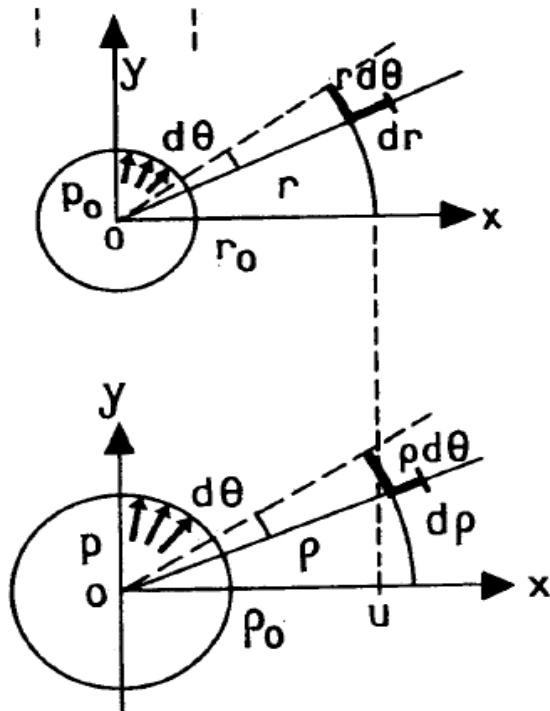


Figure 2-4 État initial et déformé des éléments dr et $rd\theta$

(d'après Baguelin et al., 1978)

Un élément linéaire dr orienté radialement subira une contraction, alors qu'un élément linéaire $rd\theta$ augmentera de longueur tout en restant perpendiculaire à dr . Les directions radiale et circonférentielle représentent donc les directions principales et les déformations correspondantes, ε_r et ε_θ , sont données par :

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr} \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{(r+u)d\theta - rd\theta}{rd\theta} = \frac{u}{r} \quad (2.2)$$

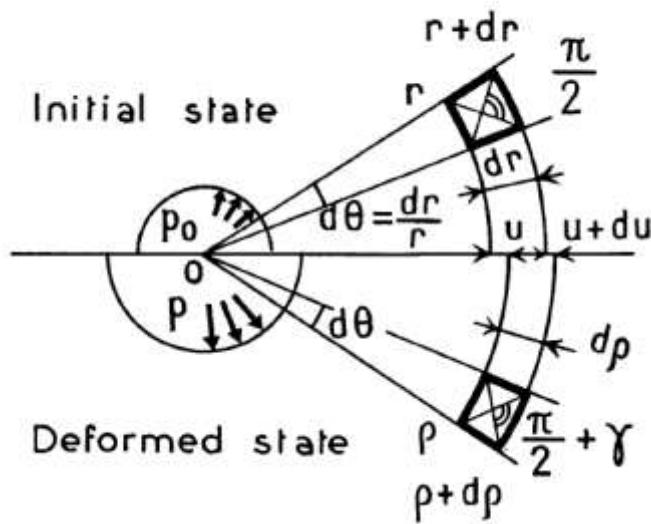


Figure 2-5 État initial et déformé d'un élément de volume proche d'une cavité cylindrique

(d'après Baguelin et al., 1978)

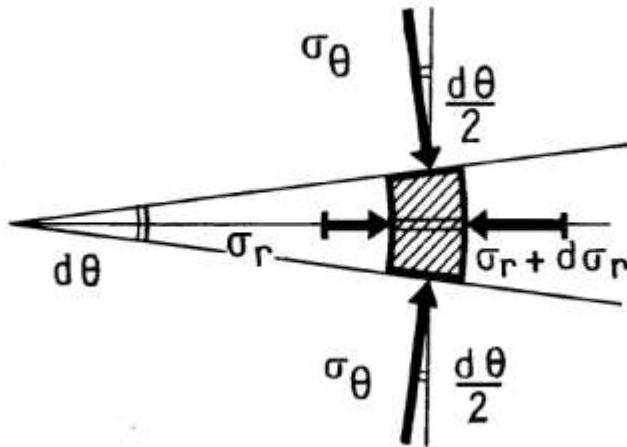


Figure 2-6 État des contraintes sur un élément déformé

(d'après Baguelin et al., 1978)

La figure (2-5) montre les déformations subies par un élément de volume suite à l'expansion de la cavité alors que la figure (2-6) montre l'état des contraintes agissant sur l'élément de volume.

Une seule équation d'équilibre décrivant cet état existe dans le plan horizontal pendant l'augmentation du rayon r à petites déformations :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (2.3)$$

Il existe plusieurs méthodes d'interprétation de l'essai pressiométrique, ces méthodes visent à obtenir la courbe contrainte – déformation, $\tau = f(\varepsilon)$ appelée fonction ou loi de cisaillement, à partir de la courbe d'expansion $p = f(\varepsilon)$ où p est l'incrément de la pression à l'intérieur de la cavité, et aussi à déterminer la distribution des contraintes autour d'une cavité en expansion dans le milieu infini.

Toutes les théories présentées ci-dessous qui concernent, à la fois, l'obtention de la courbe contrainte - déformation et la distribution des contraintes dans le sol sont basées sur les hypothèses suivantes :

- Le sol est homogène et isotrope;
- Les déformations sont planes, $\varepsilon_z = 0$ (z étant la direction de l'axe de la cavité);

- Le sol est saturé;
- L'eau interstitielle est incompressible;
- L'expansion est faite en condition non drainée ($\varepsilon_r + \varepsilon_\theta = 0$).

2.3 Dérivation de la fonction de cisaillement dans un milieu infini

Il existe plusieurs méthodes pour interpréter et déduire la fonction de cisaillement à partir de la courbe d'expansion en milieu infini. Ces méthodes diffèrent essentiellement dans les hypothèses de base concernant la loi de comportement du sol. Ménard (1957), par exemple, a supposé un comportement linéaire élastique tandis que Gibson et Anderson (1961) ont présumé un comportement élasto-plastique du sol. Ladanyi (1972), Palmer (1972) et Baguelin et al. (1972) ont pu déduire, d'une manière indépendante, la loi de cisaillement non drainé du sol, et cela sans faire d'hypothèse sur la forme de cette loi.

2.3.1 Approche empirique

Ménard a proposé en 1965 la relation empirique suivante :

$$S_u = \frac{P_l - P_0}{2K_b} \quad (2.4)$$

où S_u est la résistance au cisaillement non drainé,

p_l est la pression limite pressiométrique,

p_0 est la pression horizontale des sols au repos,

$2K_b$ est un coefficient empirique, typiquement égal à 5,5.

En utilisant une valeur unique de $2K_b$, l'approche simpliste de Ménard ne demeure qu'une indication qualitative des variations de la résistance suivant un profil de sol.

Baguelin et al, (1974) proposèrent une valeur variable du coefficient $2K_b$ pouvant atteindre 12 selon le rapport E_M / p_l , où E_M est le module pressiométrique.

2.3.2 Approche élasto-plastique

Gibson et Anderson (1961) ont approximé la réponse non drainée du sol par une relation contraintes - déformations élastique dans des conditions de plasticité idéales. Ils ont obtenu le module pressiométrique en utilisant la théorie de l'élasticité, et la résistance au cisaillement non drainé en utilisant la théorie de la plasticité.

Suite à un forage de rayon a_0 une argile, la pression radiale initiale p_0 présente dans le sol devient nulle, mais les conditions initiales sont retrouvées lorsque la pression dans la sonde devient égale à la valeur p_0 . Une relation entre l'augmentation de la pression Δp et le rayon de la cavité peut être calculée en se basant sur une analyse élastique si la contrainte radiale est augmentée de Δp et si un comportement linéaire de l'argile est assumé jusqu'à ce que le déviateur des contraintes atteigne $2S_u$.

Gibson et Anderson montrent que tant que le sol demeure dans la phase élastique, la contrainte radiale totale à une distance r du centre de la cavité est donnée par :

$$\sigma_r = p_0 + \Delta p \frac{a_0^2}{r^2} \quad (2.5)$$

et le déplacement radial du bord de la cavité par :

$$u(a_0) = \Delta p \left[\frac{(1+\nu)}{E} \right] a_0 \quad (2.6)$$

où ν est le coefficient de Poisson. Ces équations sont valides seulement si le déviateur est inférieur à $2S_u$. Donc :

$$|\sigma_r - \sigma_\theta| < 2S_u \quad \text{pour } r \geq a_0$$

Et aussi :

$$|\sigma_r - \sigma_\theta| = 2\Delta p \frac{a_0^2}{r^2} \quad (2.7)$$

La phase plastique est ensuite initiée d'abord au niveau de la paroi de la cavité lorsque la pression appliquée devient :

$$p = p_0 + S_u$$

Et le rayon de la cavité est alors :

$$a_0 + u(a_0) = a_0 + \left[\frac{(1+\nu)}{E} \right] a_0 S_u \quad (2.8)$$

Lorsque la pression est augmentée au-delà de $p_0 + S_u$, un anneau plastique d'argile s'étend de la paroi de la cavité, $r = a$, jusqu'à un rayon $r = R$, où les rayons a et R sont tous deux fonction de p . L'équation d'équilibre décrite à la section précédente doit exister à l'intérieur de l'anneau plastique, et en tout temps la rupture est atteinte lorsque :

$$|\sigma_r - \sigma_\theta| = 2S_u \quad , \quad a \leq r \leq R$$

En sachant que $\sigma_r = p$ pour $r = a$, et à partir de l'équation d'équilibre et de l'équation précédente, la contrainte radiale peut être déterminée de la manière suivante :

$$\sigma_r = p - 2S_u \ln\left(\frac{r}{a}\right) \quad (2.9)$$

Et à l'interface entre les régions plastique et élastique, soit à $r=R$:

$$\sigma_{r=R} = p - 2S_u \ln\left(\frac{R}{a}\right) \quad (2.10)$$

De plus, le déplacement radial au rayon R depuis le début où $p = p_0$ est donné par :

$$u(R) = \left[\frac{1+\nu}{E} \right] R \left[p - 2S_u \ln\left(\frac{R}{a}\right) - p_0 \right] \quad (2.11)$$

Juste à l'intérieur de la région élastique, au point où $r=R$, l'argile est sur le point de devenir plastique et la pression à ce niveau est donnée par :

$$p = p_0 - 2S_u \ln\left(\frac{r}{a}\right) = S_u \quad (2.12)$$

et

$$u(R) = \left[\frac{1+\nu}{E} \right] R S_u \quad (2.13)$$

Puisque l'essai est fait rapidement dans l'argile, il est considéré comme un essai non drainé. Ceci implique que le volume du sol reste constant durant l'essai. Donc, le volume de l'anneau d'argile compris entre a et R , soit $\pi(R^2-a^2)$ demeure constant.

Au moment où la pression appliquée correspond à la pression initiale p_0 , cet anneau est compris dans l'intervalle suivant :

$$a_0 + p_0 \left[\frac{(1+\nu)}{E} \right] a_0 \leq r \leq R - u(R) \quad (2.14)$$

Et son volume correspond à :

$$\pi \left[\{R-u(R)\}^2 - \left\{ a_0 + p_0 \left[\frac{(1+\nu)}{E} \right] a_0 \right\}^2 \right] \quad (2.15)$$

Ces deux volumes sont égaux étant donné l'état non drainé. Donc, en négligeant certains termes très petits, l'égalité des volumes donne :

$$\left(\frac{R}{a} \right)^2 + \frac{(a_0/a)^2 p_0}{S_u} = \left[\frac{E}{2(1+\nu)S_u} \right] \left[1 - \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 \right] \quad (2.16)$$

Cette équation permet de déterminer la relation entre le rayon a de la cavité et la pression p appliquée, ce qui donne :

$$p = p_0 + S_u + S_u \ln \left\{ \left[\frac{E}{2(1+\nu)S_u} \right] \left[1 - \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 \right] - \frac{(a_0/a)^2 p_0}{S_u} \right\} \quad (2.17)$$

Gibson et Anderson (1961) résument les différentes étapes d'un essai pressiométrique de la manière suivante :

Étape 1 : Lorsque la pression augmente de zéro à p_0 , soit la pression horizontale initiale, la relation suivante est valable :

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{2p(1+\nu)}{E} \quad 0 \leq p \leq p_0 \quad (2.18)$$

Étape 2 : Dans la phase élastique, lorsque la pression augmente de p_0 à $p_0 + Su$, la relation précédente est également valable, avec V_0 correspondant au volume initial de la sonde.

Étape 3 : Une fois que la phase plastique est initiée, lorsque la pression est supérieure à $p_0 + Su$, la relation suivante s'applique :

$$p = p_0 + S_u + S_u \ln \left\{ \left[\frac{E}{2(1+\nu)S_u} \right] \frac{\Delta V}{V} \frac{(\Delta V/V)p_0}{Su} \right\} \quad (2.19)$$

où V correspond au volume $V_0 + \Delta V$. Afin de trouver la valeur de Su , Gibson et Anderson proposent de réécrire l'équation précédente de la manière suivante :

$$p = p_l + S_u \ln \left\{ \frac{\Delta V}{V} - \frac{2(1-\Delta V/V)(1+\nu)p_0}{E} \right\} \quad (2.20)$$

où p_l correspond à la pression limite. En présentant les résultats obtenus avec l'essai pressiométrique dans un graphique semi-logarithmique de la pression en fonction de $\Delta V/V$, et considérant que p_0/E est petit par rapport à $\Delta V/V$, la phase plastique apparaît comme une droite.

Su peut être déterminé en considérant deux points sur cette droite, en égalant p_l dans l'équation précédente pour les deux points et en négligeant le dernier terme, ce qui permet de trouver :

$$S_u = \frac{p_l - p_0}{1 + \ln \left[\frac{E_M}{2S_u(1+\nu)} \right]} \quad (2.21)$$

où Su est la cohésion non drainée,

p_l est la pression limite pressiométrique,

p_0 est la pression horizontale des sols au repos,

E_M est le module pressiométrique, et

ν est le coefficient de Poisson.

Calhoun (1970) a démontré que la valeur du dénominateur de l'équation proposée par Gibson varie entre cinq et sept, avec une moyenne de 5.5. On peut alors écrire l'équation précédente :

$$p_l - p_o = 5,5 S_u$$

Windle et Wroth (1977) ont modifié la théorie élaborée par Gibson et Anderson en adoptant une méthode graphique où la pression appliquée est représentée en fonction de $\Delta V/V$. La phase plastique peut être assimilée à une droite dont la pente représente la valeur de S_u .

Ladanyi (1972), Baguelin et al. (1972) et Palmer (1972) ont pu déduire séparément la loi de cisaillement non drainé du sol, et la résistance au cisaillement non drainé S_u , sans faire d'hypothèse sur la forme de la loi de comportement ni sur l'ordre de grandeur des déformations.

2.3.3 Méthode de Palmer (1972)

Palmer (1972) a fourni une méthode théorique permettant d'exprimer la contrainte de cisaillement en fonction du logarithme de $\Delta V/V$ comme suit :

$$\frac{\sigma_{ri} - \sigma_{\theta i}}{2} = \frac{dp_i}{d[\log(\Delta V/V)]} \quad (2.22)$$

où σ_{ri} et $\sigma_{\theta i}$ sont, respectivement, les contraintes radiale et tangentielle qui agissent sur le bord intérieur de la cavité;

V est le volume déformé de la sonde;

ΔV est la variation du volume de la sonde;

p_i est la pression appliquée à l'intérieur de la sonde.

Si la pression p_i est tracée en fonction de $\log(\Delta V/V)$, la pente de la courbe, pour une valeur donnée de $\Delta V/V$, sera égale à la contrainte moyenne de cisaillement qui correspond à un déplacement radial au bord de la cavité y_{ri} qui s'exprime, en normalisant les dimensions par rapport à r_i , en fonction de $\Delta V/V$, comme :

$$y_{ri} = (1 - \Delta V/V)^{-0.5} - 1 \quad (2.23)$$

Au bord de la cavité ($r = 1 + y_{ri}$), la déformation tangentielle ε_i sera égale à y_{ri} , et donc la fonction de cisaillement sera obtenue en utilisant, pour chaque valeur de $\Delta V/V$, l'équation (2-1) pour le calcul de ε_i et la pente correspondante de la courbe pressiométrique pour le calcul de τ .

2.3.4 Approche de Ladanyi (1972)

Ladanyi (1972) s'est basé sur la théorie déjà utilisée dans la plasticité des métaux. Il a supposé que le milieu est formé d'un grand nombre de cylindres minces centrés par rapport à l'axe de la cavité. Chaque cylindre, de rayon intérieur r_i et extérieur r_{i+1} , est soumis à des contraintes radiales ($\sigma_{r+i}, \sigma_{ri+1}$) et tangentielles ($\sigma_{\theta i}, \sigma_{\theta i+1}$).

Le déviateur mobilisé en déformation plane s'écrit

$$q_{i,i+1} = (\sigma_1 - \sigma_3)_{i,i+1} \quad (2.24)$$

et correspond à la déformation moyenne dans le cylindre décrite par :

$$\gamma_{i,i+1} = (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)_{i,i+1} \quad (2.25)$$

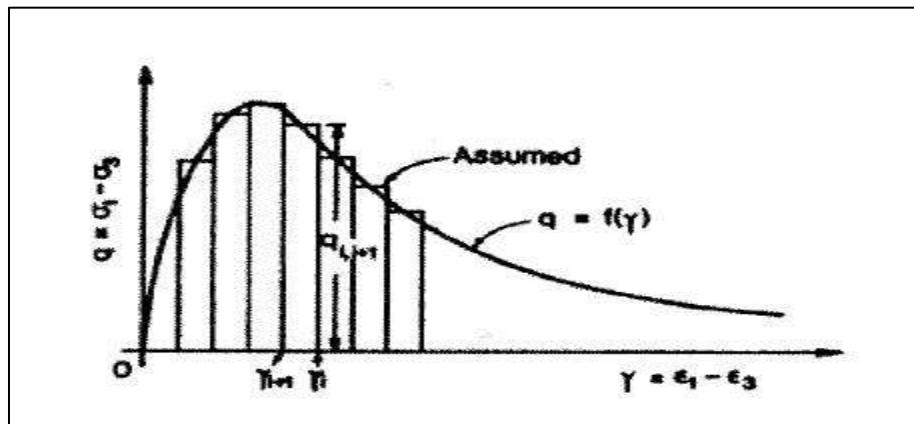


Figure (2-7) : Courbe contrainte-déformation assumée et réelle pour l'expansion d'une cavité cylindrique considérée comme un assemblage de cylindres (d'après Ladanyi, 1972)

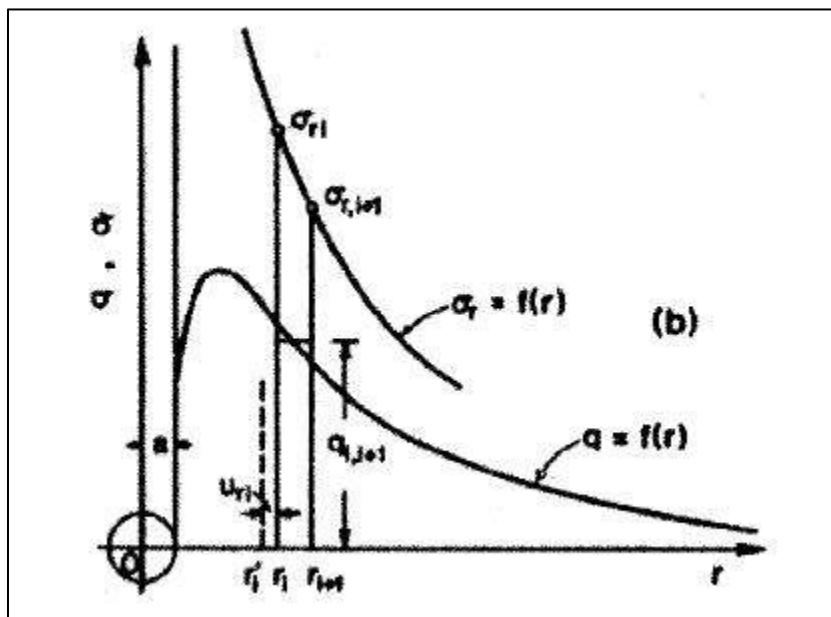


Figure (2-8) : Variation réelle et assumée de la résistance mobilisée q avec le rayon r et variation résultante de la contrainte radial totale σ_r (d'après Ladanyi, 1972)

La résistance moyenne mobilisée au cisaillement ainsi que la déformation au cisaillement correspondante, $q_{i,i+1}$ et $\gamma_{i,i+1}$ respectivement, seront données par les deux expressions suivantes :

$$(\sigma_r - \sigma_\theta)_{i,i+1} = q_{i,i+1} = \frac{\sigma_{ri} - \sigma_{r,i+1}}{\ln r_{i+1} - \ln r_i} \quad (2.26)$$

$$\gamma_{i,i+1} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta V}{V} \right)_i + \left(\frac{\Delta V}{V} \right)_{i+1} \right] \quad (2.27)$$

Partant de ce principe, la courbe d'expansion sera découpée en de petits segments de lignes droites, chaque segment est limité par deux pressions successives à l'intérieur de la cavité p_i et p_{i+1} correspondant à une résistance moyenne au cisaillement $q_{i,i+1}$ qui sera donnée en fonction de p_i et p_{i+1} par une équation similaire à celle de Palmer et qui s'écrit comme suit :

$$(\sigma_r - \sigma_\theta)_{i,i+1} = q_{i,i+1} = \frac{p_i - p_{i+1}}{0,5 \left[\ln \left(\frac{\Delta V}{V} \right)_i - \ln \left(\frac{\Delta V}{V} \right)_{i+1} \right]} \quad (2.28)$$

2.3.5 Approche de Baguelin et al. (1972)

Baguelin et al. (1972), quant à eux, ont développé une procédure théorique aboutissant à une expression de τ en fonction de la déformation de Green de la façon suivante :

$$\tau = \frac{d\sigma_r}{dg} g_\theta (1 + 2g_\theta) \quad (2.29)$$

où la déformation de Green g est définie par :

$$g = \frac{1}{2} \frac{dl^2 - dl_0^2}{dl_0^2} \quad (2.30)$$

Dans la direction circonférentielle, cette déformation sera donc :

$$g_\theta = \frac{1}{2} \frac{r^2 d\theta^2 - r^2 d\theta^2}{r^2 d\theta^2} \quad (2.31)$$

où $r' = r + y_r$ et $d\theta$ est l'angle que fait un élément de longueur initiale dl_o et de longueur finale dl à partir du centre de la cavité.

Au bord de la cavité, l'équation (2-2) s'écrit ainsi :

$$\tau = \frac{\Delta V}{V_0} \frac{dp_l}{d\left(\frac{\Delta V}{V_0}\right)} \left(1 + \frac{\Delta V}{V}\right) = \frac{\Delta V}{V} \frac{dp_l}{d\left(\frac{\Delta V}{V}\right)} \quad (2.32)$$

En petites déformations, l'expression (2-32) se simplifie en s'écrivant :

$$\tau = \varepsilon_l \frac{dp_l}{d\varepsilon_l} \quad (2.33)$$

L'équation (2.33) est similaire à celles trouvées par Ladanyi et Palmer.

Silvestri dans un article publié en 1998, s'est basé sur la théorie de l'expansion des tubes métalliques à paroi épaisse développée par Nadai (1950), pour déduire la loi de cisaillement lors de l'expansion d'un cylindre creux dans une argile saturée, sans avoir recours à une loi de comportement du sol.

Il a déduit l'équation (2-34) qui est la même équation obtenue par Ladanyi (1972), Palmer (1972) et Baguelin et al. (1972).

$$\tau_a = q(q-1) \frac{dp}{dq} \quad (2.34)$$

où : τ_a est la contrainte de cisaillement mobilisée au bord de la cavité,

$q = \left(\frac{a'}{a}\right)^2$; a et a' sont respectivement le rayon de la cavité avant et après la déformation,

p est la pression appliquée, et

$\frac{dp}{dq}$ est le pente de la courbe d'expansion.

Parmi d'autres méthodes qui sont utilisées pour dériver la fonction de cisaillement, on cite celle de Prévost et Hoeg (1975) qui ont supposé que la relation contrainte déformation, dans le cas

$$\text{d'un sol écrouissable, est hyperbolique et s'exprime selon l'équation suivante : } q = q_{ult} \frac{\varepsilon}{a + \varepsilon}$$

où q_{ult} est la valeur de la contrainte de cisaillement ultime. À partir de cette hypothèse et en se basant sur la théorie de la plasticité avec une loi d'écoulement associée, ils ont exprimé la courbe d'expansion comme suit :

$$\frac{d\sigma_{ri}}{d\left(\frac{y_{ri}}{r_i}\right)} = \frac{2}{3} q_{ult} \frac{1}{a + \varepsilon_{ri}} \quad (2.35)$$

Ainsi, en traçant p_i en fonction y_{ri}/r_i , les constantes q_{ult} et a peuvent être déterminées numériquement et, par conséquent, la fonction de cisaillement sera obtenue.

Denby et Clough (1980) ont proposé une méthode graphique pour la dérivation de la fonction de cisaillement. Cette méthode est basée sur l'approche de Duncan et Chang (1970) qui supposent que la relation contrainte déformation est composée de deux parties ; avant la rupture, la courbe est hyperbolique alors que pendant et après la rupture, elle est idéalement plastique. L'expression des contraintes principales en fonction de la déformation radiale, selon Duncan et Chang (1970), s'écrit comme suit :

$$\frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{2} = \frac{\varepsilon_r}{\left(\frac{1}{2G_i}\right) + \left(\frac{R_f}{Su}\right)\varepsilon_r} \quad (2.36)$$

où R_f est un paramètre qui prend une valeur comprise entre 0 et 1, et
 G_i est le module de cisaillement initial.

Ainsi, à partir de l'équation (2.36), l'inverse de la pente de la courbe pressiométrique, avant la rupture, sera donnée par :

$$\frac{d\varepsilon_r}{d\sigma_r} = \frac{1}{2G_i} + \frac{R_f}{Su} \varepsilon_r \quad (2.37)$$

Alors que pendant et après la rupture, on peut écrire :

$$\frac{(\sigma_r - \sigma_\theta)}{2} = \varepsilon_r \frac{d\sigma_r}{d\varepsilon_r} = S_u \quad (2.38)$$

Donc, l'inverse de la pente de la courbe pressiométrique sera :

$$\frac{d\varepsilon_r}{d\sigma_r} = \frac{\varepsilon_r}{S_u} \quad (2.39)$$

En traçant les équations (2-37) et (2-39) dans l'espace $(\varepsilon_r, d\varepsilon_r / d\sigma_r)$, on obtient pour l'équation (2-37), une ligne droite qui coupe l'axe $d\varepsilon_r / d\sigma_r$ à $(1/2G_i)$ avec une pente de (R_f/S_u) et pour l'équation (2-39), une ligne droite qui passe par l'origine et qui a une pente de $(1/S_u)$. Ces deux lignes droites permettent de déterminer directement G_i , S_u et R_f .

En remplaçant ces trois paramètres dans l'équation (2-36), on obtient la courbe contrainte déformation.

Arnold (1981) a approximé la courbe d'expansion par une relation hyperbolique de la forme

$$\sigma_r = \sigma_h + \frac{\varepsilon}{a + b\varepsilon} \quad \text{où } \sigma_h \text{ est la contrainte horizontale in-situ et } a \text{ et } b \text{ sont des paramètres qui sont}$$

déterminés à partir des données expérimentales. Une fois que σ_h , a et b sont déterminés, la fonction de cisaillement $\tau = f(\varepsilon)$ sera donnée par $\tau = \frac{a\varepsilon}{(a + b\varepsilon)^2}$ et $S_u = \tau_{max} = \frac{1}{4b}$.

Gangopadhyay et Nasr (1986) en effectuant des essais pressiométriques au laboratoire, ont interprété la courbe pressiométrique avec cinq méthodes différentes d'interprétation : Ménard (1965), Gibson et Anderson (1961), Prevost et Hoeg (1975), Clough et Denby (1980), Baguelin et al. (1972) et finalement la méthode de Palmer (1972). Ils ont trouvé qu'il y a des différences significatives entre les valeurs de S_u obtenues par les différentes méthodes. Ces différences sont attribuées aux hypothèses sur lesquelles se basent ces différentes méthodes et ils ont trouvé que la valeur de S_u obtenue par la méthode de Prévost et Hoeg (1975) s'approche le plus de celle obtenue par un essai triaxial standard.

