UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

COMPORTEMENT NON DRAINÉ D'UNE ARGILE SATURÉE À L'AIDE D'ESSAIS TRIAXIAUX DE CYLINDRE CREUX

RIAD DIAB

DÉPARTEMENT DES GÉNIES CIVIL, GÉOLOGIQUE ET DES MINES

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION

DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR (Ph.D.)

(GÉNIE CIVIL)

DÉCEMBRE 2000

© Riad Diab, 2000.

National Library of Canada
Acquisitions and Bibliographic Services
395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale du Canada
Acquisitions et services bibliographiques
395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-60933-2

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL

Cette thèse intitulée :

COMPORTEMENT NON DRAINÉ D'UNE ARGILE SATURÉE À L'AIDE D'ESSAIS TRIAXIAUX DE CYLINDRE CREUX

Présentée par: DIAB Riad

en vue de l'obtention du diplôme de: Philosophiae Doctor

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

M. DARLING Richard, Ph.D., président

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

M. KAHAWITA René, Ph.D., membre

M. ROY Marius, Ph.D., membre externe

À mes parents, ma femme et ma fille.

REMERCIEMENTS

Au terme de cette recherche, je voudrais exprimer mes profondes gratitudes à mon professeur et directeur de thèse, M. Vincent SILVESTRI, pour son support financier, sa disponibilité et ses conseils fructueux.

Mes remerciements vont également à tous les professeurs de la section géotechnique et au chef du laboratoire géotechnique, André DUCHARME, pour sa contribution et son aide aux différents montages.

RÉSUMÉ

Cette étude présente une nouvelle approche théorique pour l'interprétation des essais d'expansion d'une cavité cylindrique dans un échantillon d'argile saturée taillée en forme de cylindre creux, de dimensions finies, sans faire d'hypothèse préalable sur les lois constitutives du matériau.

Cette approche inclut dans sa formulation, à la fois, l'effet du bord extérieur du cylindre creux et les déformations axiales qui peuvent avoir lieu durant l'expansion, et elle peut être appliquée pour interpréter la courbe d'expansion dans le milieu infini.

Cette nouvelle méthode a été appliquée pour l'interprétation des résultats d'essais expérimentaux effectués sur l'argile de Saint-Hilaire (Québec). Ainsi, des échantillons d'argile saturée, naturelle et consolidée préalablement à 200 kPa, ont été taillés en forme de cylindre creux de rayon intérieur et extérieur, respectivement, de 1.9 et 6.35 cm, et montés ensuite dans une cellule triaxiale standard modifiée pour pouvoir soumettre les échantillons cylindriques creux à l'expansion. Un programme informatique pour le contrôle et l'acquisition des données a été écrit en langage *HP-Vee*. Une gamme de valeurs d'indice de surconsolidation (OCR), allant de 1 à 40, a été prise en considération. Des mesures de pressions interstitielles ponctuelles, à l'intérieur de l'échantillon, ont été effectuées à l'aide des tubes flexibles très minces (0.7 mm), connectés chacun à un contrôleur de lecture de pression, de très grande précision (1/32 kPa). Deux types d'essais d'expansion ont été réalisés : le premier, en empêchant tout déplacement vertical dans l'échantillon et le deuxième, en permettant un mouvement axial des extrémités supérieure et inférieure de l'échantillon, de telle sorte que l'incrément de la contrainte axiale moyenne, à tout moment de l'essai, reste nul.

Les courbes d'expansion ont montré que, selon la valeur de degré de surconsolidation, la rupture peut avoir lieu soit en cisaillement soit en traction. Dans le premier cas, l'évolution de la pression à l'intérieur de la cavité est caractérisée par un accroissement continu tendant vers une pression limite dont la valeur dépend de l'OCR. Dans le deuxième cas, la courbe d'expansion est caractérisée par l'existence d'un pic suivi par

une chute brutale de la pression intérieure et aussi, par l'existence d'une infinité de fissures se propageant de l'intérieur de la cavité vers l'extérieur. La zone de transition entre ces deux modes de rupture se situait entre un OCR de 13.3 et 20 pour une contrainte de préconsolidation de 200 kPa et pour les deux types d'essais.

L'approche théorique de cette thèse a été appliquée aux résultats expérimentaux des essais de traction, permettant ainsi de déterminer la résistance à la traction de l'argile et de mettre en évidence le rôle que joue l'eau dans cette résistance.