2.4 Distribution des contraintes dans les milieux infinis

Les approches qui traitent de la distribution des contraintes dans les milieux infinis de sol saturé se basent sur trois modèles de comportement du squelette qui sont :

- Le modèle linéaire élastique;
- Le modèle élastique parfaitement plastique;
- Le modèle écrouissable de Cam Clay modifié.

2.4.1 Phase élastique de l'expansion

L'expansion cylindrique dans un sol élastique est un problème classique. Les résultats montrent que le sol élastique ne subit pas de déformation volumique, et les contraintes vérifient :

$$\Delta\sigma_r = -\Delta\sigma_\theta = 2G \frac{y_{ri}r_i}{r^2} \quad (2.40)$$

$$\Delta\sigma_z = \nu(\Delta\sigma_r + \Delta\sigma_\theta) = 0 \quad (2.41)$$

y_{ri} étant le déplacement radial imposé au bord de la cavité. Si, de plus, on fait l'hypothèse que $u = \Delta p$, u étant la surpression interstitielle dans le sol saturé, et Δp la variation de la contrainte totale moyenne; la surpression u sera nulle partout dans le sol.

Toutefois, ces équations ne peuvent pas s'appliquer dans le cas d'un sol saturé en raison de l'existence d'un paramètre supplémentaire qui est la pression interstitielle. Nahra et Frank (1986), ont supposé pour surmonter ce problème, un comportement élastique ou parfaitement plastique du squelette du sol et non pas du sol même (squelette + sol); ainsi, la pression interstitielle u est introduite comme une inconnue supplémentaire du problème à résoudre.

Le comportement élastique du sol se traduit en fonction de la déformation volumique ε_v :

$$\Delta\sigma'_r = 2G\varepsilon_r + \lambda\varepsilon_v \quad (2.42)$$

$$\Delta\sigma'_\theta = 2G\varepsilon_\theta + \lambda\varepsilon_v \quad (2.43)$$

$$\Delta\sigma'_z = 2G\varepsilon_z + \lambda\varepsilon_v \quad (2.44)$$

où $\lambda = \frac{Ev}{(1+\nu)(1-2\nu)}$. $\Delta\sigma_r^{'}, \Delta\sigma_\theta^{'}$ et $\Delta\sigma_z^{'}$ sont, respectivement, les variations des contraintes effectives radiale, tangentielle et axiale dans le sol avec, en déformation plane $\varepsilon_z = 0$.

L'équation d'équilibre s'écrit :

$$\frac{\partial \Delta\sigma_r}{\partial r} + \frac{\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta}{r} = 0 \quad (2.45)$$

Avec : $\Delta\sigma_r = \Delta\sigma_r^{'} + u$ et $\Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma_\theta^{'} + u$

Donc :

$$\frac{\partial \Delta\sigma_r}{\partial r} + 4G \frac{y_{ri}r_i}{r^3} = 0 \quad (2.46)$$

et :

$$\Delta\sigma_r(r) = 2G \frac{y_{ri}r_i}{r^3} + K' \quad (2.47)$$

où K' est une constante d'intégration. Or, à l'infini : $\Delta\sigma_r(r) = 0$.

D'où $K' = 0$ et par suite $\Delta\sigma_r = \Delta\sigma_r^{'}$ en tout point. Ainsi, aucune surpression interstitielle n'est générée dans le sol élastique.

La distribution des contraintes totales et effectives en déformation plane est :

$$\Delta\sigma_r = \Delta\sigma_r^{'} = 2G \frac{y_{ri}r_i}{r^2} \quad (2.48)$$

$$\Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma_\theta^{'} = -2G \frac{y_{ri}r_i}{r^2} \quad (2.49)$$

$$\Delta\sigma_z = \Delta\sigma_{z\theta}^{'} = u = 0 \quad (2.50)$$

2.4.2 Phase plastique de l'expansion

2.4.2.1 Sol vérifiant le critère de Tresca

Avant d'atteindre la plasticité, le comportement du squelette est élastique. Les calculs du paragraphe précédent donnent au bord de la cavité :

$$\Delta\sigma_r = -\Delta\sigma_\theta = 2G \frac{y_{ri}r_i}{r^2} \quad (2.51)$$

Le critère de Tresca est atteint lorsque :

$$\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma'_r - \Delta\sigma'_\theta = 2Su \quad (2.52)$$

Ce qui donne :

$$2G \frac{y_{ri}r_i}{r^2} = Su \quad \text{ou} \quad \frac{y_{ri}}{r_i} = \frac{Su}{2G}$$

À partir de cette valeur de y_{ri} , une zone plastique commence à se développer autour de la cavité. Le rayon de cette zone s'étend au fur et à mesure qu'on augmente y_{ri} . Il est possible de calculer le rayon de cette zone, soit r_p .

Si r_p est le rayon plastique qui sépare la zone élastique de la zone parfaitement plastique, on a :

Pour $r \geq r_p$ (zone élastique)

$$\Delta\sigma_r = \Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma'_\theta = S_u \frac{r_p^2}{r^2} \quad (2.53)$$

$$u = \Delta\sigma_z = \Delta\sigma'_z = 0 \quad (2.54)$$

Pour $r_i \leq r \leq r_p$ (zone parfaitement plastique)

Le critère de Tresca s'écrit :

$$\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta = 2S_u \quad (2.55)$$

L'équation (notion de base) s'écrit (en petites déformations) :

$$\frac{\partial\Delta\sigma_r}{\partial r} + \frac{2S_u}{r} = 0 \quad (2.56)$$

En intégrant :

$$\Delta\sigma_r = -2S_u \ln(r) + K \quad (2.57)$$

Or, $\Delta\sigma_r(r_p) = S_u$ puisque dans la zone élastique $\Delta\sigma_r = -\Delta\sigma_\theta$

Et à la limite des zones élastique et plastique : $\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta = 2S_u$

On en déduit que :

$$\Delta\sigma_r = 2S_u \ln \frac{r_p}{r^2} + S_u \quad (2.58)$$

$$\Delta\sigma_\theta = 2S_u \ln \frac{r_p}{r^2} - S_u \quad (2.59)$$

$$\Delta\sigma_z = 2S_u \ln \frac{r_p}{r^2} \quad (2.60)$$

Les contraintes effectives et la pression interstitielle, dans la zone plastique, ne peuvent être trouvées qu'en admettant l'hypothèse selon laquelle la contrainte effective moyenne $\Delta p'$ reste constante durant l'expansion de la cavité, ainsi :

$$u = 2S_u \ln \frac{r_p}{r} \quad (2.61)$$

$$\Delta\sigma_r' = -\Delta\sigma_\theta' = S_u \text{ et } \Delta\sigma_z' = 0$$

2.4.2.2 Sol vérifiant le critère de Von Mises

Le critère de Von Mises peut s'écrire comme suit :

$$k = \sqrt{3} S_u \quad (2.62)$$

avec $k = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + (\sigma_r - \sigma_z)^2 \right]^{1/2}$ (2.63)

L'équation de l'équilibre (2-3) reste valable :

$$\frac{\partial \Delta\sigma_r}{\partial r} + \frac{\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta}{r} = 0 \quad (2.64)$$

$$\varepsilon_r + \varepsilon_\theta = 0 \quad (2.65)$$

La distribution des contraintes totales est similaire à celle que donne le critère de Tresca. D'autre part, le rayon plastique calculé avec le critère de Von Mises vaut le double du rayon calculé avec le critère de Tresca.

CHAPITRE 3

EXPANSION D'UNE CAVITÉ CYLINDRIQUE DANS UN SOL ÉLASTOPLASTIQUE ÉCROUSSIABLE : MODÈLE CAM-CLAY

L'analyse de l'expansion d'une cavité dans une argile saturée adoptant un modèle élastique ou élastique parfaitement plastique est largement utilisée à cause du fait qu'une solution théorique existe pour ce genre d'interprétation depuis longtemps.

Cependant ces deux modèles sont incapables de relier les paramètres de résistance du matériau à l'état initial de la contrainte effective dans le sol de telle sorte que l'histoire de chargement du matériau n'est pas prise en compte dans l'interprétation. D'autre part, la surpression interstitielle ne peut être calculée dans la zone plastique, selon le modèle élastique parfaitement plastique, qu'en faisant l'hypothèse peu justifiée, qui consiste à dire que la valeur de la contrainte effective moyenne ne subit pas de variation tout au long de l'expansion non drainée, aussi bien dans la zone élastique que dans la zone plastique.

Le modèle élastoplastique écrouissable Cam-Clay Modifié est supposé améliorer les résultats à ces deux niveaux. Il présente en effet trois avantages principaux sur les deux autres modèles :

- Prise en compte du comportement non linéaire du sol;
- Prise en considération de l'histoire de chargement du sol, représentée par la contrainte de préconsolidation;
- Aucune hypothèse n'est faite sur la variation de la contrainte effective moyenne.

Comme la solution analytique du problème de l'expansion de cavité avec le modèle de Cam Clay n'était pas connue (Wood 2007), et que des auteurs sont allés jusqu'à dire qu'elle ne peut pas être trouvée (Yu 2000), le recours à des méthodes numériques telle que les éléments finis ou les différences finies était indispensable.

Les travaux qui ont attiré le plus d'attention dans ce domaine sont ceux de Carter, Randolph et Wroth (1979). Ces chercheurs ont utilisé la méthode des éléments finis pour étudier la distribution des contraintes effectives et des pressions interstitielles autour d'une cavité

cylindrique dans une argile normalement consolidée, et ils ont trouvé que l'incrément des contraintes radiales et circonférentielles dû à l'expansion de la cavité s'estompe à une distance égale à 20 fois le rayon intérieur de la cavité. Quant à la distribution de l'excès de la pression interstitielle, il ont trouvé qu'elle est quasi linéaire, quand elle est tracée en fonction de $\log(r'/a_0)$, et atteint la valeur de 0 pour $r'/a_0=10$ (a_0 et r' sont le rayon initial de la cavité et la distance radiale d'un élément après l'expansion). Dans un autre article paru dans la même année, Randolph et Wroth (1979) ont comparé les résultats d'éléments finis sur la distribution de la pression interstitielle avec les résultats expérimentaux obtenus par Bjerrum et Johannessen (1961) concernant la mesure de la pression interstitielle autour d'un pieu enfoncé dans une argile normalement consolidée. Ils ont déduit que , malgré la dispersion des points, cette distribution peut être considérée comme logarithmique dans la zone remaniée. Dans un autre article paru toujours dans la même année, Randolph et al. ont simulé l'installation d'un pieu à l'expansion d'une cavité cylindrique à partir d'un rayon nul ($a_0=0$) et ils ont étudié la distribution des contraintes et des surpressions interstitielles autour du pieu ainsi que l'effet du degré de la surconsolidation OCR. Ils ont comparé la solution théorique d'un modèle élastique parfaitement plastique du sol avec les résultats numériques du modèle de Cam Clay Modifié et ils ont trouvé que le cheminement de contrainte totale dans les deux modèles du sol est essentiellement le même alors que le cheminement des contraintes effectives est différent. Ceci est attribué au fait que le modèle élastique parfaitement plastique suppose, contrairement au modèle de Cam Clay Modifié, que la contrainte effective moyenne reste constante durant l'expansion de la cavité. Ci-dessous est présentée une description du modèle de Cam Clay Modifié qui vise à fournir les divers concepts et définitions du comportement du sol.

3.1 Formulation du modèle de Cam Clay Modifié

Les critères du modèle Cam Clay sont des critères élastoplastiques avec écrouissage qui ont été développés à l'université de Cambridge, d'abord par Roscoe, Schofield et Thuraurajah (1963) qui ont présenté la première version du modèle Cam Clay, ensuite par Burland (1965) qui a présenté le modèle Cam Clay Modifié en 1965.

La formulation du modèle de Cam Clay est basée sur la théorie de la plasticité, à partir de laquelle il est possible de décrire le comportement contrainte-déformation, en particulier de prévoir de manière réaliste le changement de volume et la résistance du sol dus à différents types de chargement.

La figure (3-1) illustre, schématiquement, la surface de charge du modèle dans l'espace (p' - q - v), où :

$$p' = \frac{1}{3}(\sigma'_r + \sigma'_\theta + \sigma'_z) \quad (3.1)$$

$$q = \sqrt{\frac{1}{2}\left\{(\sigma'_r - \sigma'_\theta)^2 + (\sigma'_\theta - \sigma'_z)^2 + (\sigma'_z - \sigma'_r)^2\right\}} \quad (3.2)$$

et v est le volume spécifique avec $v = e + I$, et e est l'indice des vides

Cette surface est souvent représentée par ses projections dans les plans (p' - q) et (v - p') comme montrée à la figure (3-1) ; ou encore, dans les plans (p' - q) et (v - $\ln p'$) où, dans le dernier plan, la ligne d'état critique comme la ligne de consolidation isotrope sont des lignes droites et parallèles.

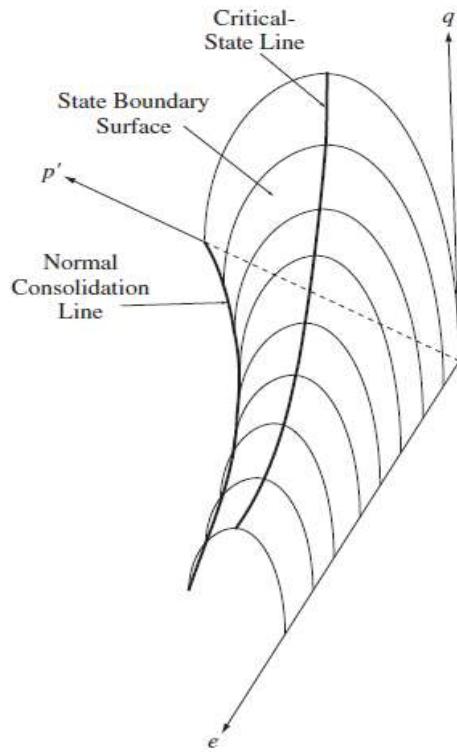


Figure 3-1 : Surface de charge du modèle de Cam Clay Modifié
(d'après Helwany, 2007)

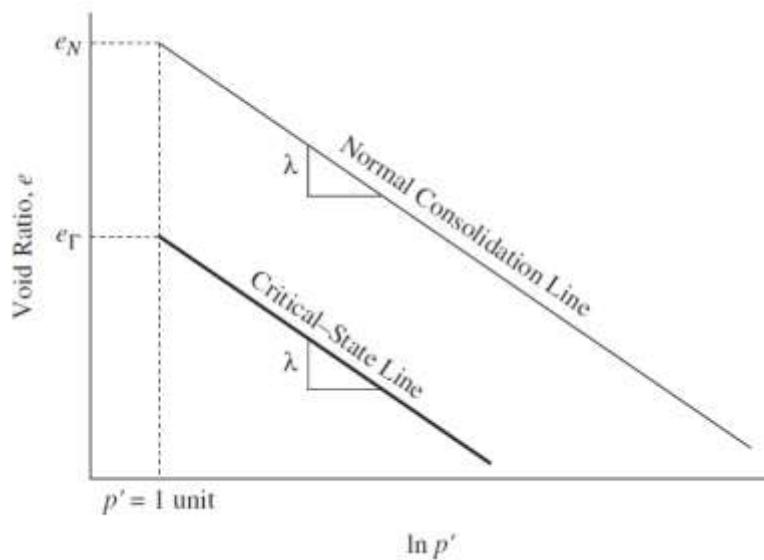


Figure 3-2 : Projection de la surface de charge dans le plan ($e - \ln p'$)
(d'après Helwany, 2007)

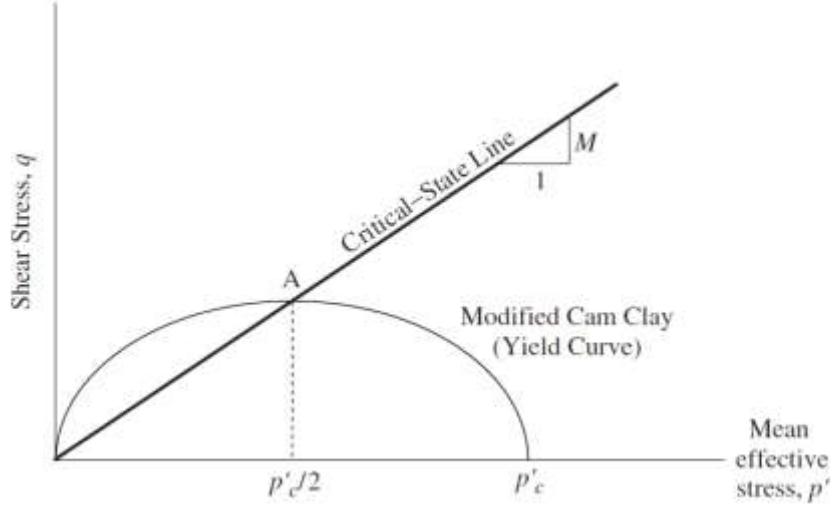


Figure 3-3 : Projection de la surface de charge dans le plan (p' - q)
(d'après Helwany, 2007)

Les équations de projections de la surface de charge dans ces deux derniers plans sont les suivantes :

$$v = v_\lambda - \lambda \ln \frac{p'}{p_1} \quad (3.3)$$

$$q^2 - M^2 \left\{ p' (p_c' - p') \right\} = 0 \quad (3.4)$$

où M est la pente de la courbe d'état critique dans le plan (p' - q) avec $M = \frac{6 \sin \phi'}{3 - \sin \phi'}$,

λ est la pente de la courbe de consolidation vierge dans le plan (v - $\ln p'$)

p_1' et v_λ sont la contrainte effective et le volume spécifique de référence qui servent à localiser la ligne de consolidation isotrope dans le plan (v - p'), et p_c' représente la contrainte effective de préconsolidation qui sert à déterminer la taille de la surface d'écoulement initial avec :

$$p_c' = p_{max}' \left(\frac{q_{max}}{(M p_{max}')^2} + 1 \right) \quad (3.5)$$

où p'_{max} et q_{max} correspondent aux valeurs maximales atteintes par p' et q , respectivement, durant toute l'histoire du sol.

Toutefois, un sol normalement consolidé à K_o aura :

$$p'_0 = p'_{max} = \frac{\sigma'_v + 2\sigma'_h}{3} = \frac{\sigma'_v(1+2K_o)}{3} \text{ et } q'_0 = q'_{max} = \sigma'_v - \sigma'_h = \sigma'_v(1-K_o)$$

En utilisant un indice de surconsolidation OCR défini comme étant le rapport de la valeur la contrainte maximale appliquée dans le passé à la valeur actuelle, l'équation (3-2) devient

$$OCR = \frac{p'_c}{p'_0} = 1 + \frac{q_0}{(M p'_0)^2} \quad (3.6)$$

Le comportement élastique du sol en déchargement est représenté par la courbe de gonflement définie ainsi :

$$v = v_\kappa - \kappa \ln \frac{p'}{p_1} \quad (3.7)$$

où κ est la pente de la courbe de gonflement dans le plan ($v - \ln p'$), et

v_κ est la valeur de référence de v qui correspond, sur la ligne de déchargement, à la valeur de référence p_1 .

Dans le plan ($p' - q$), le comportement élastique correspond à un état de contrainte qui se trouve à l'intérieur de la surface d'écoulement initial. Cette surface, définie par l'équation (3.4), représente une ellipse qui passe par l'origine et qui coupe l'axe p' à p'_c et la ligne d'état critique à

$$q = M \frac{p'_c}{2} \quad (3.8)$$

Ce comportement élastique est caractérisé dans le modèle de Cam Clay par le module de déformation volumique K et le module de cisaillement G . Une relation peut être établie entre les paramètres κ et K comme suit :

$$K = \frac{v p'}{\kappa} \quad (3.9)$$

Et, par conséquent, le module de cisaillement G sera exprimé en fonction de ν , p' et κ comme :

$$G = \frac{3(\nu p' / \kappa)(1-2\nu)}{2(1+\nu)} \quad (3.10)$$

Il est à noter que pour une valeur constante de coefficient de Poisson ν , les valeurs de G et K ne sont pas constantes mais elles varient, dans la même proportion, en fonction de la contrainte moyenne effective p' . Ceci reflète la non-linéarité du comportement dans la zone élastique.

Les valeurs initiales de G et K sont données en fonction de ν_0 et p'_0 comme :

$$K = \frac{\nu_0 p'_0}{\kappa} \quad (3.11)$$

$$G = \frac{3(\nu_0 p'_0 / \kappa)(1-2\nu)}{2(1+\nu)} \quad (3.12)$$

$$\nu_0 = \nu - \lambda \ln \frac{p'_c}{p'_1} + \kappa \ln \frac{p'_c}{p'_0} \quad (3.13)$$

Pour une argile surconsolidée, l'état initial des contraintes se trouve à l'intérieur de la surface d'écoulement initial où le comportement est élastique. Cela correspond, sur le plan (ν - $\ln p'$), à un point sur une ligne de déchargement.

Lorsque le cheminement des contraintes effectives traverse la surface d'écoulement initial, le comportement du matériau devient plastique et la forme du cheminement des contraintes effectives est donnée par Wood (1990) :

$$\frac{p'_i}{p'} = \left(\frac{M^2 + \eta^2}{M^2 + \eta_i^2} \right)^\Lambda \quad (3.14)$$

où η est le rapport des contraintes qui est égal à : $\left(\frac{q}{p} \right)$,

η et p'_i représentent, respectivement, les valeurs de η et de p sur la surface d'écoulement initial,

et $\Lambda = \frac{\lambda - \kappa}{\lambda}$,

Au fur et à mesure que le test progresse, la taille de la surface d'écoulement change selon l'état initial des contraintes représenté par l'indice de surconsolidation, OCR.

Comme indiqué sur les figures (3-4) et (3-5), dans le cas d'une argile normalement ou légèrement surconsolidée, la surface d'écoulement s'élargit alors que dans le cas contraire, elle se rétrécit. Dans les deux cas, le cheminement des contraintes effectives converge vers la ligne d'état critique où, à la rupture, le sol atteint un état critique qui est défini comme une combinaison unique de l'état de contraintes (p', q) et du volume spécifique où le sol peut continuer à se déformer sans changement ultérieur de ces paramètres.

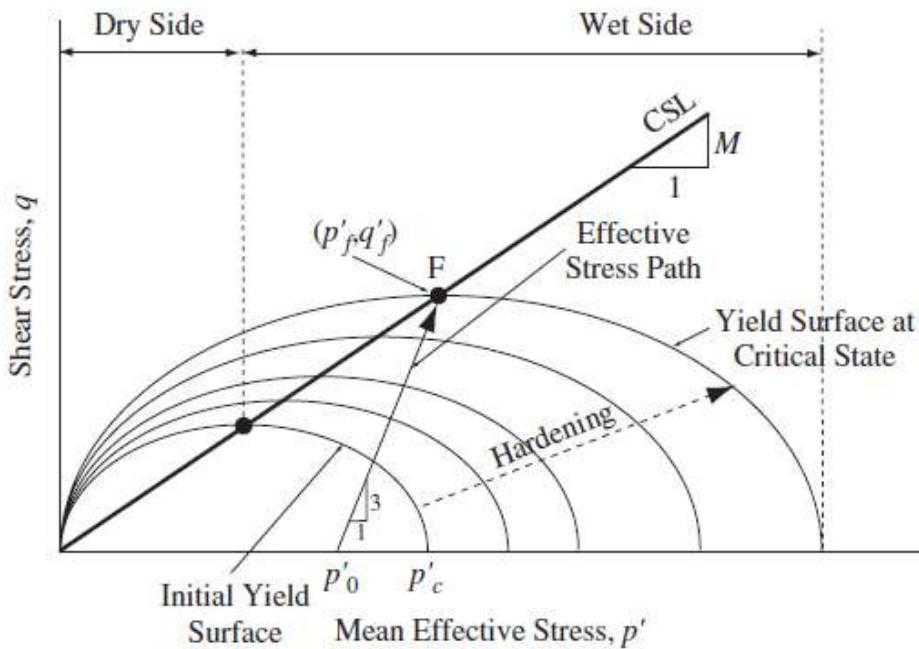


Figure 3-4 : Changement de taille de la surface d'écoulement (NC).

(d'après Helwany, 2007)

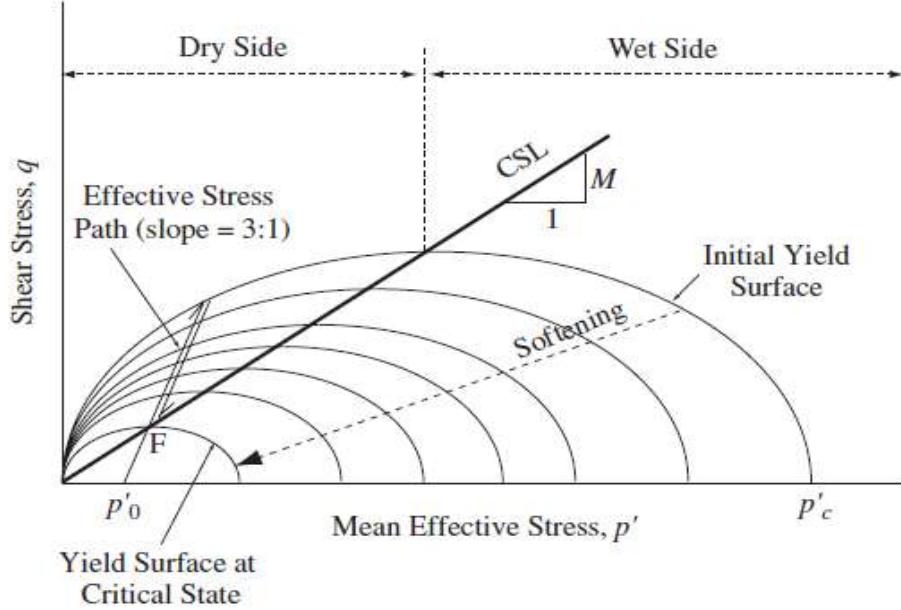


Figure 3-5 : Changement de taille de la surface d'écoulement (SC).

(d'après Helwany 2007)

Dans une sollicitation non drainée, étant donné que le volume spécifique demeure inchangé, l'état critique peut être déterminé à l'avance. Avec des considérations purement géométriques, nous exprimons la contrainte effective moyenne et la contrainte déviatorique à la rupture par :

$$\dot{p}_{cr} = \dot{p}_0 \left(\frac{OCR}{2} \right)^{1-\kappa/\lambda} \quad (3.15)$$

$$q_{cr} = \sqrt{3} Su \quad (3.16)$$

$$Su = \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_3) \quad (3.17)$$

On note que la relation (3.16) est obtenue pour une sollicitation en déformation plane en considérant que la contrainte intermédiaire principale σ_2 est égale à la moyenne des deux autres contraintes principales.

CHAPITRE 4

ANALYSE NUMÉRIQUE DE L'ESSAI PRÉSSIONÉTRIQUE

4.1 Présentation de l'outil de simulation numérique FLAC 2D

Le logiciel de modélisation en deux ou trois dimensions FLAC (*Fast Lagrangian Analysis of Continua*) est un code de calcul en différences finies explicites qui permet la résolution de problèmes en contraintes-déformations dans un milieu continu.

La version 5.0 du logiciel a été utilisée pour tous les calculs.

4.1.1 Description du code de calcul

4.1.1.1 Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est la plus vieille technique de résolution des systèmes d'équations différentielles avec valeurs initiales et conditions aux frontières. Toute dérivée dans le système d'équations est remplacée par une expression algébrique en termes de variations intervenant dans le système d'équations (contrainte ou déformation). Le programme en différences finies FLAC ne nécessite pas le stockage d'une matrice de rigidité globale de grande taille puisque les équations sont reformulées à chaque pas.

4.1.1.2 Analyse Lagrangienne

Contrairement à la formulation « Eulérienne » pour laquelle le maillage reste fixe, la formulation « Lagrangienne » permet au maillage de se déformer avec le matériau qu'il représente et aux coordonnées des noeuds d'être aisément réactualisées à chaque pas de temps. L'intérêt de la méthode Lagrangienne est qu'elle offre la facilité de traiter des problèmes en grandes déformations.

4.1.1.3 Schéma de résolution explicite

FLAC utilise une méthode par itération "explicite" pour résoudre les équations algébriques. La figure (4-1) illustre la séquence de calcul utilisée pour un pas de temps Δt . Dans chaque boîte, toutes les variables à traiter sont remises à jour à partir de valeurs connues qui doivent, elles, rester

fixes durant la période de calcul Δt . C'est le principe fondamental de la résolution explicite. Ainsi, FLAC invoque les équations de mouvement pour calculer de nouvelles contraintes sans affecter les vitesses calculées dans la boîte précédente.