Les courbes contrainte – déformation ont été déterminées pour tous les essais effectués. D'autre part, l'évolution des contraintes radiale et tangentielle a été déterminée aux bords intérieur et extérieur du cylindre creux, et à 3, 4.13 et 5.24 cm du centre de la cavité. La distribution des contraintes totale et effective à travers l'échantillon et pour différents niveaux de déformation intérieure a été étudiée. De plus, des cheminements des contraintes totales et effectives, pour des éléments situés à différentes distances de l'axe de la cavité, ont été tracés, respectivement, dans le plan (s, t) et (s', t) ; ainsi, la réponse exacte de chacune des deux phases, que compose le sol saturé, durant l'expansion a été étudiée.

L'effet du bord extérieur du cylindre creux sur la fonction de cisaillement et sur la résistance non drainée du sol a été investigué. On a trouvé que la contrainte de cisaillement peut tripler, en fin d'expansion, à cause de la présence de la frontière extérieure pour les dimensions de l'échantillon utilisées.

Des essais triaxiaux standards ont été effectués sur la même argile. Les paramètres de résistance, obtenus avec ces essais, ont été trouvés inférieurs à ceux obtenus avec un essai triaxial sur cylindre creux en déformation plane et légèrement supérieurs au cas où le mouvement axial est permis.

D'autre part, des simulations numériques, à l'aide du programme de différences finies FLAC, ont été effectuées en considérant différents modèles de comportement du matériau et notamment le modèle de Cam Clay Modifié. Ces simulations ont permis de faire des comparaisons, fort intéressantes, entre les différents modèles de comportement d'une part, et avec les résultats expérimentaux d'autre part.

L'analyse théorique effectuée sur les résultats expérimentaux a permis de conclure que le modèle de Cam Clay Modifié représente, le mieux, le comportement réel du sol, surtout dans le domaine normalement et légèrement surconsolidé.

ABSTRACT

This study presents a new solution to the problem of a cylindrical cavity expansion in a thick hollow cylindrical specimen of saturated clay under undrained conditions. No assumptions regarding the constitutive laws of the material are required. The external boundary effect and the axial deformations that can take place during the expansion are taken into consideration in the formulation of this proposed approach, which also can be easily extended to enable the interpretation of the cavity expansion curve obtained in an infinite medium and in plane strain condition. This solution has been applied to the interpretation of laboratory experimental results carried out on Saint-Hilaire (Quebec) clay. Thus, hollow cylindrical specimens of saturated clay, having internal and external radii of 1.9 and 6.35 cm, respectively, were mounted in a conventional triaxial cell which had been modified to be able to submit hollow cylindrical samples to the expansion. A computer program has been written in *HP-VEE* language in order to carry out the expansion test using a computer–controlled data acquisition system. Tests have been made on natural samples and also on samples preconsolidated isotropically at 200 kPa. Pore pressures within the soil mass have been monitored using thin flexible tubes (0.7 mm) connected to enhanced precision controllers (1/32 kPa). The range of Over Consolidation Ratio (OCR) that has been considered in the analysis was from 1 to 40. Two types of expansion tests have been performed: the first one was made by preventing any axial deformation and the other one by allowing vertical displacement in such a way that the average axial stress remains equal to zero during the whole test. The experimental results have shown that the value of OCR determines which mode of failure occurs during expansion: shear or tensile. For low values of OCR, shear failure takes place. In this case, cavity pressure increased continuously toward a limit pressure whose value depends on the OCR. For higher OCR values, the expansion curves are characterized by the existence of a peak followed by a sharp fall of the internal pressure and also, by the existence of an infinity of cracks propagating from the interior face of the cylinder to the exterior one. A zone of transition between these two modes of failure is

found to be located between an OCR of 13.3 and 20 corresponding to a preconsolidation stress of 200 kPa, and regardless of the test type. The new theoretical approach of this thesis has been applied to the tensile test results, allowing the determination of the tensile resistance of the clay and showing clearly the role of pore water in the tensile failure.

Stress-strain curves have been determined for all tests. Also, the variation of shear, radial and tangential stresses were determined on the internal and external walls of the cylinder as well as in the soil mass. In order to evaluate the response of the skeleton and the pore water pressure to the cavity expansion, total and effective stress distributions were investigated for different levels of cavity strain. In addition, total and effective stress paths followed by elements located at various distances from the cavity axis have been plotted, respectively, in (s, t) and (s', t) diagrams.