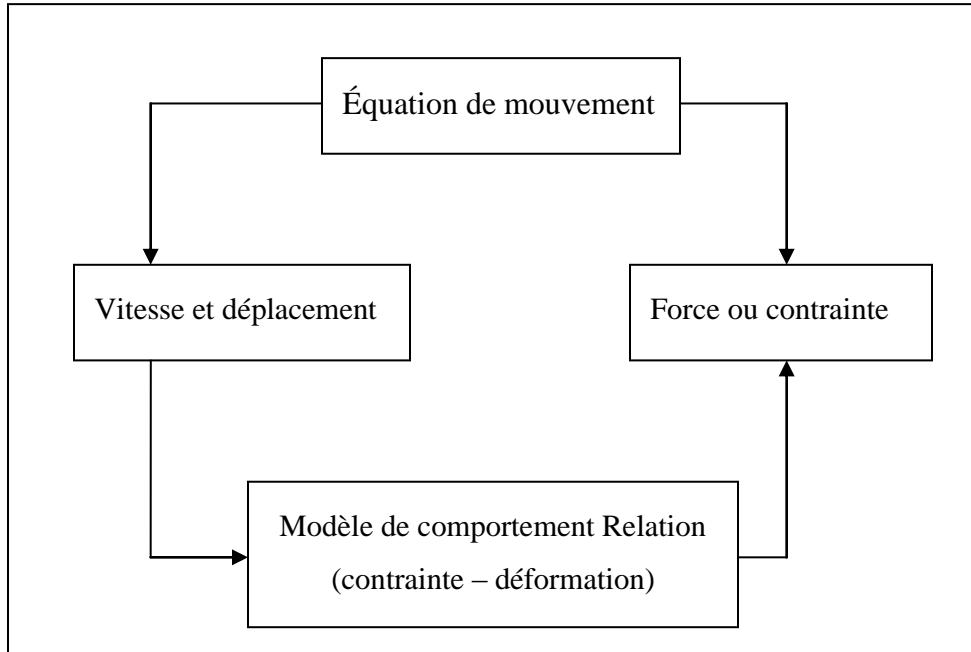


Figure (4-1) : Séquence générale de calcul,
(d'après Itasca 2005)

Plusieurs modèles de comportement du matériau sont introduits dans FLAC comme, entre autres, le modèle linéaire élastique, le modèle élasto-plastique de Mohr-Coulomb et le modèle élasto-plastique avec écrouissage de Cam Clay Modifié.

De plus, FLAC intègre une interface de modélisation et un langage de programmation interne (langage Fish), qui permet à l'utilisateur d'introduire des nouvelles lois de comportement, ou encore de déterminer facilement les données dans des points précis du maillage.

4.2 Modélisation dans FLAC de la cavité cylindrique lors d'un essai pressiométrique

La cavité cylindrique peut être modélisée avec plusieurs formes de maillage. Diab (2000) a utilisé pour simuler l'essai du cylindre creux, deux modèles de maillage : le premier qui représente une géométrie à symétrie axiale où la cavité est représentée par une coupe verticale passant par l'axe de la cavité, et le deuxième modèle, qui est un modèle de déformation plane qui représente une coupe horizontale du cylindre creux et où le plan d'analyse est perpendiculaire à l'axe de la cavité.

Dans le cas de l'essai pressiométrique, l'expansion de la cavité cylindrique en déformation plane est en axisymétrie. dès lors, une bande de sol horizontale a été modélisée pour représenter le sol autour de la cavité (figure 4.2).

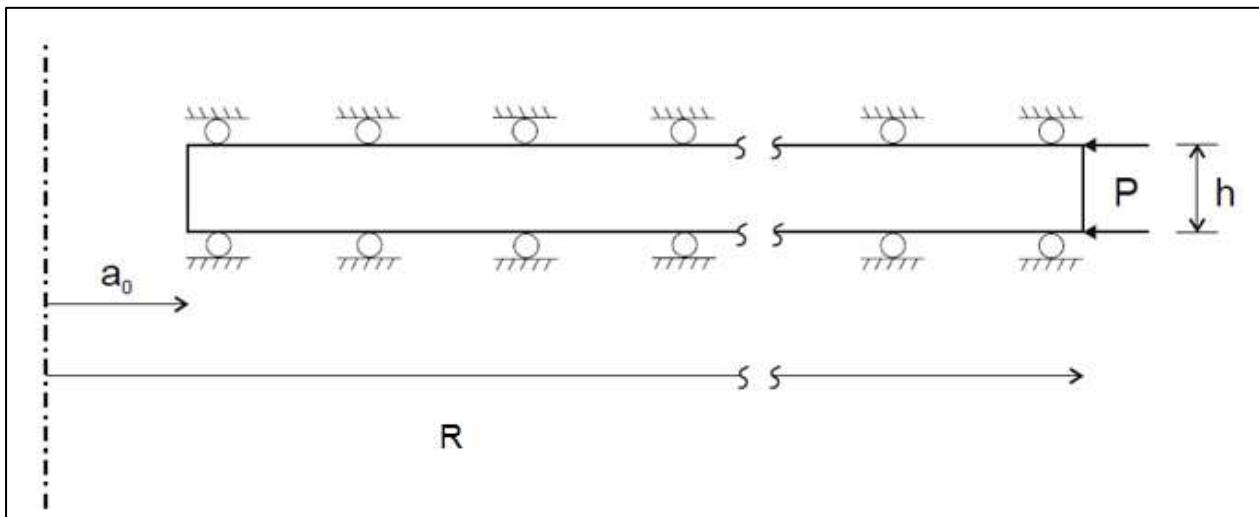


Figure 4-2 : Modèle de maillage utilisé en conditions axisymétriques et en déformation plane

(Tiré du manuel de FLAC Version 5.0)

Le sol autour du pressiomètre est théoriquement infiniment étendu. Le rayon extérieur R de la tranche de sol qui a été considérée pour le sol infini vaut 100 fois le rayon intérieur a_0 . En effet, des auteurs comme Carter et al. (1979), Baguelin et al. (1986) et Shuttle et Jefferies (1995) ont choisi, tout en justifiant leur choix, un rapport R/a_0 entre 25 et 50.

De plus, des simulations effectuées avec différents rapports $R/a_0 = (25, 50, 100)$ montrent un effet négligeable de la frontière extérieure pour le rapport $R/a_0 > 50$. Cet aspect sera justifié lors de l'analyse des résultats, étant donné que le sol se trouve dans un état élastique à une distance égale à $R/a_0 > 50$.

4.2.1 Finesse du maillage

Le choix du maillage a une grande influence sur la précision des résultats fournis par la méthode des différences finies. La finesse du maillage dépend du modèle de sol choisi, ainsi que de la précision requise des résultats. C'est la raison pour laquelle plusieurs simulations ont été effectuées pour déterminer le nombre d'éléments dans chacun des maillages qui satisfait à la fois une précision acceptable et un temps de calcul raisonnable.

La figure (4-5) montre une comparaison des résultats obtenus par un maillage de 60 éléments et un autre maillage de 30 éléments. Ce dernier maillage présenté par le manuel de FLAC dans l'exemple de l'expansion d'une cavité cylindrique, a été adopté pour les simulations.

Étant donné que le chargement du sol correspond à un déplacement radial sur la face intérieure de la cavité, le maillage doit être densifié au voisinage de cette face. Par conséquent, la largeur des éléments a été variée suivant un rapport de 1.1 dans la direction horizontale, ce qui signifie que la largeur de chaque élément est égale 1.1 fois la largeur de l'élément précédent. Ainsi dans la zone de fortes déformations, en l'occurrence proche de la cavité, les éléments ont une taille plus petite que ceux, loin de la cavité, qui subissent de faibles déformations (figures 4-3 et 4-4).

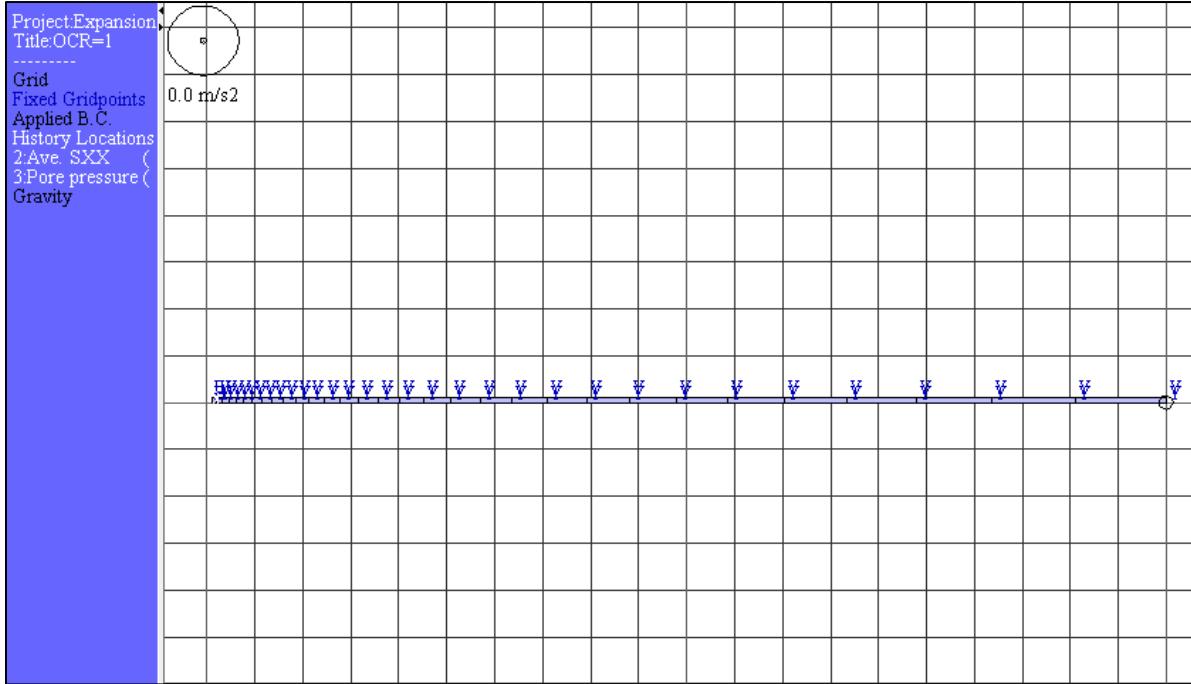


Figure 4-3 : Maillage du sol autour de la cavité (30 éléments)

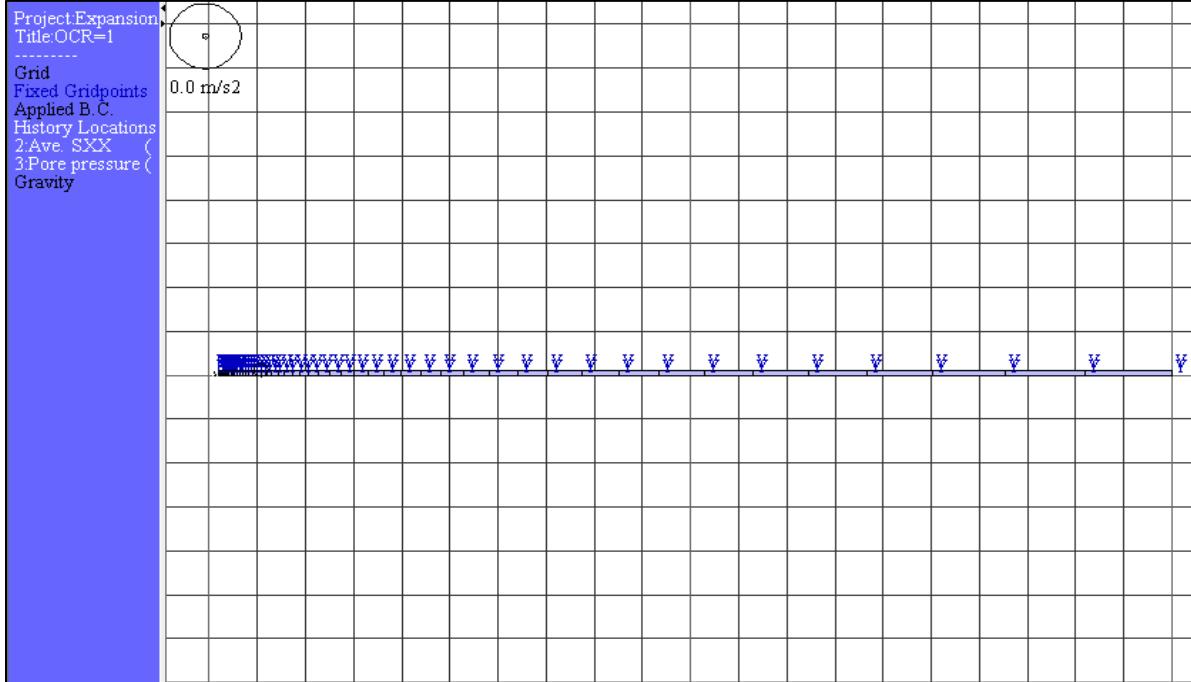


Figure 4-4 : Maillage du sol autour de la cavité (60 éléments)

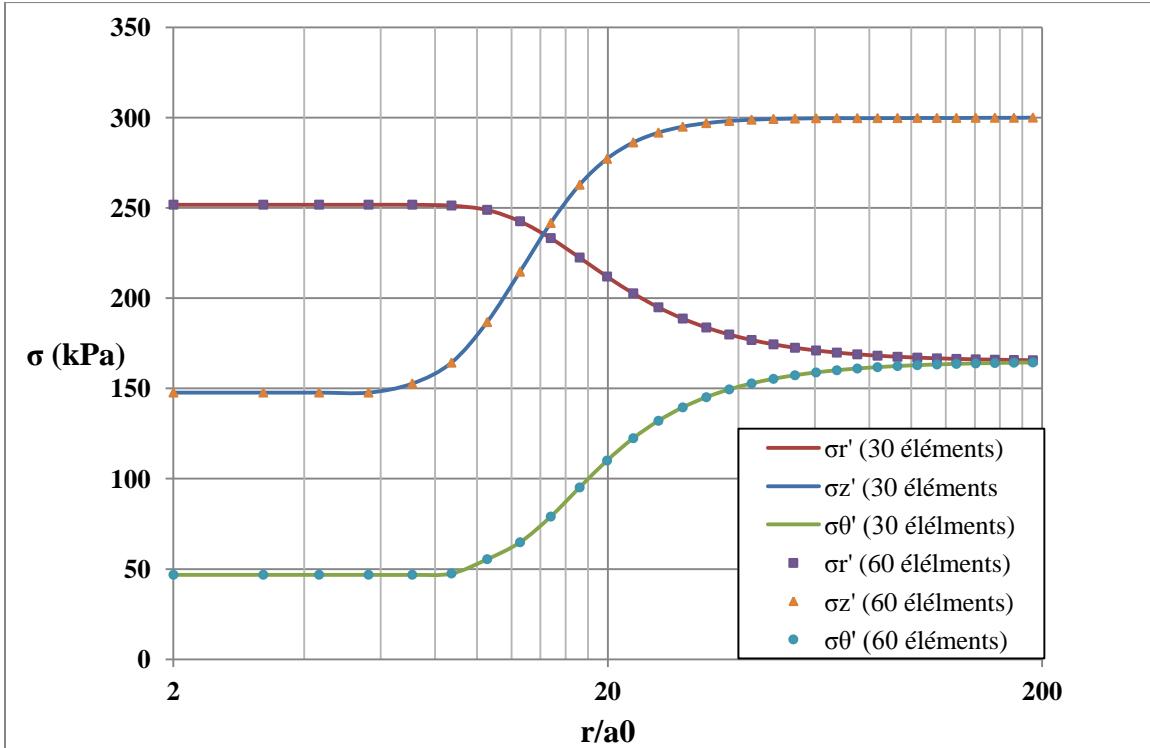


Figure 4-5 Comparaison de la distribution des contraintes obtenue par deux maillages différents

4.3 Propriétés du matériau

Dans le cadre de ce travail, le matériau adopté pour fin d'étude est l'argile de Boston "Boston Blue Clay", qui a fait l'objet d'analyses par de nombreux auteurs, tel que Randolph, Carter et Wroth (1979) pour simuler l'effet de l'installation d'un pieu, et aussi Yu (2005) pour analyser l'effet de l'élancement sur les résultats d'un essai pressiométrique, ou encore Silva et al. (2006) qui a étudié analytiquement l'influence du taux de pénétration d'un cône effilé.

Les propriétés de l'argile bleue de Boston nécessaires pour le modèle de Cam Clay, ont été tirées des travaux de Randolph et al. (1979). Le tableau (4-1) résume les paramètres nécessaires pour le modèle de Cam Clay, et qui peuvent être déterminés à partir d'un essai triaxial conventionnel.

Tableau 4-1: Propriétés de l'argile Bleue de Boston

λ	κ	M	v_λ
0,15	0,03	1,2	2,16

4.3.1 État des contraintes initiales :

La prédiction des contraintes initiales des sols a fait l'objet de plusieurs investigations, et bien que de nombreuses formulations ont été publiées, il reste difficile de prédire exactement l'état initial des contraintes in-situ en raison des processus historiques évolutifs que les sols subissent.

La contrainte verticale $\sigma_{v0}^{'}$ peut être aisément déterminée à partir d'un profil stratigraphique du sol avec la profondeur. Cependant, la contrainte horizontale $\sigma_{h0}^{'}$ est grandement influencée par l'histoire géologique du sol. Il est commun de représenter le rapport de ces deux paramètres par le coefficient de pression latérale des terres au repos, K_0 :

$$K_0 = \frac{\sigma_{h0}^{'}}{\sigma_{v0}^{'}}$$

4.3.1.1 Sols normalement consolidés

Plusieurs théories empiriques de K_0 ont été postulés pour les sols normalement consolidés. La relation la plus utilisée reste l'approximation proposée par Jaky (1944) :

$$K_{0nc} = 1 - \sin \phi'$$

où K_{0nc} est le coefficient de pression latérale des terres au repos dans un sol normalement consolidé, et

ϕ' est l'angle de frottement effectif.

D'autres chercheurs ont suggéré des corrélations entre le coefficient K_{0nc} et l'indice des vides, la limite de liquidité où la limite de plasticité.

4.3.1.2 Sols surconsolidés

La réduction de la contrainte verticale effective suite à un déchargement influence considérablement la valeur du coefficient de repos latéral K_0 . Plusieurs théories complexes se sont succédées dans l'élaboration d'une fonction f régissant ces deux paramètres. Schmidt (1966) propose d'associer l'OCR en fonction de l'angle de frottement effectif ϕ' . Cette approche a l'avantage de ne requérir qu'un seul paramètre du sol pour prédire les valeurs du coefficient K_0 . La relation de Schmidt associée à un déchargement primaire est sous la forme :

$$K_{0oc} = K_{0nc} OCR^\beta \quad (3.18)$$

où le facteur β est un exposant défini comme étant un paramètre de rebond du sol au repos. Cette approche a été utilisée subséquemment par d'autres auteurs (Tavenas, 1975; Ladd et al., 1977) qui proposent chacun une relation différente afin de définir l'exposant β .

Tavenas (1975) suggère par exemple, que la limite supérieure du paramètre β se situe raisonnablement sous l'unité (i.e. $\beta \leq 1$), puisque l'on ne peut espérer retirer plus d'énergie d'un sol qu'il n'en possède déjà. Ses analyses lui mènent à trouver une valeur moyenne de 0,509.

Mayne et Kulhawy (1982) suite à une compilation exhaustive d'essais de laboratoire de plus de 170 sols différents, ont réécrit l'équation (2.80) sous la forme

$$K_{0oc} = K_{0nc} OCR^{\sin\phi'}$$

Les valeurs de K_0 montrées dans le tableau 4-2 ont été tirées des valeurs suggérées par Wroth (1975) pour l'argile de Boston.

4.3.2 Conditions initiales

Le sol a subi une consolidation unidimensionnelle à des valeurs de contraintes différentes avant de subir un rebondissement suite à un déchargement. Différents cas de conditions initiales ont été considérés, chacun de ces cas correspond à un degré de surconsolidation OCR différent; le tableau (4-2) illustre les valeurs de ces conditions initiales.

Pour tous les cas étudiés, la valeur de l'indice de vide à la fin du rebondissement (avant le début de l'expansion) prend une valeur de 1,16. Le choix d'une valeur unique de l'indice de vide a été considéré pour que la résistance au cisaillement soit la même pour tous les cas.

Tableau 4-2: Valeurs numériques de l'argile Bleue de Boston

Cas	OCR	K _o	G/Su	G/σ _{z'} (0)	G/p'(0)
A	1	0.55	74	25	36
B	2	0.7	83	50	63
C	4	1	91	101	100
D	8	1.35	100	201	164
E	32	2.75	118	806	372

Les valeurs des contraintes maximales appliquées sur le sol dans le passé sont montrées sur les figures (4-6) et (4-7).

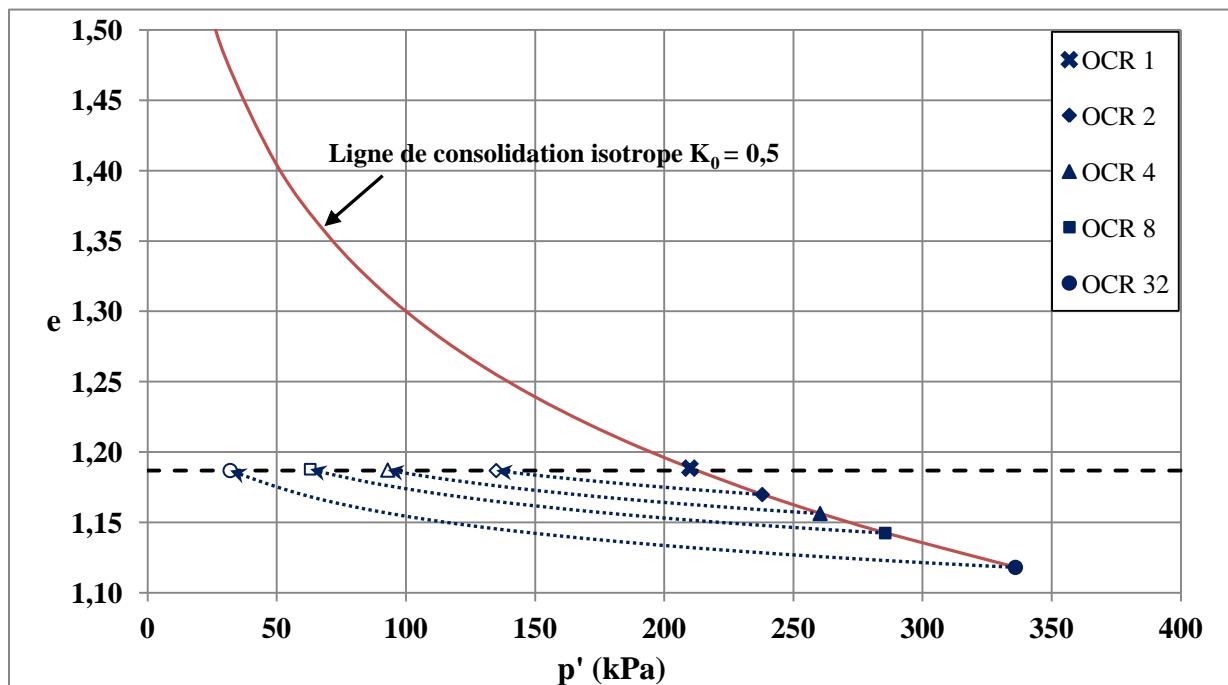


Figure 4-6: Histoire de consolidation du sol

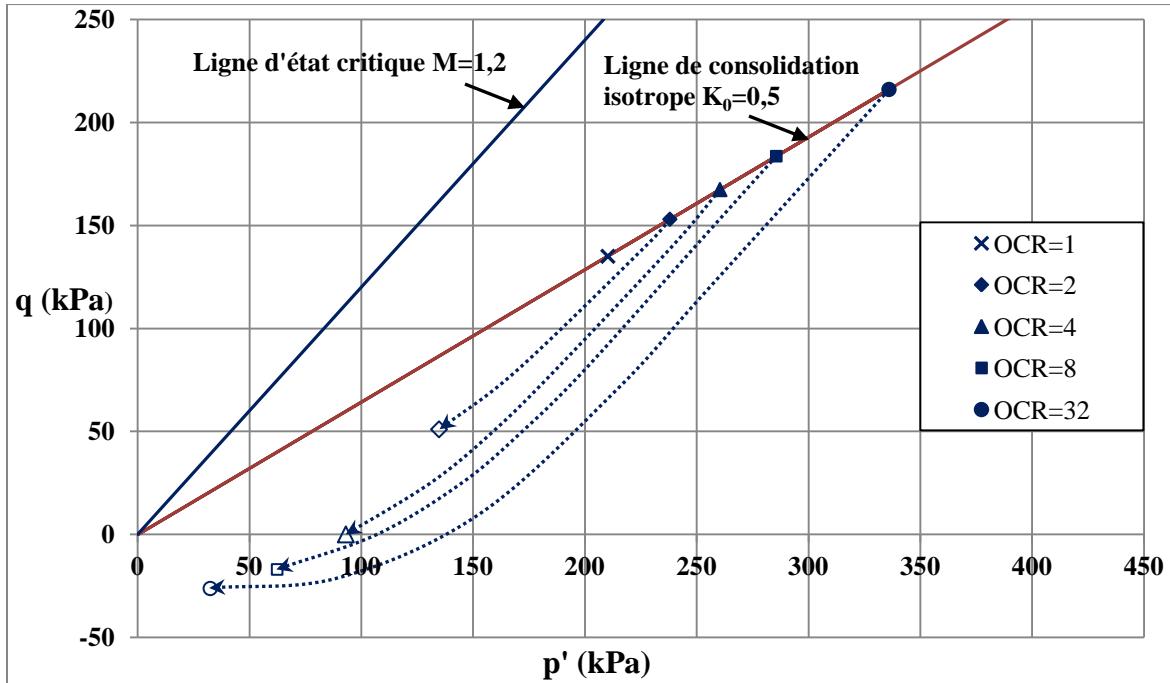


Figure 4-7 : Histoire de consolidation du sol

Cependant, comme mentionné plus haut, pour une valeur donnée du coefficient de Poisson ν , la valeur du module de cisaillement G change dans la même proportion que le module de déformation volumique K afin de garder une valeur constante de ν (équation (2.74)).

Randolph et al. (1979) ont remarqué que cette approche qui consiste à associer la valeur de G à la valeur courante de K aboutit à une valeur trop basse et non réaliste de G pour des valeurs élevées de OCR (Zytynski et al., 1978). Ils suggèrent, donc, de prendre une valeur constante et réaliste de G , plutôt que ν , et, dans ce cas, ν doit varier au fur et à mesure que la contrainte effective moyenne p' augmente afin de garder toujours cette valeur constante de G .

Cette approche de Randolph et al. a été adoptée grâce au fait que le modèle de Cam Clay implanté dans FLAC offre cette possibilité.

La valeur que ces auteurs ont adoptée est la suivante :

$$G = 0,5 K_{\max}$$

où K_{\max} est la valeur maximale de K que le sol a atteint dans son histoire avec :

$$K_{\max} = \frac{v_{\min}}{\kappa} p'_{\max}$$

où p'_{\max} est la valeur maximale atteinte par p' durant toute l'histoire du sol et v_{\min} est la valeur correspondante de v .

Le choix de cette liaison indirecte entre l'OCR et G signifie que les rapports $G/\sigma'(0)$ et $G/p'(0)$ augmentent avec l'accroissement de l'OCR, ce qui est consistant avec l'observation du comportement des argiles. Ceci engendre également qu'un sol surconsolidé est plus rigide en cisaillement qu'un sol normalement consolidé à la même valeur de pression.

D'autre part, on note que la valeur de K ne reste pas constante durant l'expansion de la cavité mais change avec la contrainte effective moyenne (équation (3.9)). La figure (4-8) illustre bien cette variation de K en fonction de la déformation γ_{ri} dans un élément situé au bord intérieur de la cavité pour des valeurs d'OCR de 1, 2, 4, 16 et 32.

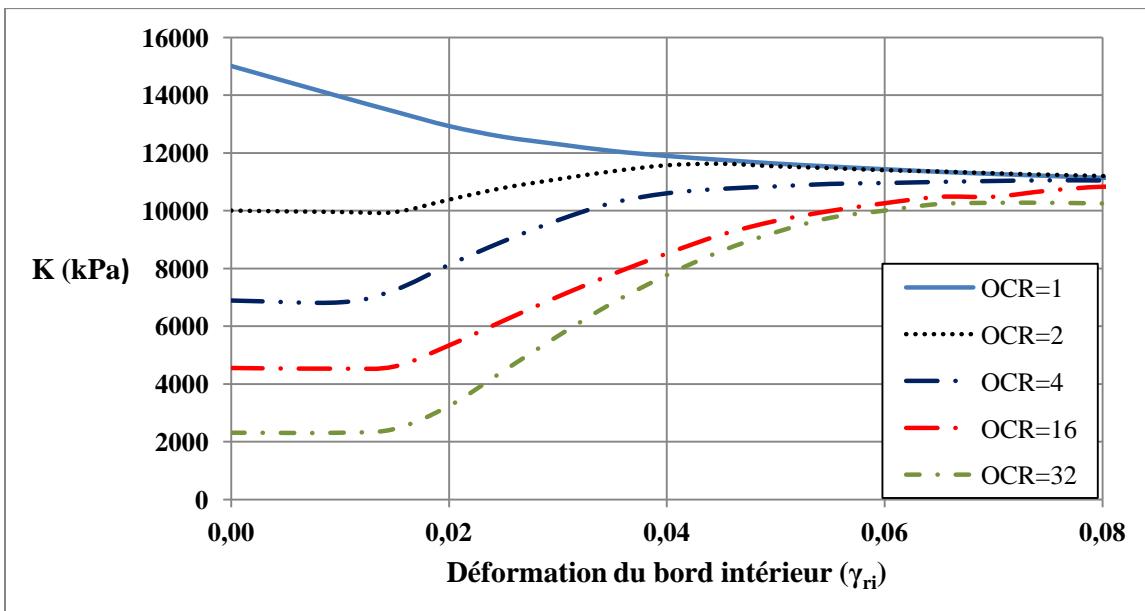


Figure 4-8 : Module de déformation volumique en fonction du déplacement pour différentes valeurs d'OCR

4.4 Code de calcul dans FLAC

Le code de calcul présent dans le manuel de FLAC a été utilisé et adapté pour le cas étudié.

```

-----  

CAV.dat  

EXPANSION D'UNE CAVITÉ CYLINDRIQUE DANS LE MODÈLE DE CAM-CLAY  

-----  

config ax → Configuration du mode axisymétrique  

config gw → Configuration d'une analyse couplée dans laquelle les variations de pression interstitielle génèrent des déformations, et la variation du volume provoque l'évolution des pressions interstitielles.  

--- Géométrie du modèle ---  

g 30 1 → Génération de la grille ( $30 \times 1$ ) éléments  

gen 1 0 1 1 100 1 100 0 rat 1.1 1 → Génération du maillage avec une densification auprès de la cavité  

--- Propriétés du modèle ---  

mo cam-clay Spécification du modèle de Cam-Clay  

prop shear 74 dens 1e-3 → Module de cisaillement G selon les valeurs du tableau 4.2  

prop mm 1.2 lambda 0.15 kappa 0.03 mp1 1.0 mv_1 2.3 → Propriétés nécessaires du modèle de Cam-Clay pour l'argile Bleue de Boston. La valeur du volume spécifique dans toutes les simulations, est : mv=2.3.  

--- Conditions aux frontières --- →  

fix y → Déformations axiales non permises  

ini sxx -1.65 syy -3 szz -1.65 → Contraintes aux conditions initiales  

apply press 1.65 i 32  

fix x i 1  

ini xv 1.0e-5 i 1 → Application d'une déformation égale à 0,00005 à chaque pas de calcul, ainsi le rayon de la cavité à la fin de la simulation sera égale au double du rayon initial  

--- Options du modèle ---  

set flow off  

set large  

--- Fonctions FISH ---  

; ... initial specific volume, tangent bulk modulus, porosity ...  

def set_prop → Configurations des données de sorties  

s1 = -sxx(1,1) → Contrainte radiale au bord de la cavité
  
```

```

s2 = -syy(1,1) → Contrainte axiale au bord de la cavité
s3 = -szz(1,1) → Contrainte tangentielle au bord de la cavité
p0 = (s1 + s2 + s3) / 3. → Pression P
q0 = sqrt(((s1-s2)*(s1-s2)+(s2-s3)*(s2-s3)+(s3-s1)*(s3-s1))*0.5)
e0 = q0 / (mm(1,1) * p0)
pc = p0 * (1. + e0 * e0) → Contrainte de préconsolidation. La valeur de pc' varie
selon les simulations, le tableau (4-2) présente la valeur de pc' pour chaque valeur de l'OCR
p1 = mp1(1,1)
vc = mv_1(1,1) - lambda(1,1) * ln(pc/p1)
v0 = vc - kappa(1,1) * ln(p0/p1)
b0 = v0 * p0 / kappa(1,1)
n0 = (v0 - 1.) / v0
bm = 10. * b0
k0 = 100. * b0 * n0 ; K_w/n large compared to K
command
prop mpc pc bulk bm por n0
flac: water bulk k0 ten 1e10 ; K_w = 100*b0*n0
end_command
end

; ... Variables numériques ...
def c_var
c_ep = cam_p(1,1)
c_q = cam_q(1,1) c_cq = c_ep * mm(1,1)
c_tp = c_ep + pp(1,1)
c_v = sv(1,1)
c_a = 1. + xdisp(1,1)
c_b = bulk_current(1,1)
c_pc = mpc(1,1)
end
; --- Enregistrement des données ---
hist nstep 500
hist c_var
hist sxx i 1 j 1
hist sxx i 1 j 1
hist syy i 1 j 1
hist szz i 1 j 1
hist pp i 1 j 1
hist c_a
hist c_ep
hist c_cq
hist c_tp
hist c_v
hist c_q
hist c_b
hist c_pc
hist unbal

set_prop
step 100000
save cav.sav

```

CHAPITRE 5

RÉSOLUTION ANALYTIQUE DE L'ESSAI PRESSIOMÉTRIQUE

Tel que mentionné précédemment, l'interprétation des résultats des essais dans les argiles saturées se fait largement avec les modèles élastique et élastique parfaitement plastique à cause du fait qu'une solution théorique existe pour ce genre d'interprétation.

Dans ce chapitre, on présente une solution analytique de l'expansion d'une cavité cylindrique dans le modèle de Cam-Clay, qui peut être appliquée dans le cas d'une expansion d'une cavité cylindrique dans des conditions non drainées et en déformation plane. La solution analytique du cas du sol normalement consolidé a été obtenue par Silvestri et Abou-Samra (2011).

5.1 Relation contrainte déformation dans le modèle de Cam Clay:

Silvestri et Abou-Samra (2009) ont obtenu une relation contrainte-déformation d'un sol normalement consolidé cisaillé en condition non drainée dans le modèle de Cam Clay pour $\eta_i = 0$ et pour une coefficient de Poisson ν et un module de cisaillement G constants.

Pour le cas général où $\eta_i \neq 0$, l'expression pour un module de cisaillement G constant est :

$$\varepsilon_q = \frac{q - q_i}{3G} + \frac{2\kappa\Lambda}{\nu M} \left\{ \tanh^{-1}\left(\frac{\eta}{M}\right) - \tanh^{-1}\left(\frac{\eta_i}{M}\right) - \left[\tan^{-1}\left(\frac{\eta}{M}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{\eta_i}{M}\right) \right] \right\} \quad (5.1)$$

D'un autre coté, Peric et Ayari (2002) ont publié une relation contrainte-déformation d'un sol normalement consolidé, en combinant les composantes de la déformation élastique et plastique. Leur expression pour un coefficient de Poisson constant est :

$$\begin{aligned} \varepsilon_q = & \frac{2}{9} \left(\frac{1+\nu}{1-2\nu} \right) \frac{\kappa}{\nu} \left\{ (\eta - \eta_i)(1 - 2\Lambda) - 2\Lambda M \left[\tan^{-1}\left(\frac{\eta}{M}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{\eta_i}{M}\right) \right] \right\} \\ & + \frac{2\kappa\Lambda}{\nu M} \left\{ \tanh^{-1}\left(\frac{\eta}{M}\right) - \tanh^{-1}\left(\frac{\eta_i}{M}\right) - \left[\tan^{-1}\left(\frac{\eta}{M}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{\eta_i}{M}\right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (5.2)$$

où ε_q est la déformation déviatorique : $\varepsilon_q = \frac{\sqrt{2}}{3} \left[(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2 + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$

et $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ et ε_3 sont les déformations principales.

5.2 Évolution des contraintes principales autour de la cavité

Le chemin des contraintes dans l'espace $q - p'$ est décrit par l'équation (3.14), Cependant, cette équation ne permet pas de calculer la valeur des contraintes principales effectives.

Considérons le repère des coordonnées cylindriques r, θ et z . Les contraintes principales totales dans les directions radiale, tangentielle et axiale (verticale) dans le milieu environnant la cavité sont désignées par σ_r, σ_θ et σ_z . Les contraintes effectives correspondantes sont notées par $\sigma'_r, \sigma'_\theta$ et σ'_z et les déformations dans les mêmes directions par $\varepsilon_r, \varepsilon_\theta$, et ε_z .

Les incrémentés des déformations principales totales $d\varepsilon_r, d\varepsilon_\theta$ et $d\varepsilon_z$ dans le modèle de Cam Clay sont donnés par les équations (Silvestri et Abou-Samra 2011) :

$$d\varepsilon_r = \frac{1}{2G(1+\nu)} [d\sigma'_r - \nu(d\sigma'_\theta + d\sigma'_z)] + d\beta \left[\frac{M^2}{3} (2p' - p'_c) + 3S_r \right] \quad (5.3)$$

$$d\varepsilon_\theta = \frac{1}{2G(1+\nu)} [d\sigma'_\theta - \nu(d\sigma'_z + d\sigma'_r)] + d\beta \left[\frac{M^2}{3} (2p' - p'_c) + 3S_\theta \right] \quad (5.4)$$

$$d\varepsilon_z = \frac{1}{2G(1+\nu)} [d\sigma'_z - \nu(d\sigma'_r + d\sigma'_\theta)] + d\beta \left[\frac{M^2}{3} (2p' - p'_c) + 3S_z \right] \quad (5.5)$$

où $d\beta$ est un facteur de proportionnalité positif, et $(S_r = \sigma'_r - p')$, $(S_\theta = \sigma'_\theta - p')$ et $(S_z = \sigma'_z - p')$ sont les déviateurs des contraintes.

Le premier terme du côté droit de chaque équation (5.3), (5.4) et (5.5) représente l'incrément de déformation élastique, tandis que le second terme constitue l'incrément de déformation plastique.

Les composantes de l'incrément de déformation plastique $d\varepsilon_{ij}^p$ sont décrits par la loi d'écoulement associée (Mendelson 1968) :

$$d\varepsilon_{ij}^p = \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}^e} d\beta \quad (5.6)$$

où g est le potentiel plastique qui est égal à la fonction f de rendement dans les équations (5.3), (5.4) et (5.5), et σ_{ij}^e est le tenseur de la contrainte effective.

Les incrément des contraintes effectives principales $d\sigma_r^e$, $d\sigma_\theta^e$ et $d\sigma_z^e$ sont trouvés à partir des équations (5.3) (5.4) et (5.5)

$$d\sigma_r^e = \frac{2G}{1-2\nu} [(1-\nu)d\varepsilon_r + \nu(d\varepsilon_\theta + d\varepsilon_z)] - d\beta [KM^2(2p' - p_c') + 6GS_r] \quad (5.7)$$

$$d\sigma_\theta^e = \frac{2G}{1-2\nu} [(1-\nu)d\varepsilon_\theta + \nu(d\varepsilon_r + d\varepsilon_z)] - d\beta [KM^2(2p' - p_c') + 6GS_r] \quad (5.8)$$

$$d\sigma_z^e = \frac{2G}{1-2\nu} [(1-\nu)d\varepsilon_z + \nu(d\varepsilon_r + d\varepsilon_\theta)] - d\beta [KM^2(2p' - p_c') + 6GS_r] \quad (5.9)$$

où K est le module de compressibilité qui est défini par : $K = \frac{2G(1+\nu)}{3(1-2\nu)}$.

La composante verticale de la déformation est nulle ($d\varepsilon_z = 0$) puisque l'expansion se produit en déformation plane. D'un autre coté, comme l'essai se fait dans des conditions non drainées, on peut écrire : $d\varepsilon_r + d\varepsilon_\theta = 0$, ou $d\varepsilon_r = -d\varepsilon_\theta$.

En conséquence, les équations (5.7), (5.8) et (5.9) deviennent :

$$d\sigma_r^e = 2Gd\varepsilon_r - d\beta [KM^2(2p' - p_c') + 6GS_r] \quad (5.10)$$

$$d\sigma_\theta^e = 2Gd\varepsilon_r - d\beta [KM^2(2p' - p_c') + 6GS_\theta] \quad (5.11)$$

$$d\sigma_z^e = -d\beta [KM^2(2p' - p_c') + 6GS_z] \quad (5.12)$$

La sommation des équations (5.13), (5.14) et (5.15) permet de trouver le facteur de proportionnalité $d\beta$, exprimé par l'équation (5.14).

$$d\sigma_r' + d\sigma_\theta' + d\sigma_z' = 3dp' = -3d\beta \left[KM^2 (2p' - p_c') \right] \quad (5.13)$$

Soit

$$d\beta = -\frac{dp'}{KM^2 (2p' - p_c')} \quad (5.14)$$

En remplaçant l'expression de $d\beta$ (équation 5.14) dans les équations (5.10), (5.11) et (5.12), on obtient :

$$d\sigma_r' = -2Gd\varepsilon_\theta + dp' \left[1 + \frac{6GS_r}{KM^2 (2p' - p_c')} \right] \quad (5.15)$$

$$d\sigma_\theta' = -2Gd\varepsilon_\theta + dp' \left[1 + \frac{6GS_\theta}{KM^2 (2p' - p_c')} \right] \quad (5.16)$$

$$d\sigma_z' = dp' \left[1 + \frac{6GS_z}{KM^2 (2p' - p_c')} \right] \quad (5.17)$$

La contrainte effective verticale est trouvée à partir de l'équation (5.17), qui peut être écrite sous la forme :

$$d\sigma_z' - dp' = \left[\frac{6GS_z}{KM^2 (2p' - p_c')} \right] \quad (5.18)$$

Or, sachant que $d\sigma_z' - dp' = d(\sigma_z' - p')$, l'équation (5.18) devient :

$$\frac{dS_z}{S_z} = \frac{6Gdp'}{KM^2 (2p' - p_c')} \quad (5.19)$$

Dès lors, l'équation (5.19) peut être intégrée afin de déterminer S_z , et ainsi de trouver $\sigma_z = S_z + p$. L'intégration de cette équation est réalisée en considérant deux cas, soit celui où le module de cisaillement (G) est constant, ou bien le cas où le coefficient de Poisson est constant avec une variation de G .

5.2.1 Cas 1 : Module de cisaillement G constant

Sachant que $K = vp/\kappa$ l'équation (5.19) peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{dS_z}{S_z} = \frac{6G\kappa dp}{M^2 vp(2p - p_c)} \quad (5.20)$$

Après intégration, l'équation (5.19) devient :

$$S_z = S\sigma_{zi} \left[\frac{p_i(2p - p_c)}{p(2p_i - p_c)} \right]^{\frac{6G\kappa}{vM^2 p_c}} \quad (5.21)$$

où : $S_z = \sigma_{zi} - p_i$.

La contrainte verticale effective peut alors être écrite sous la forme :

$$\sigma_z = p + (\sigma_{zi} - p_i) \left[\frac{p_i(2p - p_c)}{p(2p_i - p_c)} \right]^{\frac{6G\kappa}{vM^2 p_c}} \quad (5.22)$$

Les contraintes effectives radiale et tangentielle σ_r et σ_θ sont déterminées en remplaçant l'expression de σ_z dans les équations (3.1) et (3.2), tout en écrivant : $\sigma_1 = \sigma_r$, $\sigma_2 = \sigma_z$ et $\sigma_3 = \sigma_\theta$.

$$\sigma_r = p - \left(\frac{\sigma_{zi} - p_i}{2} \right) \left[\frac{p_i(2p - p_c)}{p(2p_i - p_c)} \right]^{\frac{6G\kappa}{vM^2 p_c}} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{3} q^2 - 3(\sigma_{zi} - p_i)^2 \left[\frac{p_i(2p - p_c)}{p(2p_i - p_c)} \right]^{\frac{12G\kappa}{vM^2 p_c}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5.23)$$

et

$$\sigma_{\theta}^{\cdot} = p^{\cdot} - \left(\frac{\sigma_{zi}^{\cdot} - p_i^{\cdot}}{2} \right) \left[\frac{p_i^{\cdot}(2p^{\cdot} - p_c^{\cdot})}{p^{\cdot}(2p_i^{\cdot} - p_c^{\cdot})} \right]^{\frac{6G\kappa}{vM^2 p_c^{\cdot}}} - \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{3} q^2 - 3(\sigma_{zi}^{\cdot} - p_i^{\cdot})^2 \left[\frac{p_i^{\cdot}(2p^{\cdot} - p_c^{\cdot})}{p^{\cdot}(2p_i^{\cdot} - p_c^{\cdot})} \right]^{\frac{12G\kappa}{vM^2 p_c^{\cdot}}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5.24)$$

Le déviateur des contraintes q est déterminé par l'expression qui décrit le cheminement des contraintes à l'état plastique (équation (3.14)).

La contrainte de cisaillement maximale, $\tau = (\sigma_r^{\cdot} - \sigma_{\theta}^{\cdot})/2$ est trouvée à partir des équations (5.23) et (5.24).

$$\tau = \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{3} q^2 - 3(\sigma_{zi}^{\cdot} - p_i^{\cdot})^2 \left[\frac{p_i^{\cdot}(2p^{\cdot} - p_c^{\cdot})}{p^{\cdot}(2p_i^{\cdot} - p_c^{\cdot})} \right]^{\frac{12G\kappa}{vM^2 p_c^{\cdot}}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5.25)$$

5.2.2 Cas 2 : Coefficient de Poisson ν constant

Sachant que $G/K = 3(1-2\nu)/2(1+\nu)$, l'équation (5.19) s'écrit :

$$\frac{dS_z}{S_z} = \frac{9(1-2\nu)}{M^2(1+\nu)(2p^{\cdot} - p_c^{\cdot})} dp^{\cdot} \quad (5.26)$$

Après intégration, l'équation (5.26) devient :

$$S_z = S_{zi} \left(\frac{2p^{\cdot} - p_c^{\cdot}}{2p_i^{\cdot} - p_c^{\cdot}} \right)^{\frac{9}{2M^2} \left(\frac{1-2\nu}{1+\nu} \right)} \quad (5.27)$$

où $S_{zi} = \sigma_{zi}^{\cdot} - p_i^{\cdot}$.

La contrainte verticale effective peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_z^{\cdot} = p^{\cdot} + (\sigma_{zi}^{\cdot} - p_i^{\cdot}) \left(\frac{2p^{\cdot} - p_c^{\cdot}}{2p_i^{\cdot} - p_c^{\cdot}} \right)^{\frac{9}{2M^2} \left(\frac{1-2\nu}{1+\nu} \right)} \quad (5.28)$$

Encore une fois, les contraintes effectives radiale et tangentielle par σ_r^* , σ_θ^* sont déterminées en remplaçant l'expression de σ_z^* dans les équations (3.1) et (3.2), tout en écrivant : $\sigma_1^* = \sigma_r^*$, $\sigma_2^* = \sigma_z^*$ et $\sigma_3^* = \sigma_\theta^*$.

$$\sigma_r^* = p^* - \left(\frac{\sigma_{zi}^* - p_i^*}{2} \right) \left(\frac{2p^* - p_c^*}{2p_i^* - p_c^*} \right)^{\frac{9}{2M^2(\frac{1-2\nu}{1+\nu})}} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{3} q^2 - 3(\sigma_{zi}^* - p_i^*)^2 \left(\frac{2p^* - p_c^*}{2p_i^* - p_c^*} \right)^{\frac{9}{M^2(\frac{1-2\nu}{1+\nu})}} \right\} \quad (5.29)$$

et

$$\sigma_\theta^* = p^* - \left(\frac{\sigma_{zi}^* - p_i^*}{2} \right) \left(\frac{2p^* - p_c^*}{2p_i^* - p_c^*} \right)^{\frac{9}{2M^2(\frac{1-2\nu}{1+\nu})}} - \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{3} q^2 - 3(\sigma_{zi}^* - p_i^*)^2 \left(\frac{2p^* - p_c^*}{2p_i^* - p_c^*} \right)^{\frac{9}{M^2(\frac{1-2\nu}{1+\nu})}} \right\} \quad (5.30)$$

Le déviateur des contraintes q est aussi déterminé par l'équation qui décrit le cheminement des contraintes à l'état plastique (équation (3.14)).

La contrainte de cisaillement maximale, $\tau = (\sigma_r^* - \sigma_\theta^*)/2$ est trouvée à partir des équations (5.29) et (5.30).

$$\tau = \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{3} q^2 - 3(\sigma_{zi}^* - p_i^*) \left(\frac{2p^* - p_c^*}{2p_i^* - p_c^*} \right)^{\frac{9}{M^2(\frac{1-2\nu}{1+\nu})}} \right\} \quad (5.31)$$

5.2.3 Cas de $K_0=1$

D'après les équations (5.21) et (5.27), on note que dans le cas où $S_{zi} = 0$ qui correspond à un état de contrainte isotrope ($\sigma_{ri}^* = \sigma_{\theta i}^* = \sigma_{zi}^* = p_i^*$), la valeur courante de S_z est également nulle, et par conséquent la contrainte effective axiale σ_z^* s'écrit sous la forme : $\sigma_z^* = p^*$.

Durant tout le processus de l'expansion, on peut écrire : $(\sigma_r^* + \sigma_\theta^*) = 3p^* - \sigma_z^* = 3\sigma_z^* - \sigma_z^* = 2\sigma_z^*$. d'où : $\sigma_z^* = 0,5(\sigma_r^* + \sigma_\theta^*)$.

Dans ce cas, la valeur des contraintes principales σ_r^* , σ_θ^* et σ_z^* peut être calculée à partir de l'équation (3.14).

Cependant, puisque $\sigma_z^* = 0,5(\sigma_r^* + \sigma_\theta^*)$, la contrainte de cisaillement $\tau = (\sigma_r^* - \sigma_\theta^*)/2$, est égale à $q/\sqrt{3}$. De plus, la contrainte moyenne peut s'écrire sous la forme $\sigma_m^* = 0,5(\sigma_r^* + \sigma_\theta^*) = p^*$.

Dès lors, les contraintes effectives principales durant l'expansion peuvent être déterminées à partir des équations suivantes :

$$\sigma_r^* = p^* + q/\sqrt{3} \quad (5.32)$$

$$\sigma_\theta^* = p^* + q/\sqrt{3} \quad (5.33)$$

$$\sigma_z^* = p^* \quad (5.34)$$

Quant à l'état critique, les contraintes effectives principales s'écrivent :

$$\sigma_{rf}^* = \left[\left(\sqrt{3}/M \right) + 1 \right] S_u \quad (5.35)$$

$$\sigma_{\theta f}^* = \left[\left(\sqrt{3}/M \right) - 1 \right] S_u \quad (5.36)$$

$$\sigma_{zf}^* = \left(\sqrt{3}/M \right) S_u \quad (5.37)$$

où : $S_u = (\sigma_{rf}^* - \sigma_{\theta f}^*)/2 = q_f/\sqrt{3}$

et : $q_f = p_f M = 2^{-\Lambda} p_0 M$

5.3 Déformations de cisaillement maximales

Puisque l'expansion se fait en déformation plane et dans des conditions non-drainées, on peut écrire $\varepsilon_z = 0$ et $\varepsilon_r = -\varepsilon_\theta$. Dans ce cas, l'expression de la déformation de cisaillement est :

$$\gamma = |\varepsilon_r - \varepsilon_\theta| = 2\varepsilon_\theta.$$

5.3.1 État des contraintes initial anisotrope ($K_0 \neq 1$)

5.3.1.1 Cas 1 : Module de cisaillement (G) constant

L'intégration des incrément de déformations ($d\varepsilon_r = -d\varepsilon_\theta$) exprimés par les équations (5.3) et (5.4) permet de déterminer la déformation γ :

$$\gamma = \frac{\tau}{G} - \frac{6\kappa}{vM^2} \int_{p_i}^{p'} \frac{\tau dp'}{p' (2p' - p_c)} \quad (5.38)$$

où la contrainte de cisaillement τ est donnée par l'équation (5.25).

Il est à noter que dp' est négatif dans l'équation (5.38) pour les sols normalement et légèrement surconsolidés puisque la pression p' diminue durant l'expansion de la cavité, tandis qu'il prend une valeur positive pour les sols fortement surconsolidés.

5.3.1.2 Cas 2 : Coefficient de Poisson ν constant

De la même manière, l'expression de la déformation peut être déterminée par l'intégration des équations (5.3) et (5.4)

$$\gamma = \frac{2(1+\nu)}{3(1-2\nu)} \frac{\kappa}{\nu} \int_0^\tau \frac{d\tau}{p'} - \frac{6\kappa}{vM^2} \int_{p_i}^{p'} \frac{\tau dp'}{p' (2p' - p_c)} \quad (5.39)$$

où la contrainte de cisaillement τ est donnée par l'équation (5.31).

5.3.2 État des contraintes initial isotrope ($K_0 = 1$)

Dans ce cas, tel que mentionné précédemment, la contrainte verticale effective σ'_z est toujours égale à $0,5(\sigma'_z + \sigma'_\theta)$ ou à p' , alors que la contrainte de cisaillement s'écrit sous la forme : $\tau = (\sigma'_r - \sigma'_\theta)/2 = q/\sqrt{3}$.

Les équations (5.1) et (5.2) permettent de déterminer une relation contrainte-déformation pendant l'expansion de la cavité, en écrivant $\gamma = |\varepsilon_r - \varepsilon_\theta| = \sqrt{3} \varepsilon_q$.

5.3.2.1 Cas 1 : Module de cisaillement (G) constant

$$\gamma = \frac{\tau}{G} + \frac{2\sqrt{3}\kappa\Lambda}{\nu M} \left[\tanh^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}\tau}{\sigma'_m M} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}\tau}{\sigma'_m M} \right) \right] \quad (5.40)$$

5.3.2.2 Cas 2 : Coefficient de Poisson ν constant

$$\gamma = \frac{2\sqrt{3}}{9} \frac{(1+\nu)}{(1-2\nu)} \frac{\kappa}{\nu} \left[\frac{\sqrt{3}\tau}{\sigma'_m} (1-2\Lambda) + 2\Lambda M \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}\tau}{\sigma'_m M} \right) \right] + \frac{2\sqrt{3}\kappa\Lambda}{\nu M} \left[\tanh^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}\tau}{\sigma'_m M} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}\tau}{\sigma'_m M} \right) \right] \quad (5.41)$$

où : la contrainte de cisaillement est donnée par : $\tau = q/\sqrt{3}$ et la contrainte effective moyenne par : $\sigma'_m = (\sigma'_r + \sigma'_\theta)/2 = \sigma'_z = p'$.

5.4 Contraintes totales radiales et pressions interstitielles

Étant donné que les grandes déformations sont considérées, il est utile de distinguer la distance r dans l'état non déformé dans le sol environnant la cavité cylindrique, et la distance r' qui correspond au même point après l'expansion de la cavité. De même, on considère le rayon initial de la cavité a_0 et le rayon après l'expansion a' (Figure 5-1).

La déformation tangentielle logarithmique est donnée par ε_θ :

$$\varepsilon_\theta = \ln \left(\frac{r'}{r} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{r'}{r} \right)^2 \quad (5.42)$$

Par conséquent, la déformation maximale de cisaillement γ , (égale à $2\varepsilon_\theta$) s'écrit :

$$\gamma = \ln\left(\frac{r'}{r}\right)^2 \quad (5.43)$$

L'expansion de la cavité se fait en déformation plane et en conditions non drainées,

d'où : $a'^2 - a_0^2 = r'^2 - r^2 \quad (5.44)$

L'expression (5.44) est valable pour tout le sol environnant la cavité.

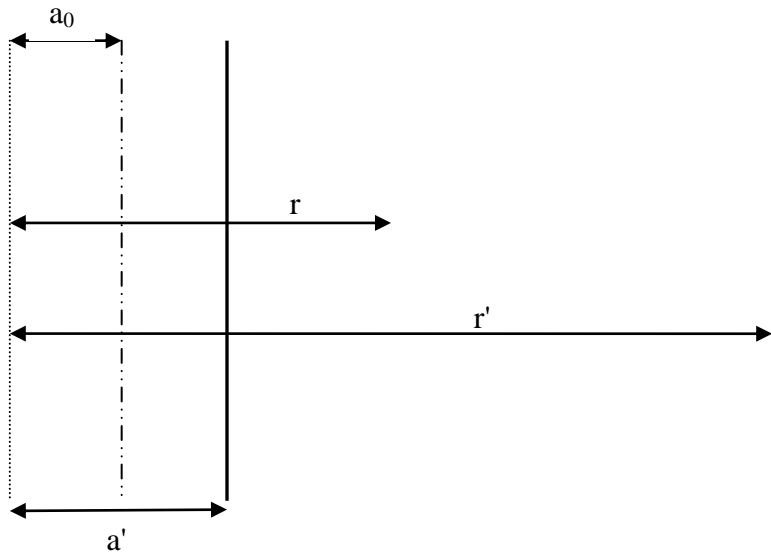


Figure 5-1 : État du sol environnant la cavité avant et après l'expansion

L'équation de l'équilibre autour de la cavité $r \frac{d\sigma_r}{dr} = -(\sigma_r - \sigma_\theta) = -2\tau$ peut s'écrire comme énoncé par Nadai (1950) ou Yu (2000) comme :

$$d\sigma_r = \frac{\tau d\gamma}{e^\gamma - 1} \quad (5.45)$$

D'après les équations (5.43) et (5.44), on peut écrire : $2dr'/r' = -d\gamma/(e^\gamma - 1)$. Alors, la contrainte radiale totale σ_r est déterminée par l'intégration de l'équation (5.45) :

$$\sigma_r = \int_0^\gamma \frac{\tau d\gamma}{e^\gamma - 1} + \sigma_{ri} \quad (5.46)$$

Au bord de la cavité, la contrainte radiale σ_{ra} est donnée par :

$$\sigma_{ra} = \int_0^{\gamma_a} \frac{\tau d\gamma}{e^\gamma - 1} + \sigma_{ri} \quad (5.47)$$

où : $\sigma_{ri} = \sigma_{ri}' + u_0$,

avec u_0 : la pression interstitielle initiale

et $\gamma_a = \ln\left(\frac{a'}{a_0}\right)^2$: la déformation au bord de la cavité.

Les équations (5.46) et (5.47) doivent être évaluées numériquement parce que la fonction $\tau/(e^\gamma - 1)$ ne peut pas être intégrée.

D'autre part, la contrainte tangentielle totale σ_θ est obtenue par la soustraction de 2τ de la contrainte radiale totale σ_r .

Par conséquent, la contrainte totale moyenne σ_m qui est donnée par $(\sigma_r - \sigma_\theta)/2$ est égale à $\sigma_r - \tau$.

La pression interstitielle s'écrit alors :

$$u = \sigma_r - \sigma_r' \text{ ou } u = \sigma_m - \sigma_m' \quad (5.48)$$

Bien que la théorie des déformations finies soit particulièrement intéressante en raison de son interprétation physique, la prédiction de la pression limite de l'expansion n'est pas possible, car la limite supérieure de l'intégrale dans l'équation (5.47), doit être étendue à l'infini.

Dans un tel cas, une autre définition de déformation doit être utilisée pour former les tenseurs de contrainte et exprimer les propriétés rhéologiques du matériau (Baguelin et al. 1978). En particulier, la déformation de Almansi (ou d'Euler) peut être employée.

La déformation tangentielle de Almansi α est définie par :

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{r'^2 - r^2}{r'^2} \right) \quad (5.49)$$

Au bord de la cavité, la déformation d'Almansi peut s'écrire :

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{a'^2 - a^2}{a'^2} \right) \quad (5.50)$$

En combinant les équations (5.43) et (5.50), la déformation en cisaillement peut s'écrire :

$$\gamma = \ln \left(\frac{1}{1-2\alpha} \right) \quad (5.51)$$

Par conséquent, les équations (5.46) et (5.47) deviennent :

$$\sigma_r = \int_0^\alpha \frac{\tau d\alpha}{\alpha} + \sigma_{ri} \quad (5.52)$$

$$\sigma_{ra} = \int_0^{\alpha_0} \frac{\tau d\alpha}{\alpha} + \sigma_{ri} \quad (5.53)$$

La pression limite σ_{rf} est trouvée à partir de l'équation (5.53), et ce, par l'extension de la limite supérieure de l'intégrale α_0 à une valeur égale à 0.5.

L'équation (5.50) montre que le terme a'/a tend vers l'infini (∞) pour une valeur de $\alpha_0 = 0.5$.

Dans ce cas, la déformation γ_a dans le bord de la cavité tend également vers l'infini.

La pression interstitielle limite u_f est trouvée par la soustraction de la contrainte radiale effective à l'état critique σ_{rf}' de la contrainte totale σ_{rf} .

CHAPITRE 6

ANALYSE DES RÉSULTATS

Dans ce chapitre, on présente les résultats obtenus par la méthode théorique et ceux obtenus par les différentes simulations numériques. Ensuite, sera étudiée l'influence de certains paramètres sur le comportement non drainé de l'argile saturée lors de l'expansion d'une cavité cylindrique.

6.1 Essai pressiométrique

La méthode analytique présentée dans le chapitre précédent a été utilisée pour étudier le comportement du sol (Boston Blue Clay) dont les propriétés sont les mêmes que celles utilisées dans les simulations numériques. Les contraintes initiales en fonction des différentes valeurs de l'OCR sont celles présentées aux tableaux (4.1) et (4.2).

Le rayon initial de la cavité prend une valeur unitaire de 1, et la pression appliquée est augmentée jusqu'à ce que le rayon à l'état final soit égal au double du rayon initial. $a'^2 = (2a_0)^2$.

D'où, l'équation (5.44) devient :

$$a'^2 - a_0^2 = r'^2 - r^2 \rightarrow 3a_0^2 = r'^2 - r^2 \rightarrow \frac{r'}{a_0} = \left(\frac{3}{1-e^{-\gamma}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

6.1.1 Sol normalement consolidé

La figure (6-2) illustre le chemin des contraintes effectives dans le plan (p', q) lors de l'expansion de la cavité pour le sol normalement consolidé dont l'OCR est égal à 1, tandis que le coefficient de repos K_0 prend une valeur de 0,55. La contrainte de préconsolidation p'_c étant égale à 270 kPa, qui est aussi la valeur du grand axe de l'ellipse de l'écoulement, et le paramètre p'_0 est égal à 257 kPa.

Le cheminement des contraintes, qui est décrit par l'équation (3.14) débute au point $(p'_i = 210 \text{ kPa} ; q_i = 135 \text{ kPa})$ et se termine au point de rupture $(p'_f = 147,6 \text{ kPa} ; q_f = 177 \text{ kPa})$. Toute la phase de l'expansion est plastique, puisque le point de départ se trouve sur l'ellipse qui sépare les milieux élastique et plastique.

L'évolution des contraintes principales σ_r' , σ_z' et σ_θ' qui sont calculées à l'aide des équations (5.22), (5.23) et (5.24), est illustrée sur la figure (6-1) avec une comparaison des résultats obtenus numériquement. On peut observer que les deux méthodes produisent des courbes très identiques.

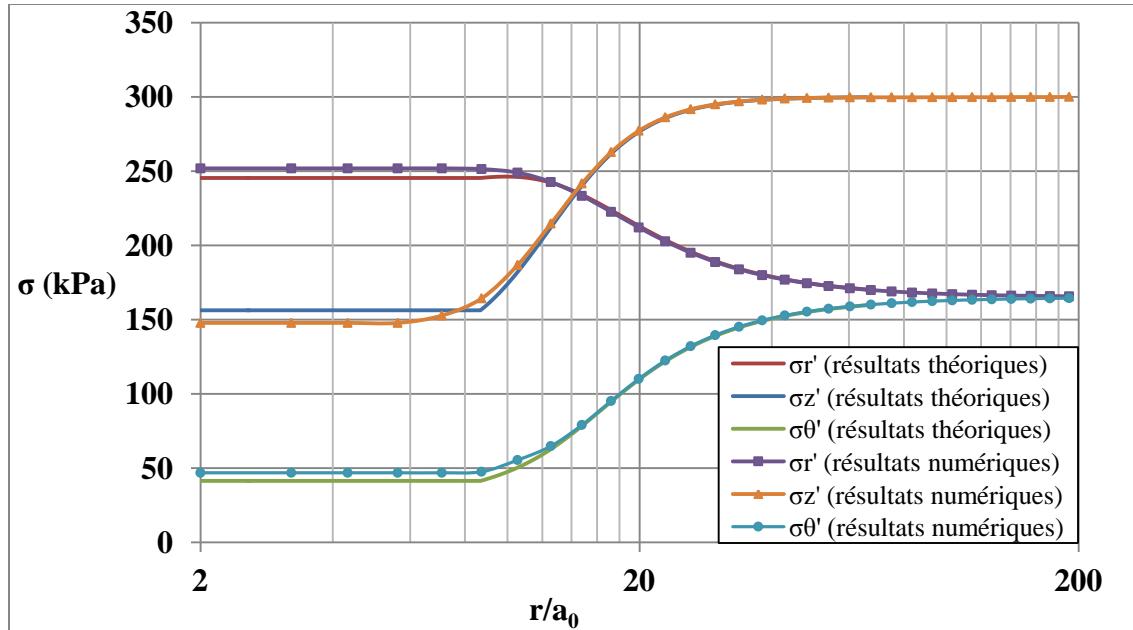


Figure 6-1 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=1

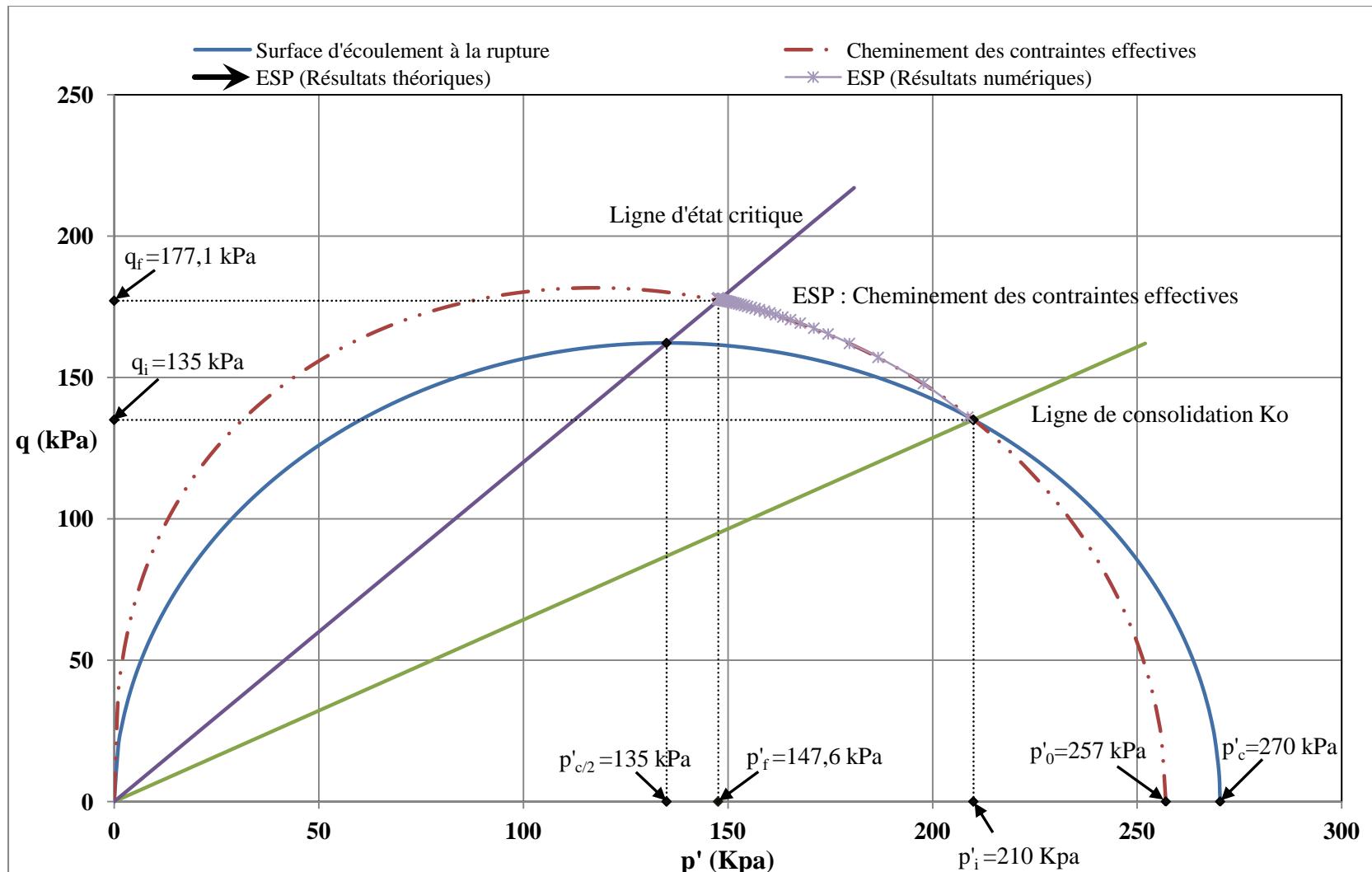


Figure 6-2 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=1

Quant aux valeurs des contraintes principales à l'état critique, le tableau (6-1) illustre les valeurs obtenues par les deux méthodes. Tel que mentionné par Randolph et al. (1979), la méthode numérique repose sur l'adoption de l'hypothèse $\sigma_z^* = 0,5 (\sigma_r^* + \sigma_{\theta f}^*)$, tandis qu'analytiquement, l'effort de cisaillement à l'état critique atteint une valeur plus petite que celle déterminée numériquement, et le facteur qui multiplie la somme des deux contraintes principales est différent de 0,5.

Tableau 6-1 : Contraintes principales à l'état final de l'expansion

	Méthode analytique	Méthode numérique
σ_r^*	245,2 kPa	251,4 kPa
σ_z^*	156,5 kPa	149,1 kPa
$\sigma_{\theta f}^*$	41,2 kPa	46,8 kPa
$\sigma_z^*/(\sigma_r^* + \sigma_{\theta f}^*)$	0,55	0,5
Su	$(\sigma_r^* - \sigma_{\theta f}^*)/2 = 102$ kPa	$q_f/\sqrt{3} = 102,3$ kPa

En normalisant les contraintes effectives principales par rapport à la valeur correspondante de p' , il devient possible de déterminer le cheminement des contraintes effectives sur le plan π , qui est le plan perpendiculaire à la diagonale $(\sigma_r^* = \sigma_\theta^* = \sigma_z^*)$ dans l'espace $\sigma_r^*, \sigma_\theta^*, \sigma_z^*$.

Les coordonnées utilisées pour tracer le cheminement des contraintes sont données par Mendelson (1968):

$$x = \frac{\sigma_r^* - \sigma_\theta^*}{\sqrt{2} p'} \quad (6.2)$$

$$y = \frac{2\sigma_z^* - \sigma_\theta^* - \sigma_r^*}{\sqrt{6} p'} \quad (6.3)$$

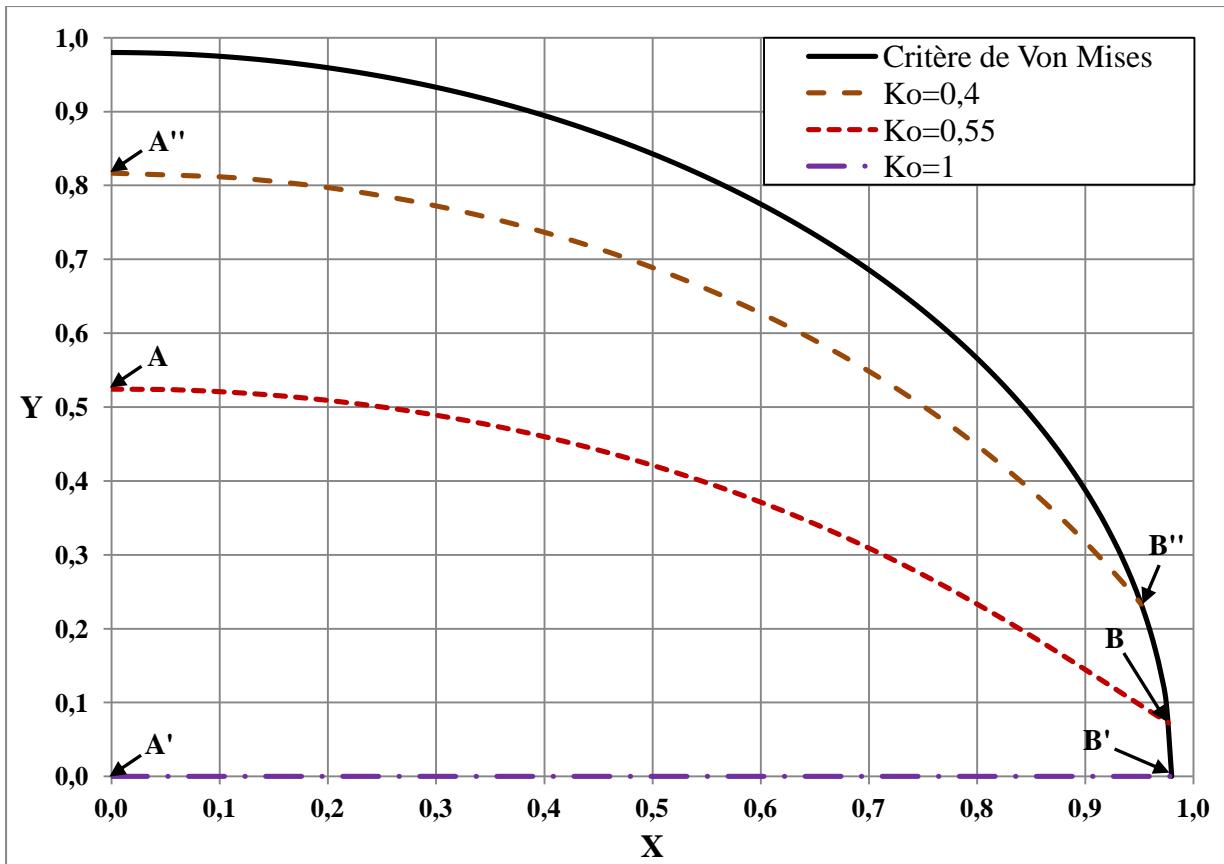


Figure 6-3 Cheminements des contraintes dans le plan π pour un OCR=1

$$\text{(avec : } X = \frac{\sigma_r^i - \sigma_\theta^i}{\sqrt{2} p_i^i} \text{ et } Y = \frac{2\sigma_z^i - \sigma_\theta^i - \sigma_r^i}{\sqrt{6} p_i^i})$$

Pour le cas de $K_0=0,55$ (figure 6-3), le cheminement des contraintes débute au point $A(x=0; y=0,525)$ qui correspond aux valeurs de contraintes $\sigma_r^i = \sigma_\theta^i = 165 \text{ kPa}$, $\sigma_z^i = 300 \text{ kPa}$ et $p_i^i = 210 \text{ kPa}$, et se termine au point $B(x=0,977; y=0,074)$ qui correspond aux valeurs de contraintes $\sigma_{rf}^i = 245,2 \text{ kPa}$, $\sigma_{zf}^i = 156,5 \text{ kPa}$, $\sigma_{\theta f}^i = 41,2 \text{ kPa}$ et $p_f^i = 147,6 \text{ kPa}$.

La contrainte de cisaillement à la rupture est alors donnée par : $\tau_f = (\sigma_{rf}^i - \sigma_{\theta f}^i)/2 = 102,0 \text{ kPa}$.

La figure (6-3) illustre un deuxième cheminement de contraintes effectives qui débute à un état isotrope représenté par $\sigma_{ri}^i = \sigma_{\theta i}^i = \sigma_{zi}^i = p_i^i = p_0^i = 257 \text{ kPa}$ ($K_0=1$). Il débute au point $A'(x=0; y=0)$ et se termine au point $B'(x=0,98; y=0)$, ce qui correspond à des valeurs de

contraintes : $\sigma_{rf}^{\circ} = 249,9 \text{ kPa}$, $\sigma_{zf}^{\circ} = p_f^{\circ} = 147,6 \text{ kPa}$ et $\sigma_{\theta f}^{\circ} = 45,3 \text{ kPa}$, ce qui implique que la valeur de la contrainte axiale est égale à la moyenne des contraintes radiale et tangentielle à la rupture, et aussi tout au long du processus de l'expansion : $\sigma_{zf}^{\circ} = 0,5(\sigma_{rf}^{\circ} + \sigma_{\theta f}^{\circ})$. La valeur de la contrainte de cisaillement à la rupture dans ce cas est égale à $\tau_f = q_f / \sqrt{3} = 102,3 \text{ kPa}$.

On peut également voir sur la figure 6-3 le cheminement des contraintes correspondant à une valeur de Ko égale à 0,4 ($\eta_i = 3(1 - Ko) / (1 + 2Ko) = 1$). L'état initial des contraintes est représenté par $p_i^{\circ} = q_i^{\circ} = 168,5 \text{ kPa}$. Les contraintes effectives principales σ_r' , σ_{θ}' , σ_z' sont déterminées à partir de équations (5.22), (5.23) et (5.24), d'où : $\sigma_{zi}^{\circ} = 280,9 \text{ kPa}$, $\sigma_{ri}^{\circ} = \sigma_{\theta i}^{\circ} = 0,4$ et $\sigma_{zi}^{\circ} = 112,4 \text{ kPa}$.

Le cheminement des contraintes dans ce cas début au point $A''(x = 0; y = 0,816)$ et prend fin au point $B''(x = 0,951; y = 0,237)$ qui correspond à des valeurs de contraintes : $\sigma_{rf}^{\circ} = 232,6 \text{ kPa}$, $\sigma_{zf}^{\circ} = 176,2 \text{ kPa}$ et $\sigma_{\theta f}^{\circ} = 34,1 \text{ kPa}$. La contrainte de cisaillement à la rupture est donnée par : $\tau_f = (\sigma_{rf}^{\circ} - \sigma_{\theta f}^{\circ}) / 2 = 99,2 \text{ kPa}$. Encore une fois, cette valeur est différente de la valeur calculée numériquement $S_u = q_f / \sqrt{3} = 102,3 \text{ kPa}$. En plus, on note que la valeur de la contrainte axiale à la rupture est différente de la moyenne des deux autres contraintes : $\sigma_{zf}^{\circ} = 0,66(\sigma_{rf}^{\circ} + \sigma_{\theta f}^{\circ})$.

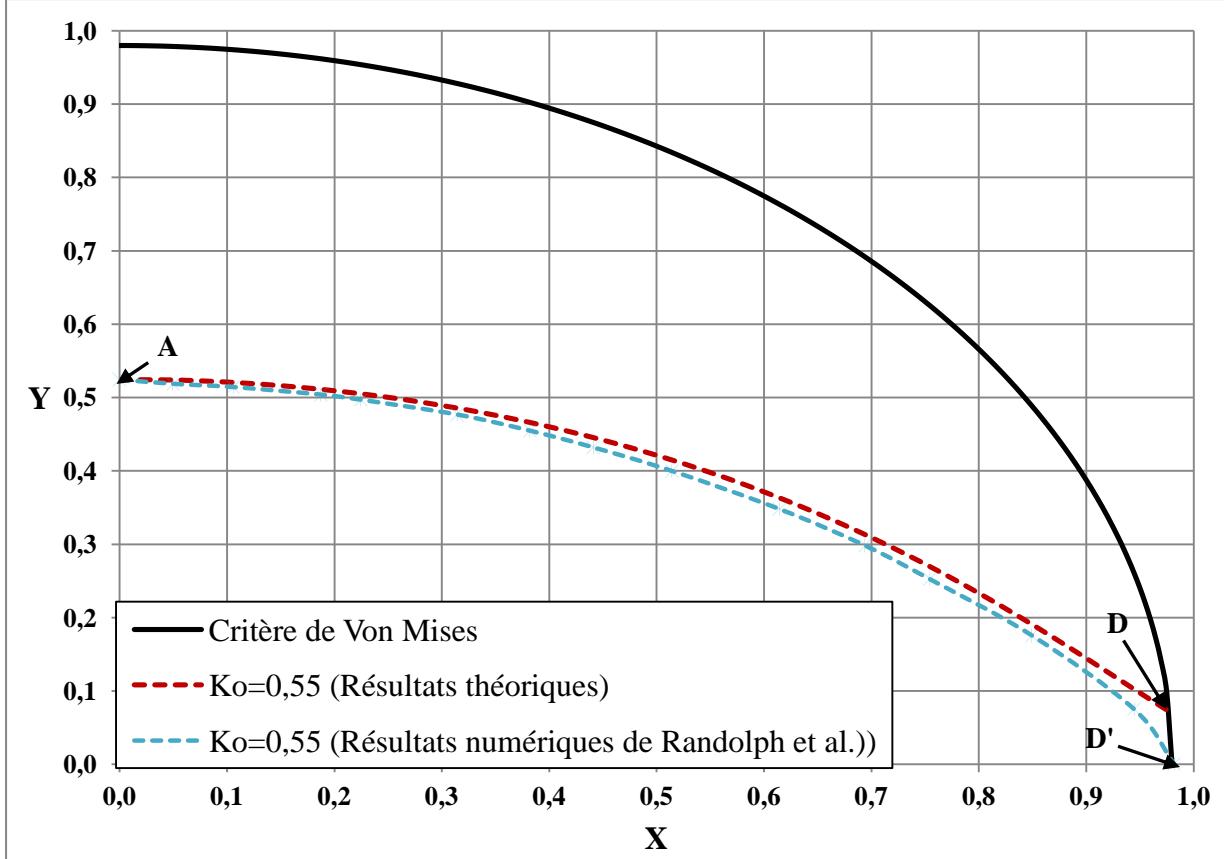


Figure 6-4 : Comparaison des résultats théoriques et numériques du cheminement des contraintes dans le plan π pour un OCR=1

$$\text{(avec : } X = \frac{\sigma_r^* - \sigma_\theta^*}{\sqrt{2} p^*} \text{ et } Y = \frac{2\sigma_z^* - \sigma_\theta^* - \sigma_r^*}{\sqrt{6} p^*})$$

On peut voir sur la figure (6-4), une comparaison des résultats analytiques et numériques du cheminement des contraintes dans le plan π pour le cas d'un sol normalement consolidé avec $Ko=0,55$. Le cheminement des contraintes débute au point $A(x=0; y=0,525)$ qui correspond aux valeurs de contraintes $\sigma_r^* = \sigma_\theta^* = 165 \text{ kPa}$, $\sigma_z^* = 300 \text{ kPa}$ et $p_i^* = 210 \text{ kPa}$, et se termine au point $D(x \approx 0,982; y \approx 0,00)$ qui correspond aux valeurs de contraintes $\sigma_{rf}^* = 251,4 \text{ kPa}$, $\sigma_{zf}^* = 149,1 \text{ kPa}$, $\sigma_{\theta f}^* = 46,8 \text{ kPa}$ et $p_f^* = 147,6 \text{ kPa}$.

La contrainte de cisaillement à la rupture est alors donnée par : $q_f / \sqrt{3} = 102,3 \text{ kPa}$.

Toutefois, les cheminements de contraintes tracés s'achèvent sur le même cercle (critère de Von Mises), puisque la valeur de $(p'_f; q'_f)$ est identique pour tous les cas, mais les points finaux ne sont pas identiques comme énoncé par Randolph et al. (1978), mais dépendent comme le montrent les résultats de la méthode théorique de la valeur de Ko initiale.

La figure (6-5) présente l'évolution de la déformation de cisaillement, calculée d'après l'équation (5.38), en fonction de la contrainte de cisaillement. L'état plastique est atteint à une valeur de 102,3 Kpa pour la méthode numérique, et une valeur, comme discuté auparavant, de 102 Kpa pour la méthode analytique.

$$\gamma = \frac{\tau}{G} - \frac{6\kappa}{vM^2} \int_{p_i}^{p'} \frac{\tau dp'}{p'(2p' - p_c)} \quad (5.38)$$

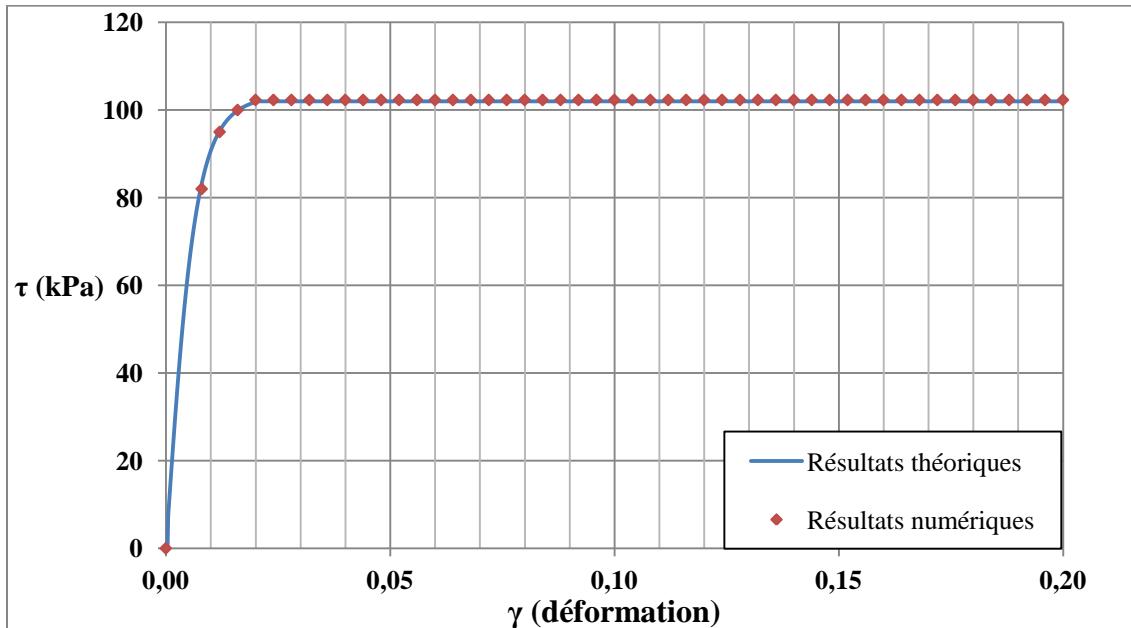


Figure 6-5 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=1

Étant donné que la valeur de p' diminue durant l'expansion, le terme dp' prend une valeur négative dans l'équation (5.38). La figure (6-6) illustre la fonction intégrée dans l'intégrale de cette équation pour tout le cheminement de contrainte.

Pour ce qui est la valeur de dp' utilisée dans l'intégrale de l'équation (5.38), une comparaison entre $dp'=0,1 \text{ kPa}$ et $dp'=0,005 \text{ kPa}$ a donné une différence au niveau de la déformation de 0,1 %. Par conséquent, une valeur de $0,1 \text{ kPa}$ a été adoptée pour le calcul de γ pour le cas de l'OCR=1.

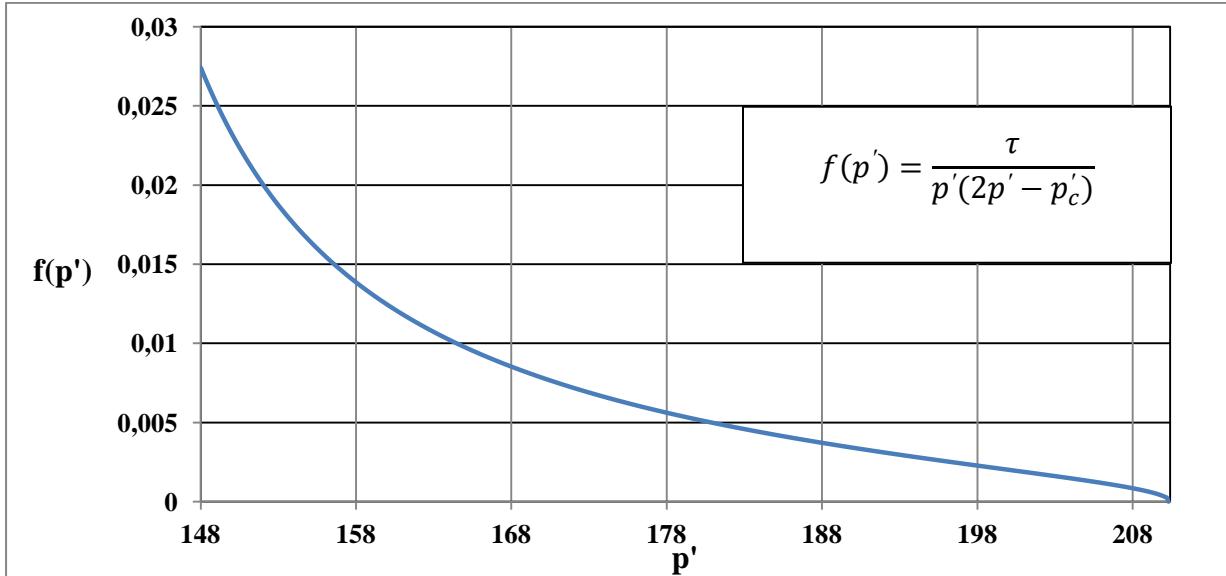


Figure 6-6 : Fonction intégrée dans l'équation (5.38)

Pour ce qui est du calcul des contraintes radiales totales, l'équation (5.52) est utilisée, et ce en intégrant la valeur de α d'une valeur de 0 jusqu'à la valeur maximale correspondant à un γ donnée par :

$$\gamma = \ln\left(\frac{1}{1-2\alpha}\right) \rightarrow \alpha = \frac{(1-e^{-\gamma})}{2}$$

soit,

$$\sigma_r = \int_0^{\alpha} \frac{\tau d\alpha}{\alpha} + \sigma_{ri} \quad (5.52)$$

De la même manière, les contraintes σ_{ra} peuvent être calculées au bord de la cavité en se servant de l'équation (5.53). La figure (6-7) illustre la variation de σ_{ra} et de la pression interstitielle u au bord de la cavité durant l'expansion en fonction du rapport (a'/a_0) . Ce rapport atteint, comme montré sur la figure (6-8), la valeur de 2 quand la déformation de Almansi est autour de 0,375.

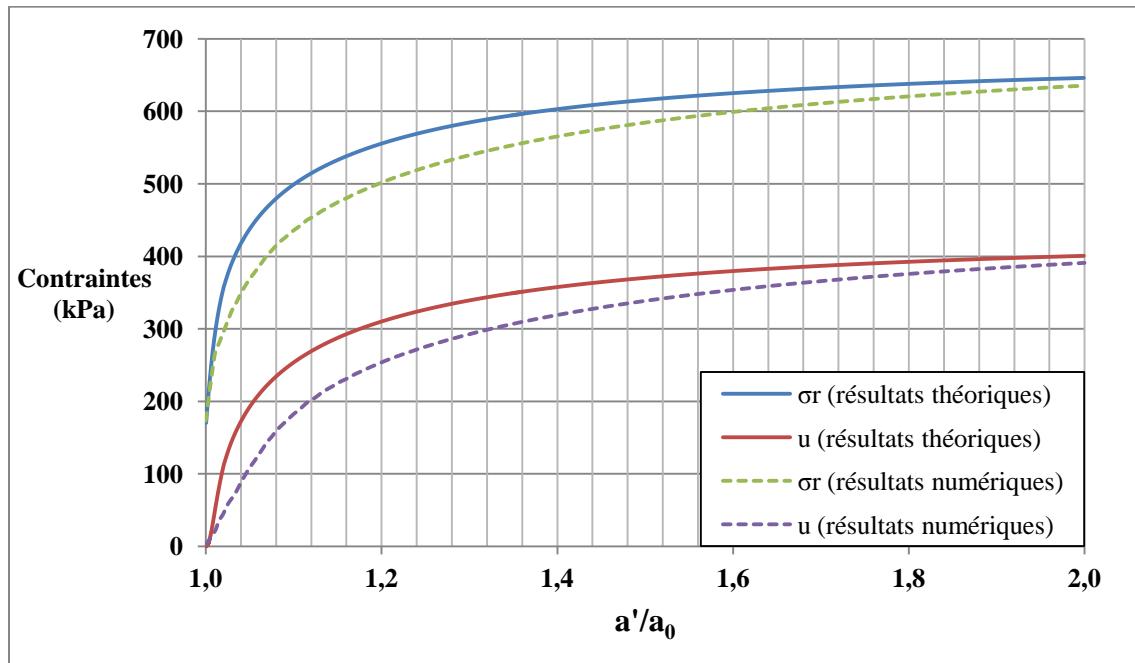


Figure 6-7 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des pressions interstitielles et des contraintes radiales au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=1

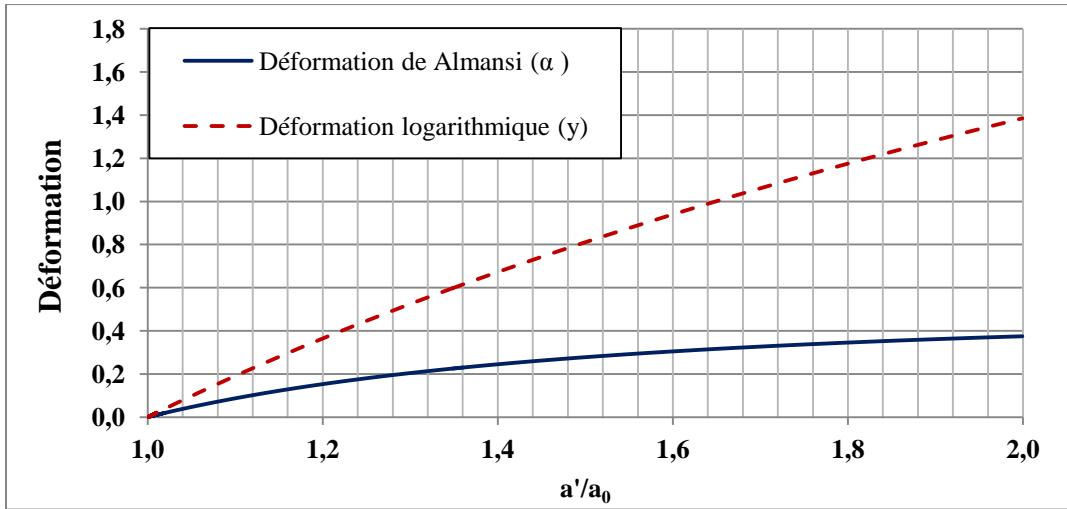


Figure 6-8 : Variation des déformations en fonction du rapport a'/a_0

6.1.2 Sol légèrement surconsolidé :

Le comportement du sol pour un $OCR=2$ est illustré aux figures (6-9) et (6-10). La première partie du cheminement décrit la phase élastique, qui est donnée par : $\Delta p' = \Delta\sigma_z' = 0$ et $\Delta\sigma_r' = \Delta\sigma_\theta'$.

Quand la valeur ($p'=135 \text{ kPa}$; $q=180,1 \text{ kPa}$) est atteinte, le cheminement entame la deuxième phase qui est la partie plastique, où le cheminement des contraintes est décrit par l'équation (3.14). On constate que la valeur de q diminue tandis que celle de p' continue à augmenter pour atteindre le point de l'état final : ($p'=146,7 \text{ kPa}$; $q=177,1 \text{ kPa}$).

On constate également que la contrainte radiale à l'état critique n'est pas égale à la moyenne des deux autres contraintes principales, contrairement à la méthode numérique où cette condition est vérifiée.

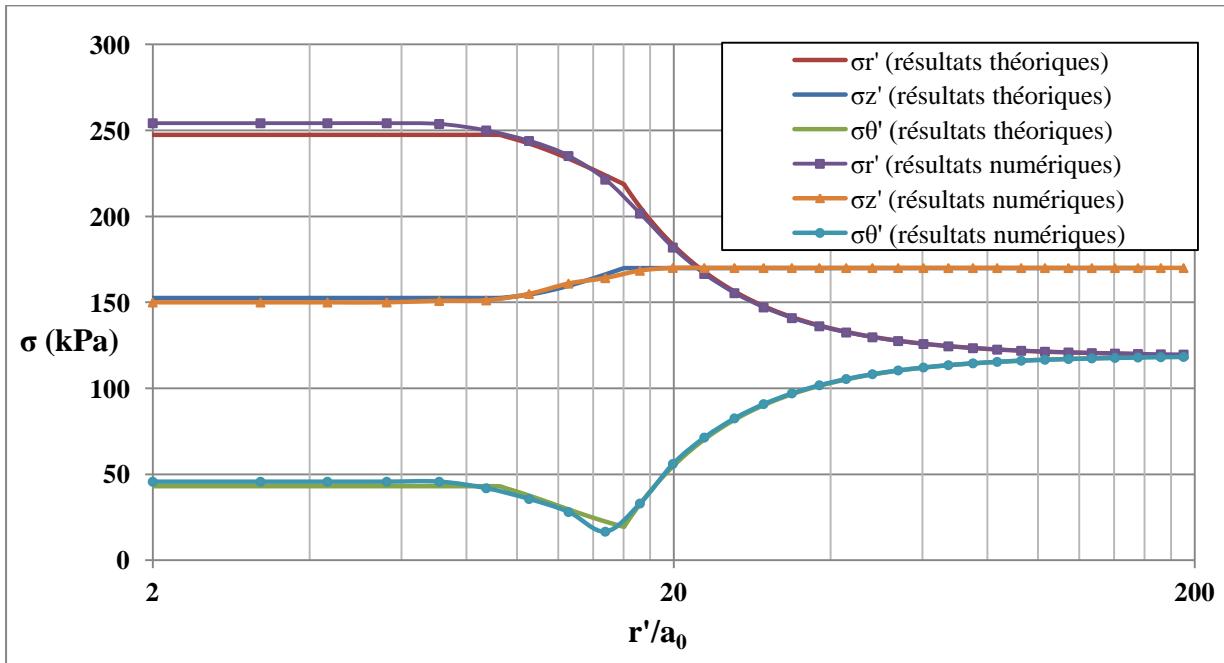


Figure 6-9 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un $OCR=2$

Les figures (6-9), (6-11) et (6-12) présentent la comparaison entre les résultats numériques et théoriques pour l'évolution des contraintes effectives principales, des pressions d'eau et de la résistance au cisaillement τ dans le cas de l' $OCR=2$.

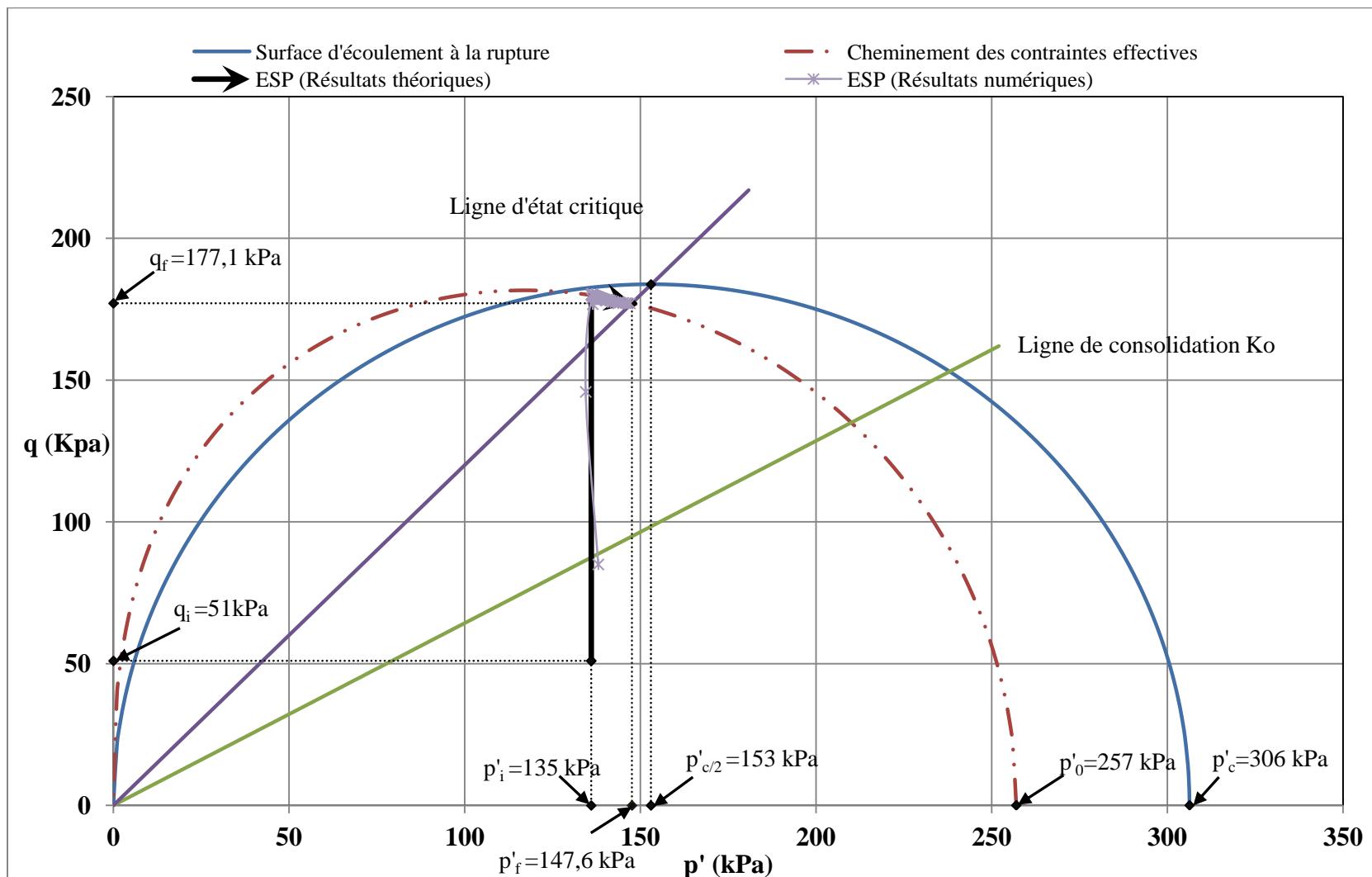


Figure 6-10 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un $\text{OCR}=2$

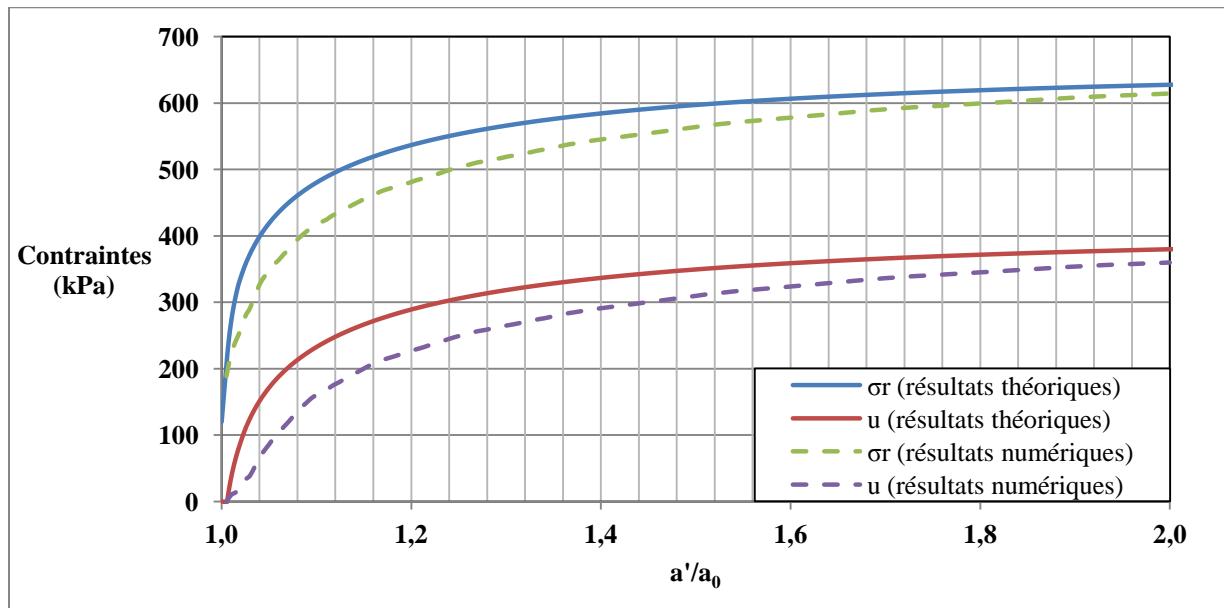


Figure 6-11 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des pressions interstitielles et des contraintes radiales au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=2

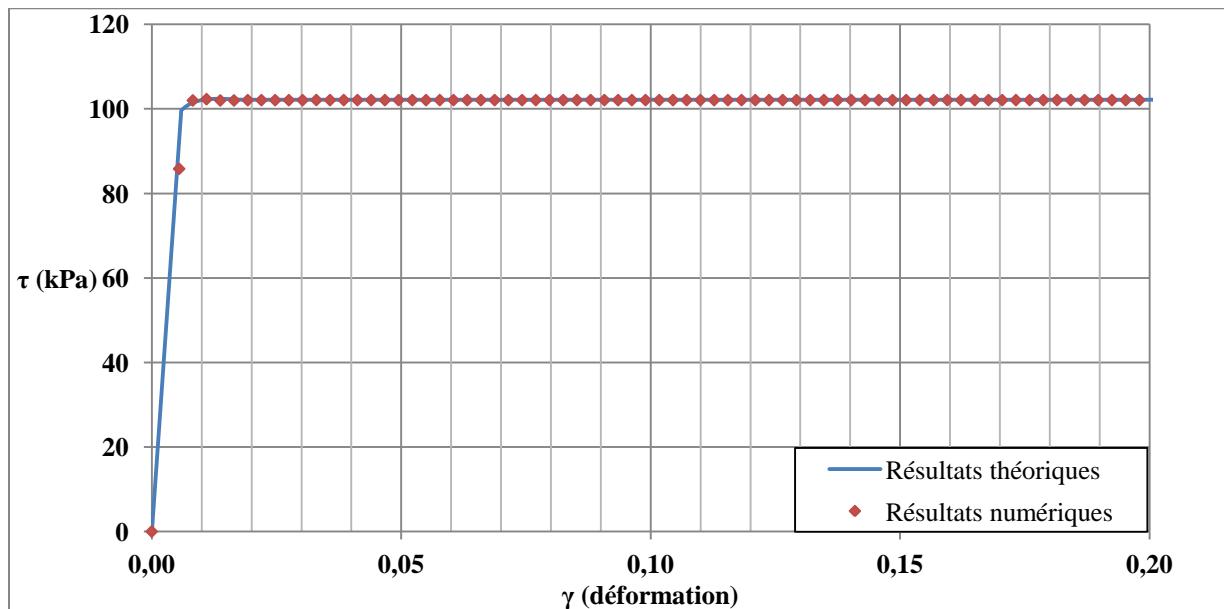


Figure 6-12 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=2

6.1.3 Sol très surconsolidé

Pour le cas de l'OCR égal à 4, qui correspond à un état de contraintes initial isotrope ($\sigma_{ri}^i = \sigma_{\theta i}^i = \sigma_{zi}^i = p_i^i$), la contrainte radiale effective à l'état critique est égale à la moyenne des contraintes tangentielle et axiale, tel que démontré au chapitre 5.

Lorsque l'OCR est supérieur à 2 (4, 8 et 32), le cheminement des contraintes, tel que montré dans les figures (6-14), (6-20) et (6-23), passe par une valeur maximale, qui est donné par

$(p^* = \frac{p_0}{2} = 128,5 \text{ kPa} ; q = 181 \text{ kPa})$ avant d'atteindre le point de rupture. Cet aspect de l'OCR supérieur à 2, est montré également aux figures (6-16), (6-19) et (6-24), où la résistance au cisaillement atteint un pic avant de diminuer jusqu'à une valeur constante après la rupture.

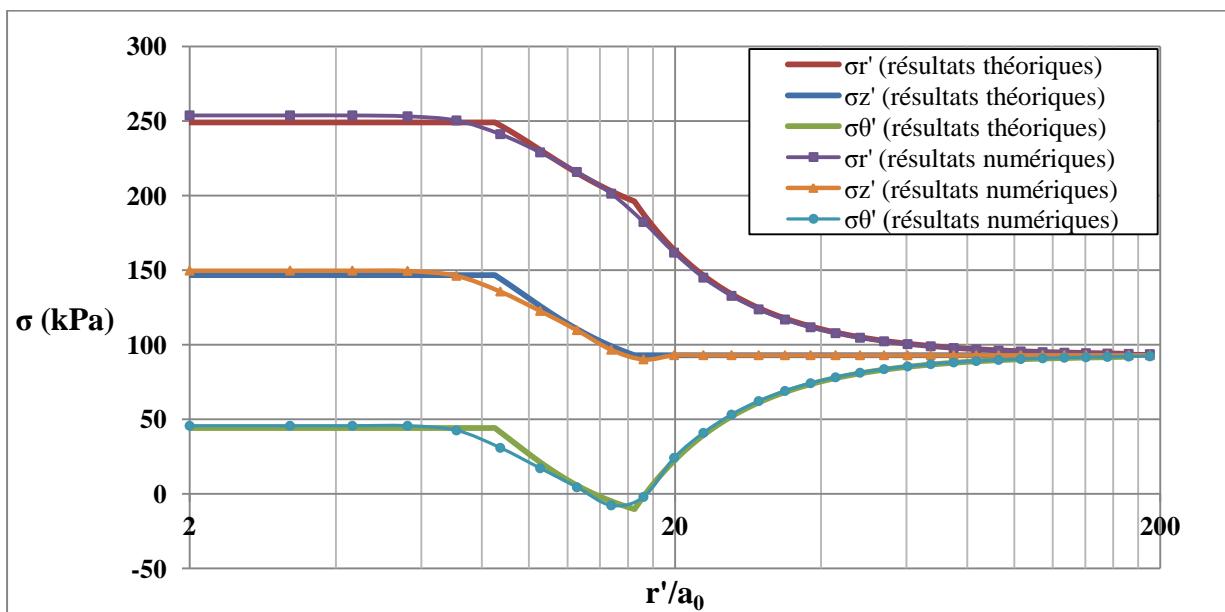


Figure 6-13 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=4

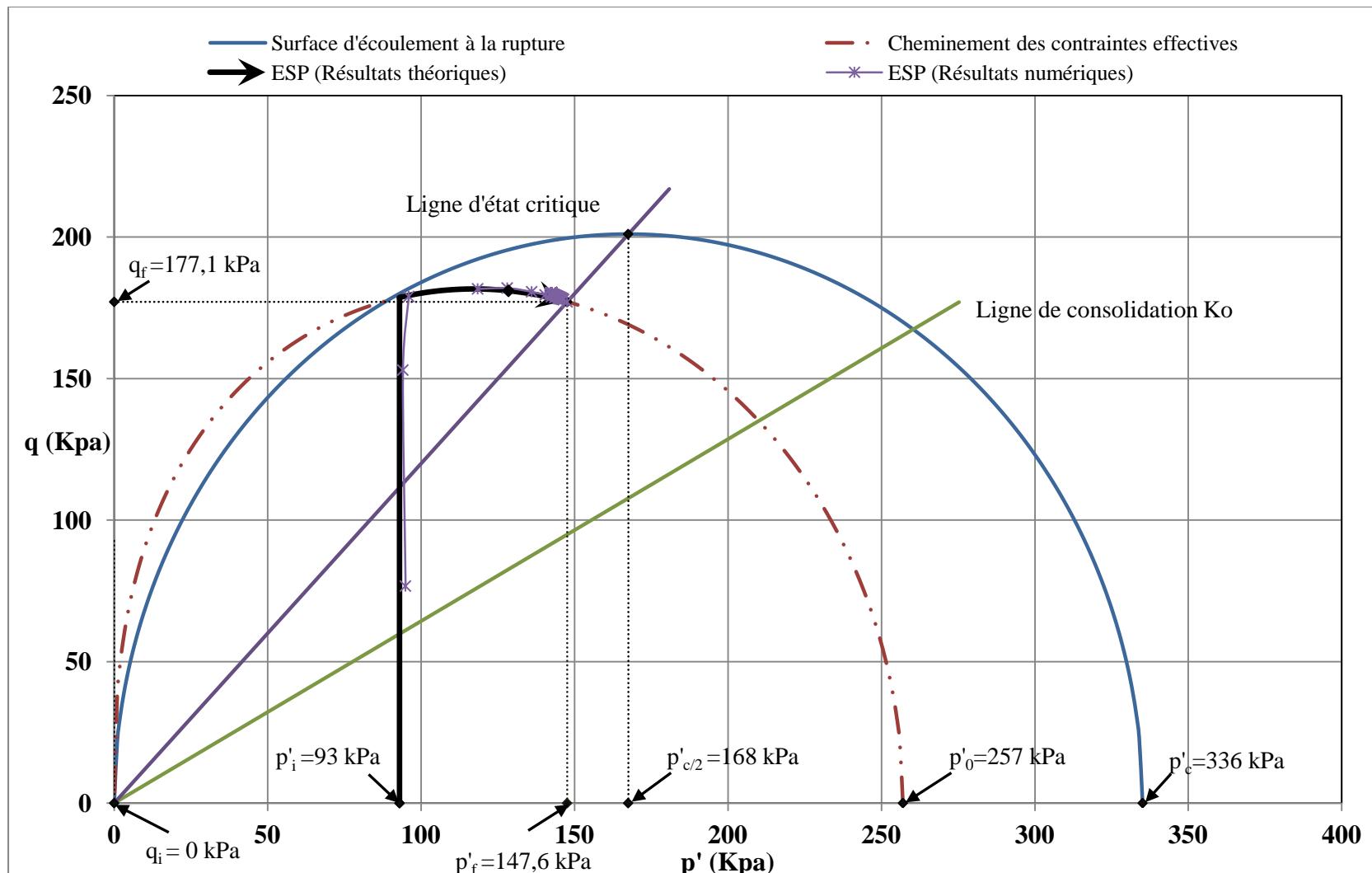


Figure 6-14 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un $\text{OCR}=4$

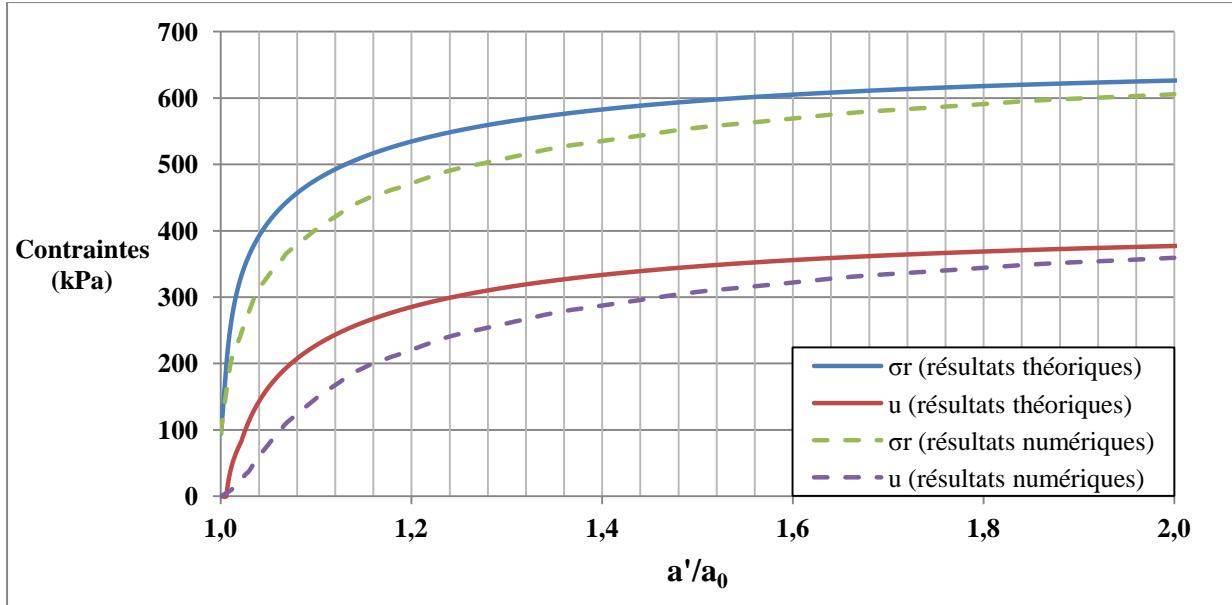


Figure 6-15 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des pressions interstitielles et des contraintes radiales au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=4

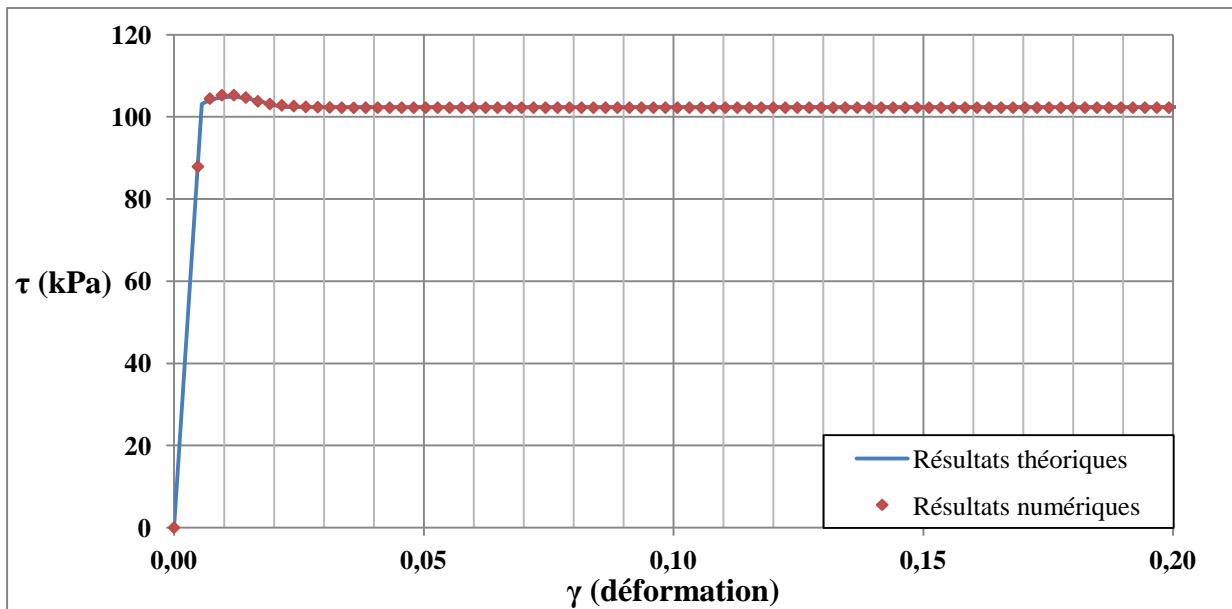


Figure 6-16 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=4

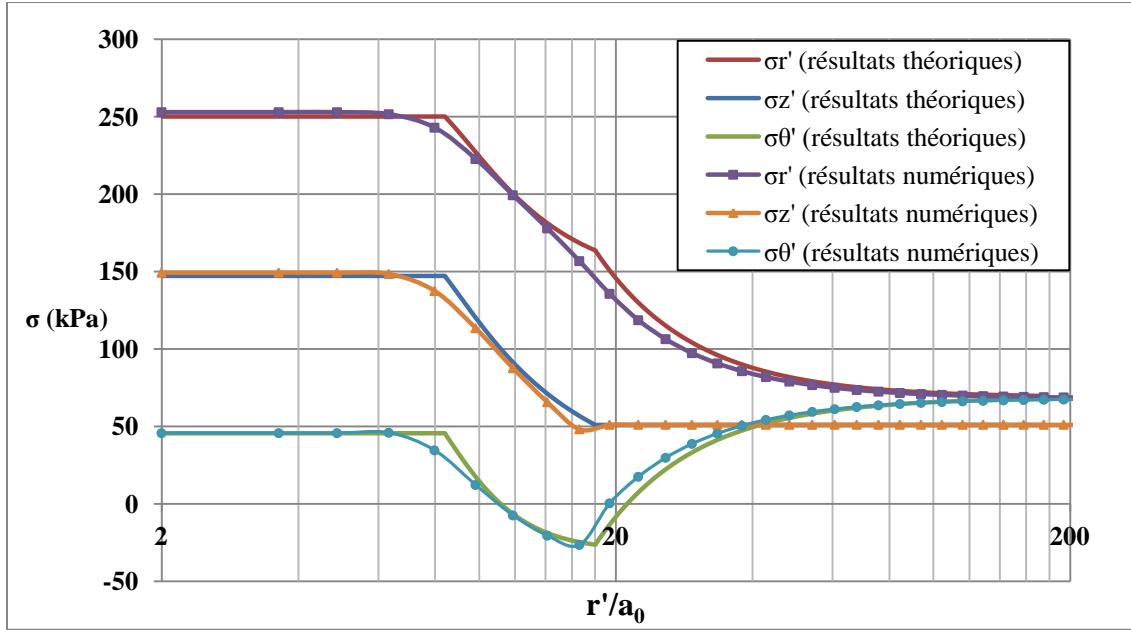


Figure 6-17 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=8

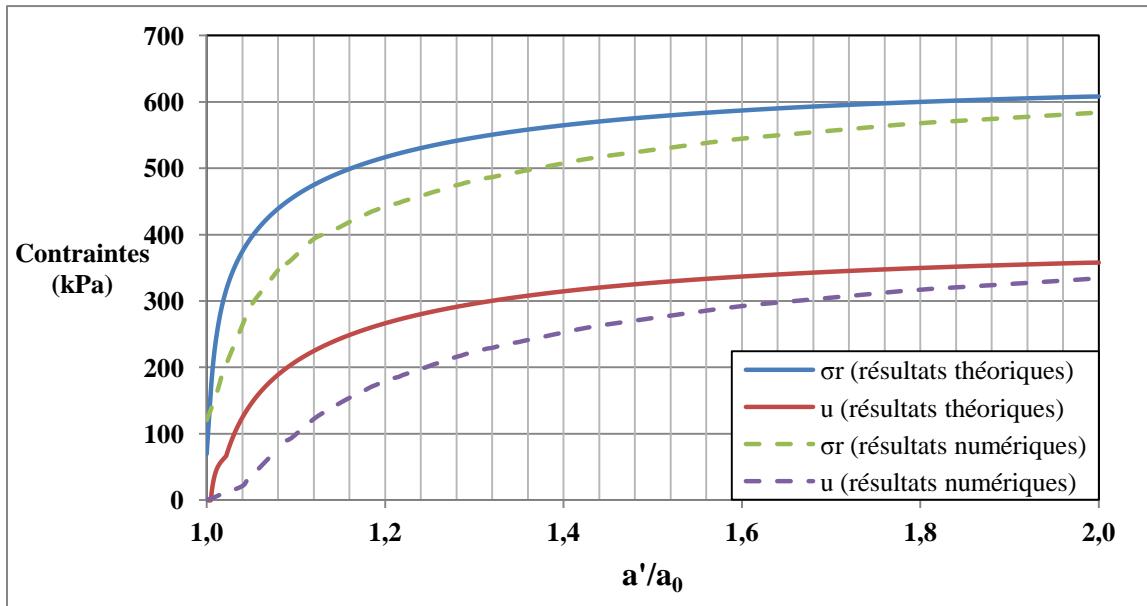


Figure 6-18 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=8

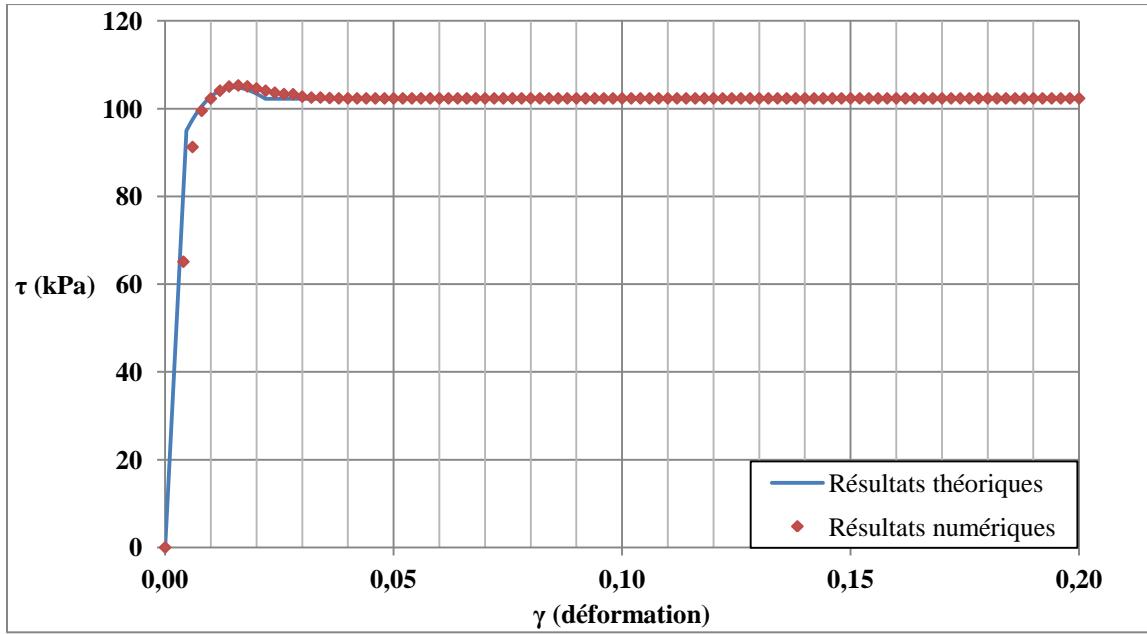


Figure 6-19 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=8

Les figures (6-15), (6-18) et (6-22) présente l'évolution des contraintes radiales totales et les pressions interstitielles durant l'expansion de la cavité pour les cas de l'OCR=(4, 8 et 32). La valeur de σ_r tend vers une valeur limite lorsque le rayon déformé atteint le double du rayon initial.

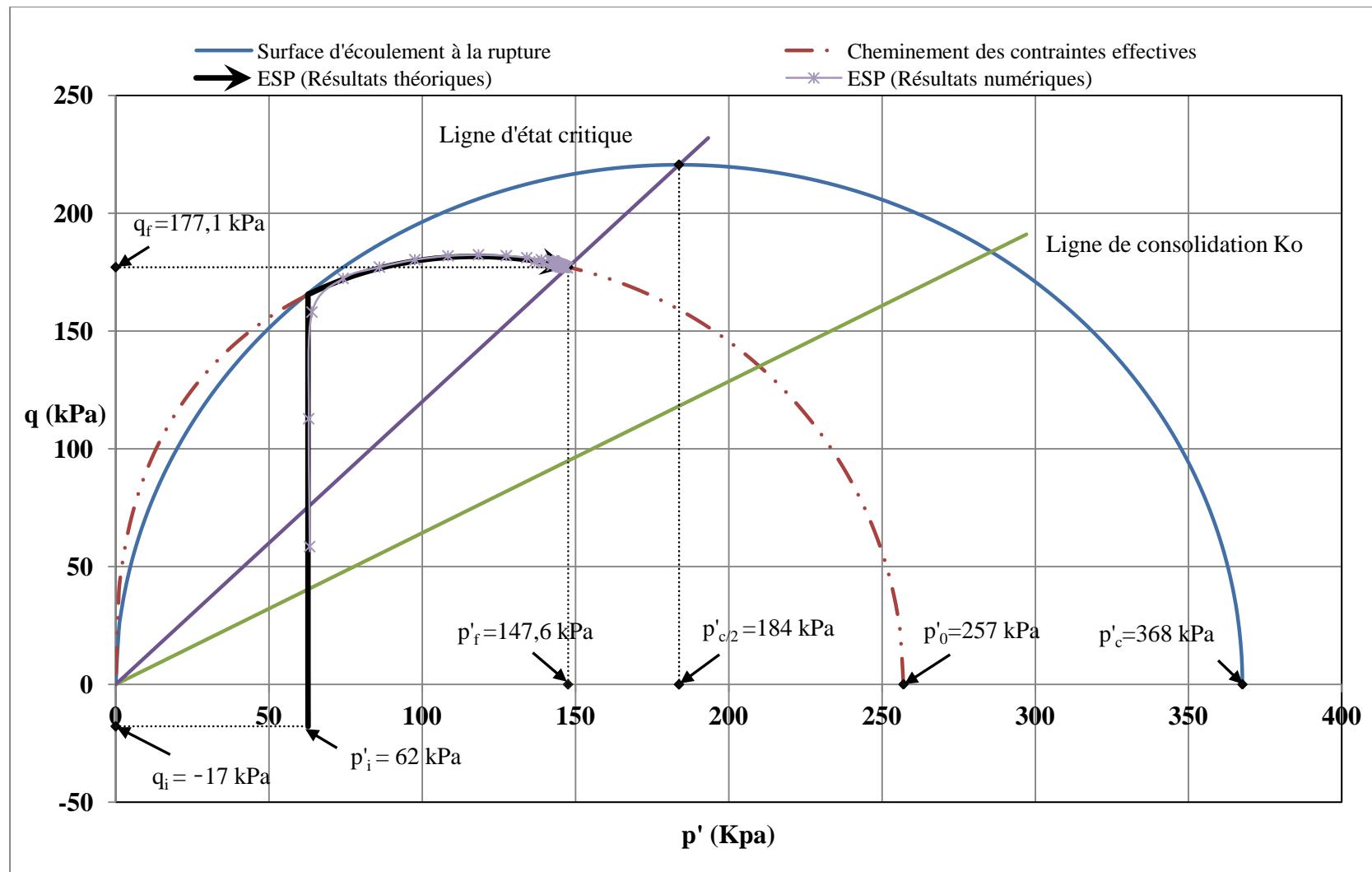


Figure 6-20 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=8

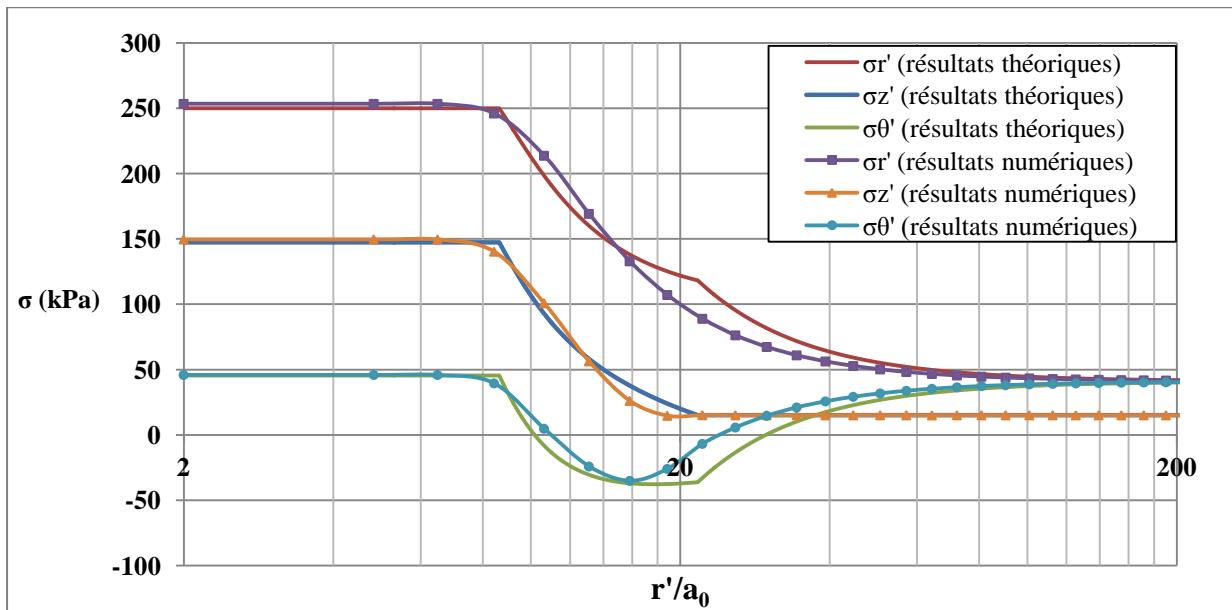


Figure 6-21 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=32

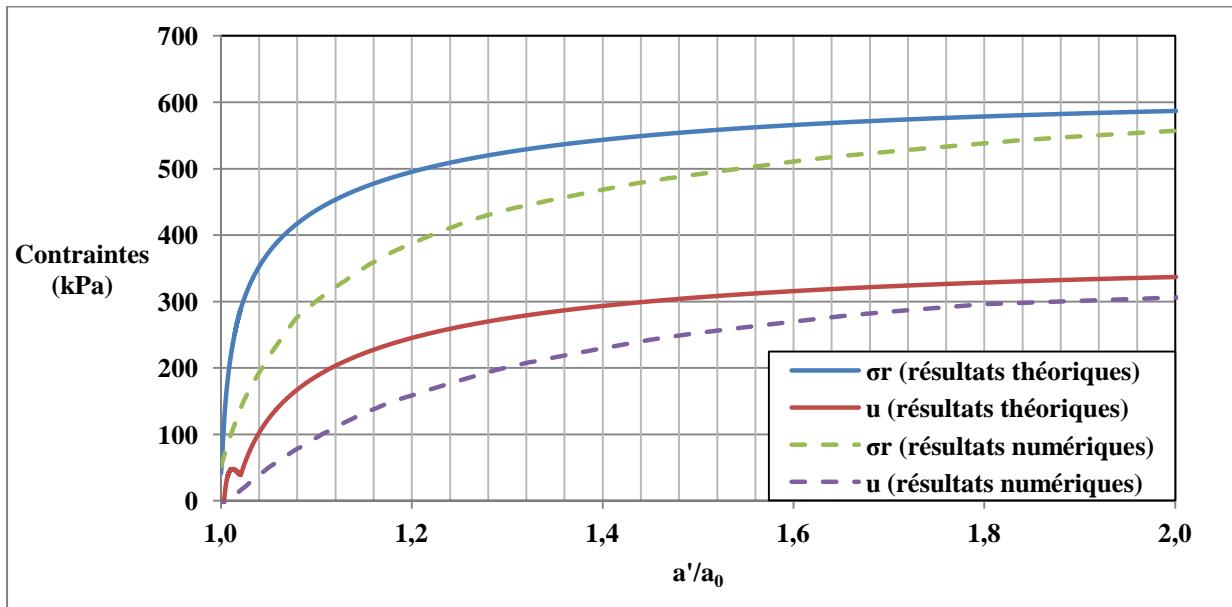


Figure 6-22 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des contraintes principales effectives lors de l'expansion de la cavité pour un OCR=32

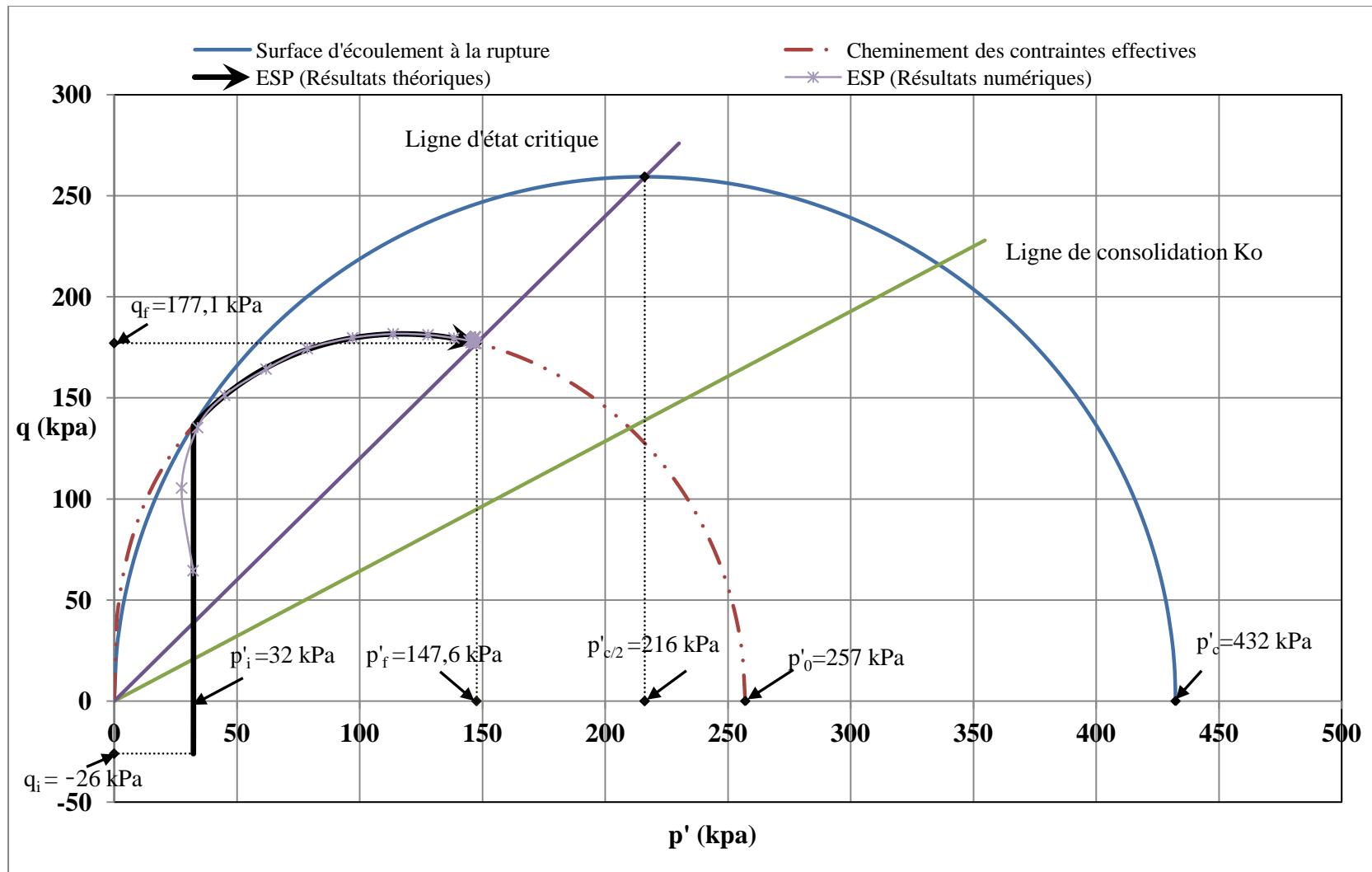


Figure 6-23 : Cheminement des contraintes effectives lors de l'expansion de la cavité pour un $OCR=32$

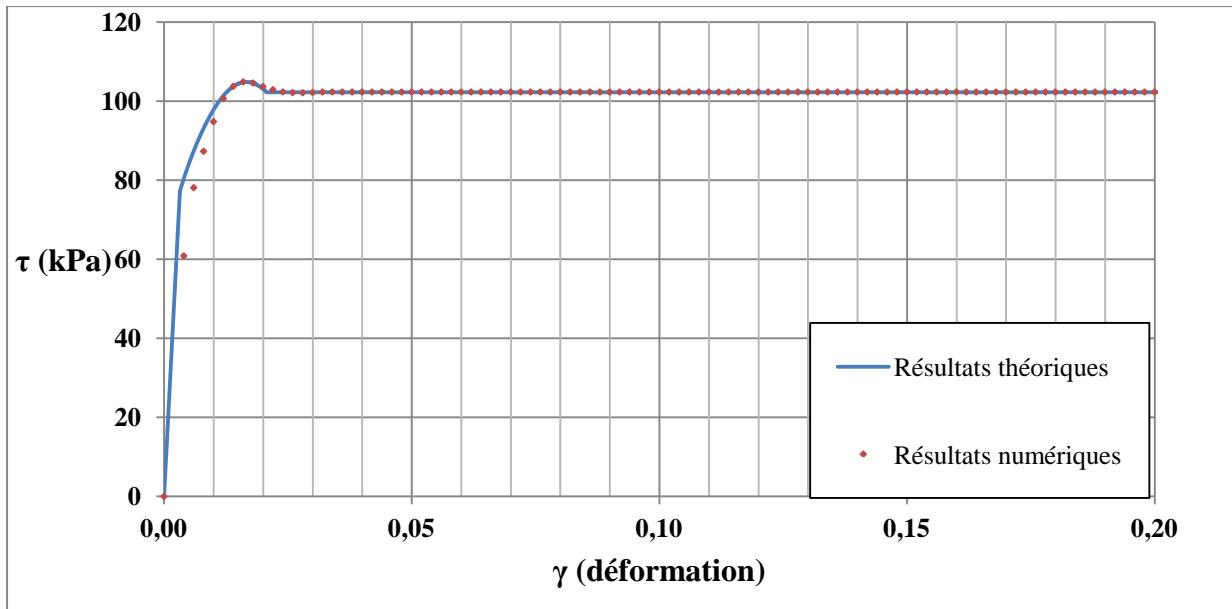


Figure 6-24 : Comparaison des résultats numériques et théoriques de l'évolution des déformations au bord de la cavité lors de l'expansion pour un OCR=32

D'après les figures (6-14), (6-17) et (6-21), on peut voir la similitude des résultats obtenus par les méthodes théorique et numérique. On remarque également que pour des valeurs d'OCR supérieures ou égales à 8, la contrainte tangentielle effective σ'_θ prend des valeurs négatives dans certains endroits, ce qui correspond à des contraintes effectives de traction. Il est supposé, selon le modèle de Cam Clay Modifié, que le sol peut supporter ces contraintes de tension. Les intervalles du rayon dans lesquels se trouvent ces contraintes de traction dépendent, bien entendu, de γ_{ri} et de l'indice de surconsolidation.

Il est aussi intéressant d'observer qu'à une distance égale à 40 fois le rayon initial ($r'/a_0=40$), le sol se trouve dans un état élastique, ce qui appuie le fait de considérer dans la modélisation numérique de l'expansion de la cavité cylindrique, une distance de $R/a_0=50$.

6.2 Influence de l'OCR sur le comportement d'une argile saturée lors de l'expansion d'une cavité cylindrique

Les figures (6-25) et (6-26) présentent les courbes de l'évolution de la contrainte radiale et la pression interstitielle normalisées par rapport à S_u en fonction du déplacement du bord intérieur de la cavité pour les valeurs d'OCR qui sont citées plus haut. Il paraît clair que la valeur de la pression intérieure, pour chaque courbe d'expansion, tend vers une valeur limite.

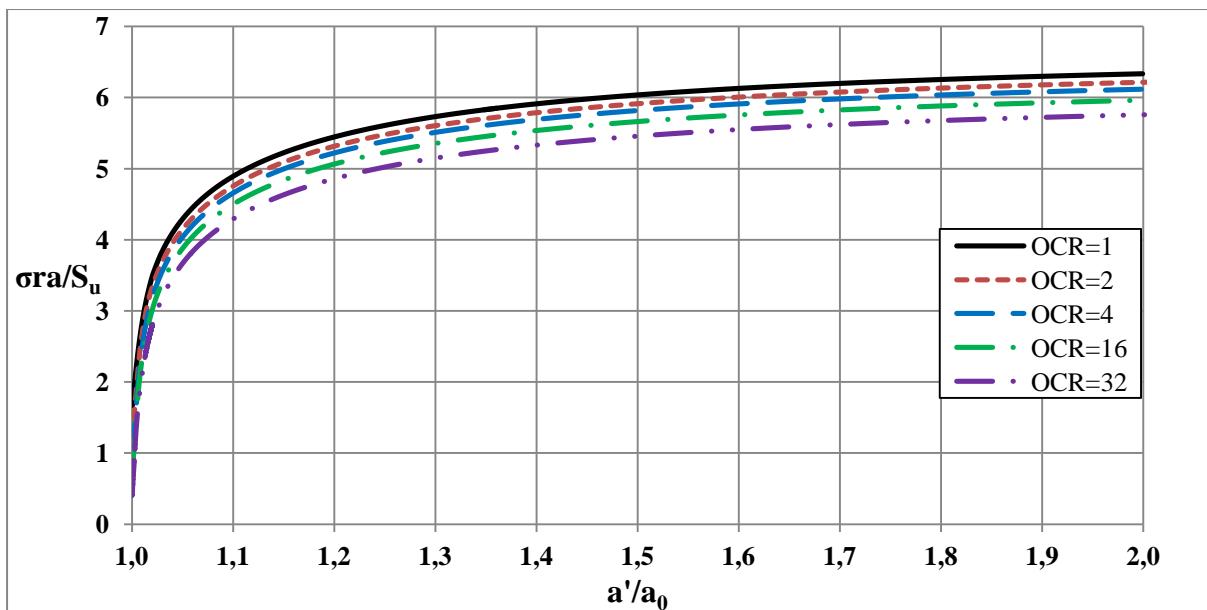


Figure 6-25 : Variation de la contrainte radiale totale au bord de la cavité durant l'expansion

De plus, et pour toutes les valeurs de l'OCR, ces pressions sont atteintes lorsque le rayon de la cavité atteint le double du rayon initial. Il est aussi important d'observer que le rapport de ces pressions limites et de la résistance de cisaillement initiale S_u du sol dépend peu de l'histoire du sol.

Cet aspect est reflété également sur la figure (6-26) qui représente la pression interstitielle, générée au bord de la cavité, normalisée par rapport à S_u en fonction de l'OCR. On peut observer les faibles différences de u/S_u suite aux grandes variations de l'OCR.

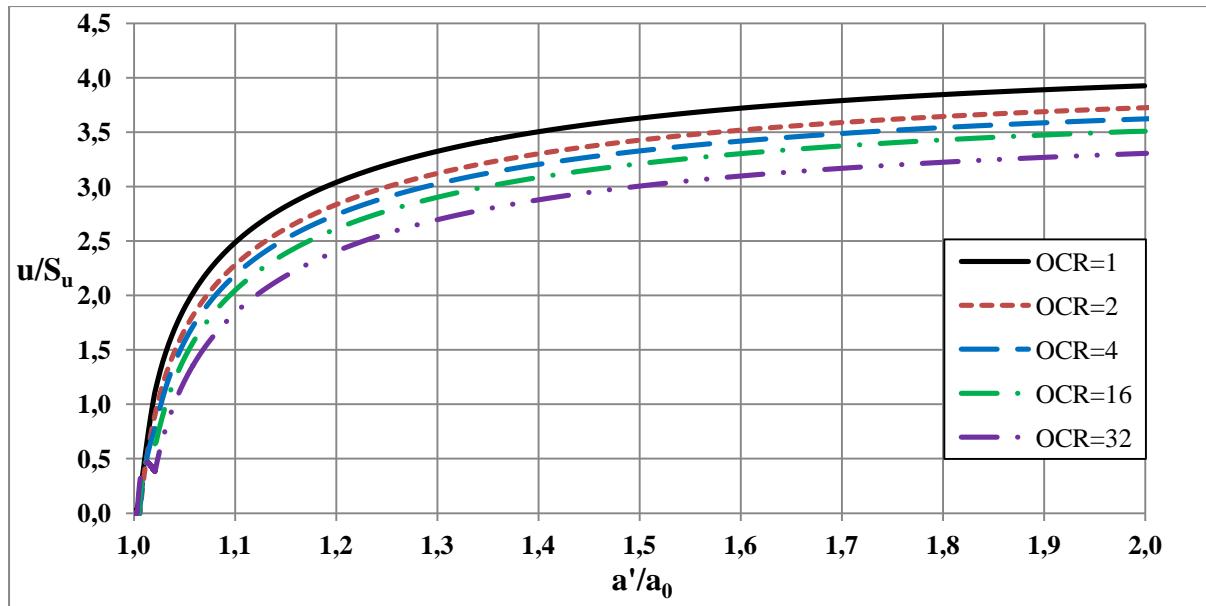


Figure 6-26 : Variation de la pression interstitielle au bord de la cavité durant l'expansion

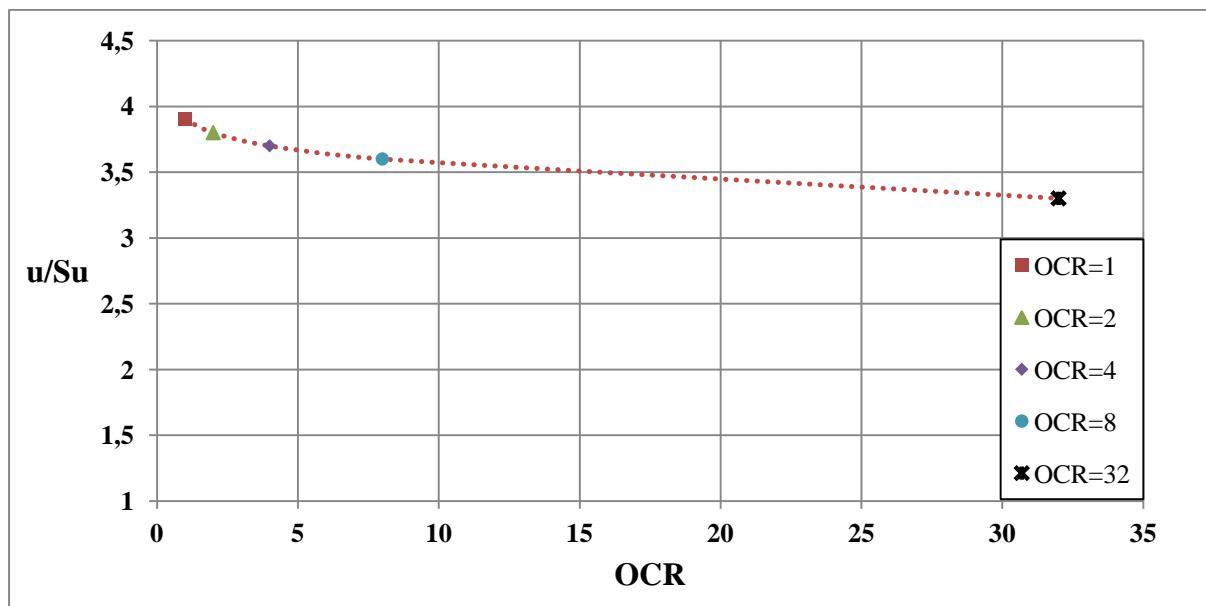


Figure 6-27 : Pression interstitielle au bord de la cavité à fin de l'expansion en fonction de l'OCR

Comme la solution analytique du modèle de Cam Clay n'existe pas il y a une trentaine d'années, Randolph et al (1979) se sont basés sur le modèle élastique parfaitement plastique pour étudier la variation de la contrainte totale moyenne. Ces auteurs ont cité Ladanyi (1963) qui a affirmé que la pression limite nécessaire pour l'expansion d'une cavité cylindrique dans un sol réel peut être calculée à partir de la solution dans un sol élastique parfaitement plastique, à condition de choisir un module G adéquat. Ladanyi a suggéré un module sécant déduit des courbes de contraintes-déformation, sur la portion de la courbe correspondant à des contraintes allant de zéro à la moitié de la contrainte ultime de cisaillement.

Pour $OCR > 1$, comme la courbe contrainte-déformation reste linéaire jusqu'à l'approche de la rupture, G est facilement déterminé. Pour $OCR = 1$, la plastification apparaît immédiatement et le module G convenable sera inférieur à $G_{\text{élas}}$. Randolph et al. (1979) déduisent que la variation de la contrainte totale moyenne autour d'une cavité peut être approchée par :

$$\Delta p = 2Su \ln \frac{R_p}{r} \quad \text{pour } r_0 \leq r \leq R_p \quad (6.4)$$

$$\text{où : } \frac{R_p}{R_0} = \sqrt{\frac{G}{Su}}$$

Ainsi, les variations des contraintes totales sont indépendantes du modèle du sol, d'après ces mêmes auteurs. Les contraintes effectives, par contre, ne le sont pas.

Pour le modèle de Cam Clay, les contraintes effectives moyennes varient durant l'expansion, et l'expression des surpressions interstitielles prend la forme suivante :

$$u = (p_i^* - p_{fin}^*) + 2Su \ln \left(\frac{R_p}{r} \right) \quad r_0 \leq r \leq R_p \quad (6.5)$$

où : p_i^* et p_{fin}^* sont les valeurs initiales et finales de p^* .

Ou encore, pour la valeur de la pression interstitielle maximale à la fin de l'expansion :

$$u_{\max} = (p_i^* - p_{fin}^*) + Su \ln \left(\frac{G}{Su} \right) \quad (6.6)$$

Lorsque l'OCR augmente, G/Su augmente aussi en gardant Su constant mais $(p_i^* - p_{fin}^*)$ diminue. Ces deux effets se compensent de manière à ce que la distribution des surpressions interstitielles,

pour une valeur donnée de S_u , ne soit presque pas affectée par l'histoire passée du sol, tel que montré sur les figures (6-14), (6-17) et (6-21).

6.3 Influence de la valeur de G sur les résultats

Sur la figure (6-28), on présente la distribution des contraintes dans le sol à la fin de l'expansion pour deux valeurs de G ($G/S_u=100$ et $G/S_u=22$). Il est à noter que le sol qui a la valeur la plus élevée du module de cisaillement développe des pressions interstitielles hautes et, donc, des valeurs élevées de la pression limite.

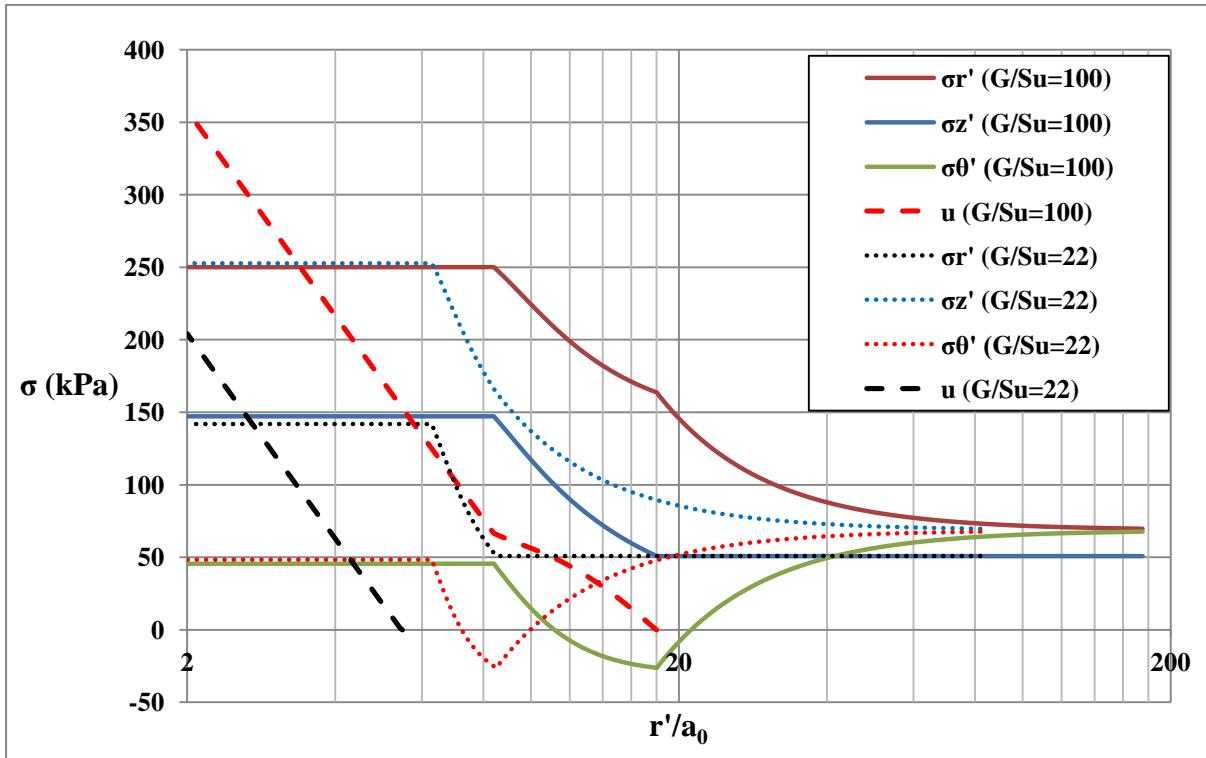


Figure 6-28 : Distribution des contraintes au bord de la cavité à la fin de l'expansion pour un
OCR=8

En comparant la valeur des pressions interstitielles des deux cas considérées, l'équation (6.6) peut s'écrire :

$$u_{\left(\frac{G}{Su}=100\right)} - u_{\left(\frac{G}{Su}=22\right)} = Su \ln\left(\frac{100}{22}\right) = Su \ln(4,55) = 1,5 Su$$

Cette différence, bien qu'elle soit élevée, ne signifie pas que la distribution des contraintes est sensible au choix de la valeur de G.

CHAPITRE 7

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

L'objectif principal de ce travail était d'étudier le comportement non drainé d'une argile surconsolidée lors d'un essai pressiométrique, et ce en utilisant une solution analytique du modèle de Cam Clay.

Les résultats ont permis d'observer que la contrainte effective verticale σ_z' n'est pas toujours égale à la moyenne des deux autres contraintes effectives principales σ_r' et σ_θ' à l'état critique, mais dépend de la valeur de K_0 avant l'expansion. Toutefois, σ_z' est toujours égale à $0,5(\sigma_r' + \sigma_\theta')$ quand l'état initial du sol est isotrope ($K_0=1$). De plus, l'évolution des contraintes durant l'expansion d'une cavité cylindrique n'est pas trop affectée par l'histoire du sol, décrite par le degré de surconsolidation OCR.

D'un autre coté, des simulations numériques utilisant la méthode des différences finies, ont permis de comparer les résultats obtenus par la méthode analytique à ceux déduits de la méthode numérique. En général, une grande similitude a été observée entre les deux.

La poursuite de ce travail pourrait se situer dans diverses directions. Il serait intéressant d'analyser théoriquement la consolidation ultérieure du sol lors de l'expansion d'une cavité cylindrique en utilisant le modèle de Cam Clay. De plus, la démarche utilisée pourrait servir au calcul de la capacité portante des fondations profondes en contraintes effectives.

BIBLIOGRAPHIE

- Ali, F. H. (1987). Generation and dissipation of excess pore pressure during pressuremeter Tests. *Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering*, 29(1), 173-179.
- Anderson, W. F., Pyrah, I. C., & Haji Ali, F. (1987). Rate effects in pressuremeter tests in clays. *Journal of Geotechnical Engineering*, 113(11), 1344-1358.
- Arnold, M. (1981). An empirical evaluation of pressuremeter test data. *Canadian Geotechnical Journal*, 18(3), 455-459.
- Baguelin, F., Frank, R. A., & Nahra, R. (1986). *A theoretical study of pore pressure penetration and dissipation around the pressuremeter*. Clausthal, Germany.
- Baguelin, F., Jezequel, J. F., Lemée, E., & Lemehaute, A. (1972). Expansion of cylindrical probes in cohesive soils. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE*, 98(SM11), 1129-1142.
- Baguelin, F., Jezequel, J. F., & Shields, D. H. (1978). *The pressuremeter and foundation engineering*. Clausthal, Germany.
- Bjerrum, L., & Johannessen, I. (1961). Pore pressure resulting from driving piles in soft clay. In Butterworth (Ed.), *Pore Pressure and Suction in Soil*. London.
- Bolton, M. D., & Whittle, R. W. (1999). A non-linear elastic-perfectly plastic analysis for plane strain undrained expansion tests. *Géotechnique* 49(1), 133-141.
- Burland, J. B. (1965). The yielding and dilation of clay. *Géotechnique*, 15, 211-214.
- Cao, L. F., tech, C. I., & Chang, M. F. (2001). Undrained cavity expansion in modified cam clay 1: theoretical analysis. *Géotechnique*, 51(4), 323-334.
- Calhoun, M. L. (1970). Field load testing with pressuremeter. *Proceedings of the 19th annual soil mechanics and foundation conference*, University of Kansas. Lawrence, Kans.
- Carter, J. P., M.F, R., & Wroth, C. P. (1979). Stress and pore pressure changes in clay during and after the expansion of a cylindrical cavity. *International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 3, 305-322.

- Clough, G. W., & Denby, G. M. (1980). Self-boring pressuremeter study of the San Francisco *Journal of the Geotechnical Engineering Division* 106(GTI), 45-63.
- Collins, I. F., & Yu, H. S. (1996). Undrained cavity expansion in critical state soils. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 20, 489-516.
- Collins, I. F., & Yu, H. S. (1996). Undrained cavity expansions in critical state soils. *International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 20, 498-516.
- De sousa coutinho, A. G. F. (1990). Radial expansion of cylindrical cavities in sandy soils : application to pressuremeter tests. *Canadian Geotechnical Journal*, 27(6), 737-748.
- Diab, R. (2000). *Comportement non drainé d'une argile saturée à l'aide d'essais triaxiaux de cylindre creux*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.
- Duncan, J. M., & Chang, C. Y. (1970). Nonlinear analysis of stress and strain in soils. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE*, 96(SM5), 1629-1653.
- El Husseini, B. (1999). *Influence de l'élancement du pressiomètre sur la mesure des propriétés de résistance et de déformation des argiles en conditions non drainées*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.
- Gangopadhyay, C. R., & Nasr, N. N. (1986). Interpretation of pressuremeter tests using laboratory simulated tests *ASTM Special Technical Publication 950* (pp. 214–231). Philadelphia, Pa.
- Gibson, R. E., & Anderson, W. F. (1961). In-situ measurement of soil properties with the pressuremeter. *Civil Engineering and Public Works Review*, 56(658), 615-618.
- Helwany, S. (2007). *Applied soil mechanics: with ABAQUS applications*. Hoboken, New Jersey.
- Hill, R., Lee, E. H., & Tupper, S. J. (1947). The theory of combined plastic and elastic deformation with particular reference to a thick tube under internal pressure. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*(191), 278-303.
- Holtz, R. D., & Kovacs, W. D. (1991). Introduction à la géotechnique, traduit par Jean Lafleur *Éditions de l'École Polytechnique de Montréal*. Canada.

- Houlsby, G. T., & Carter, J. P. (1993). The effects of pressuremeter geometry on results of tests in clay. *Géotechnique*, 43(4), 567-576.
- Itasca. (1995). FLAC Version 5.00. Itasca Consulting Group, Inc. Minneapolis. *Minneapolis*.
- Jaky, J. (1944). The coefficient of earth pressure at rest. *J. Soc. Hung. Eng. Arch*, 355–358
- Juran, & Bensaid, M. A. (1987). Cavity expansion tests in a hollow cylinder cell. *Geotechnical Testing Journal*, 10(4), 203-212.
- Ladanyi, B. (1963). Expansion of a cavity in a saturated clay medium. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, 86, 127-161.
- Ladanyi, B. (1972). In-situ determination of undrained stress-strain behaviour of sensitive clays with the pressuremeter. *Canadian Geotechnical Journal*, 9(3), 313-319.
- Ladanyi, B. (1995). A brief history of pressuremeter. *proceedings of the 4th International Symposium on the Pressuremeter and its new Avenues*, Sherbrooke, Canada. 25-45.
- Ladd, C. C., Foot, R., Ishihara, K., Poulos, H. G., & Schlosser, F. (1977). Stress deformation and strength characteristics. *Proceedings of the 9th ICSMFE*, 2, 421-494.
- Liu, M. D., & Carter, J. P. (2002). *A structured cam clay model*. Department of Civil Engineering. Sydney, Australia.
- Mayne, P. W., & Kulhawy, F. H. (1982). K0-OCR relationships in soil. *Journal of Geotechnical Engineering*, 108(GT6), 851-872.
- Ménard, L. (1957). Mesure in-situ des propriétés physiques des sols. *Annales des Ponts et Chaussées, Paris, mai-juin 1957*, p. 356-377.
- Ménard, L. (1965). Rules for the calculation and design of foundation elements on the basis of pressuremeter investigations in the ground. *proceedings of the 6th ICSMFE*, 2, 265.
- Mendelson, A. (1968). *Plasticity: theory and application*. MacMillan, New York.
- Nadai, A. (1950). *Theory of flow and fracture of solids, Vol.1*. McGraw-Hill, New York.

- Nahra, R., & Frank, R. A. (1986). Contributions numériques et analytiques à l'étude de la consolidation autour du pressiomètre. *Rapport de recherche LPC N 13, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Paris.*
- Palmer, A. C. (1972). Undrained plane-strain expansion of a cylindrical cavity in clay: a simple interpretation of the pressuremeter test. *Géotechnique*, 22(3), 451-457.
- Pelletier, S. (2004). *Analyse d'essais pressiométriques en déchargement dans l'argile*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.
- Perić, D., & Ayari, M. A. (2002). On the analytical solution for the three-dimensional invariant cam clay model. *International Journal of Plasticity*, 18, 1067-1082.
- Philipponnat, G. (1979). *Fondations et ouvrages en terre*. Éditions ERYOLLES, Paris. France.
- Prevost, J. H., & Hoeg, K. (1975). Analysis of pressuremeter test in strain softening soil. *Journal of Geotechnical Engineering Division, ASCE*, 101(GT8), 717-731.
- Randolph, M. F., Carter, J. P., & Wroth, C. P. (1979). Driven piles in clay-the effects of installation and subsequent consolidation. *Géotechnique*, 24(4), 361-393.
- Randolph, M. F., & Wroth, C. P. (1979). An analytical solution for the consolidation around a driven pile. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 3, 217-229.
- Renon, N. (2002). *Simulation numérique par éléments finis des grandes déformations des sols*. Thèse de doctorat, École des Mines de Paris, Paris.
- Roscoe, K. H., Schofield, A. N., & Thurairajah, A. (1963). Yielding of clays in states wetter than critical. *Géotechnique*, 13(3), 250-255.
- Schmidt, B. (1967). Earth pressure related to stress history. *Canadian Geotechnical Journal*, 3(4), 239-242.
- Shuttle, D. A., & Jefferies, M. G. (1995). A practical geometry correction for interpreting pressuremeter test in clay. *Géotechnique*, 45(3), 549-553.
- Silva, M. F., White, D., & Bolton, M. D. (2006). An analytical study of the effect of penetration rate on piezocone tests in clay. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 30(6), 501-527.

- Silvestri, V. (1998). On the determination of the stress-strain curve of clay from the undrained plane-strain expansion of hollow cylinders : a long-forgotten method. *Canadian Geotechnical Journal*, 35(2), 360-363.
- Silvestri, V. (2004). Disturbance effects in pressuremeter tests in clay. *Canadian Geotechnical Journal*, 41, 738-753.
- Silvestri, V., & Abou-Samra, G. (2009). Analytical solution of stress-strain relationship of modified Cam clay in undrained shear. *Geomechanics & Engineering*, 1(4), 263-274.
- Silvestri, V., & Abou-Samra, G. (2011). Analytical solution for undrained plane strain expansion of a cylindrical cavity in modified Cam clay. *Article accepté pour publication dans Geomechanics and Engineering*, 3.
- Silvestri, V., & Abou-Samra, G. (2011). Application of the exact constitutive relationship of modified Cam clay to the undrained expansion of a spherical cavity. *International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 35, 53-66.
- Silvestri, V., & Diab, R. (2001). Stress distributions and paths in clays during pressuremeter tests. *Canadian Geotechnical Journal*, 38(542-552).
- Soegiri, S. (1991). *Modélisation de l'essai pressiométrique avec prise en compte de l'interaction fluide solide*. Thèse de doctorat, École centrale de Lyon, Lyon, France.
- Tavenas, F. A. (1975). In-situ measurement of initial stresses and deformation characteristics, Proc. *In-situ Measurement of Soil Properties*, ASCE, 2, North Carolina State University, Raleigh, N.C, 263-270.
- Whittle, R. W., Dalton, J. C. P., & Hawkins, P. G. (1992). Shear modulus and strain excursion in the pressuremeter test *Wroth Memorial Symposium, Oxford, July 1992*
- Windle, D., & Wroth, C. P. (1977). The use of self-boring pressuremeter to determine the undrained properties of clays. *Ground Engineering*, 10(6), 37-46.
- Wood, D. M. (2007). *Soil behaviour and critical state soil mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Wood, D. M., & Wroth, C. P. (1977). Some laboratory experiments related to the results of

- pressuremeter tests. *Geotechnique*, 27(2), 181-201.
- Wroth, C. P. (1975). In situ measurement of initial stresses and deformation characteristics: state-of-the-art review. *Proceedings of the Conference on in situ Measurement of Soil Properties, Raleigh, NC*, 2, 181-230.
- Yu, H. S. (1990). *Cavity expansion theory and its application to the analysis of pressuremeters*. Ph.D. Thesis, University of Oxford, Oxford, England.
- Yu, H. S. (2000). *Cavity expansion methods in geomechanics*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands.
- Yu, H. S., Charles, M. T., & Khong, C. D. (2005). Analysis of pressuremeter geometry effects in clay using critical state models. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 29(8), 845-859.
- Yu, H. S., M.T, C., & Khong, C. D. (2005). Analysis of pressuremeter geometry effects in clay using critical state models. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics*, 29, 845-859.
- Zytnski, M., Randolph, M. F., Nova, R., & Wroth, C. P. (1978). On modelling the unloading-reloading behaviour of soils. *International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 2, 87-93.