The influence of external hollow cylinder boundary on the stress-strain curve as well as the undrained shear strength have been investigated. It was concluded that the shear stress acting on the interior face of the cylinder could triple, at the end of the test, due to the presence of the external boundary.

Moreover, it was found that the values of the shear strength parameters obtained with hollow cylindrical specimen under plane strain condition were slightly larger than the ones obtained with conventional triaxial tests.

Numerical analysis was carried out by means of the finite difference program FLAC, using different soil models including the Modified Cam Clay theory. These simulations allowed the comparison between the experimental results and the numerical predictions made using different soil models. The theoretical analysis made on experimental data indicated that the closest numerical prediction was obtained with the Modified Cam Clay model, especially for normally and slightly overconsolidated soils.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iv
REMERCIEMENTS v
RÉSUMÉ vi
ABSTRACT ix
TABLE DES MATIÈRES xi
LISTE DES TABLEAUX xvi
LISTE DES FIGURES xvii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xxxiii
LISTE DES ANNEXES xxxvi

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION 1
1.1 Problématique 1
1.2 Objectifs et démarche de la recherche 2
1.3 Plan de présentation 3

CHAPITRE 2 : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE 5
2.1 Introduction 5
2.2 Utilisation du cylindre creux 5
2.3 Revue bibliographique sur les essais de traction 8
2.3.1 Essais directs 9
2.3.2 Essais de flexion 11
2.3.3 Essais indirects 12
2.3.4 Cylindre creux 14
2.3.5 Critère de rupture en traction 22
2.3.5.1 Critère de rupture de Mohr-Coulomb et Mohr-Coulomb modifié 22

2.3.5.2 Critère de rupture de Griffith et Griffith modifié.....23
2.4 Expansion de cavité cylindrique.....26
2.4.1 Théories d'interprétation.....27
2.4.1.1 Théories d'interprétation dans les milieux infinis.....27
2.4.1.1.1 Dérivation de la fonction de cisaillement dans un milieu infini.....27
2.4.1.1.2 Distribution des contraintes dans les milieux infinis.....31
2.4.1.1.2.1 Solution élastique linéaire.....32
2.4.1.1.2.2 Solution élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca.....32
2.4.1.1.2.3 Modèle de Cam Clay Modifié.....33
2.4.1.2 Théorie d'interprétation dans un cylindre creux.....35
2.4.1.2.1 Obtention de la fonction de cisaillement.....35
2.4.1.2.2 Distribution des contraintes.....36
2.4.1.2.2.1 Solution linéaire élastique.....37
2.4.1.2.2.2 Solution élastique parfaitement plastique.....38
2.4.2 Essais expérimentaux.....40

CHPITRE 3 : THÉORIES D'INTERPRÉTATION.....44
3.1 Introduction.....44
3.2 Distribution des déformations dans un cylindre creux.....44
3.3 Relations entre le volume de la cavité et le déplacement radial.....47
3.4 Distribution des contraintes dans un cylindre creux.....48
3.4.1 Solution élastique linéaire.....49
3.4.2 Solution élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca.....52
3.4.3 Détermination du rayon plastique r_p.....55
3.4.3.1 Cas de mouvement axial permis.....55
3.4.3.2 Cas de déformation plane.....57
3.4.4 Détermination des paramètres A et B.....57

3.5 Dérivation de la fonction de cisaillement dans un cylindre creux..... 58
3.5.1 Obtention de la fonction de cisaillement apparente dans un sol élasto-plastique..... 58
3.5.1.1 Cas où les déformations axiales sont permises..... 59
3.5.1.2 Cas de déformations axiales nulles..... 61
3.5.2 Obtention de la fonction de cisaillement dans le cas général..... 62
3.5.2.1 Fonction de cisaillement en terme de déformations conventionnelle de Cauchy..... 62
3.5.2.1.1 Cas où les déformations axiales sont permises..... 62
3.5.2.1.2 Cas de déformations axiales nulles..... 66
3.5.2.2 Fonction de cisaillement en terme des déformations naturelles de cisaillement..... 66
3.5.2.2.1 Cas où les déformations axiales sont permises..... 66
3.5.2.2.2 Cas de déformations axiales nulles..... 69
3.5.2.3 Fonction de cisaillement dans un milieu infini..... 69
3.5.2.4 Distribution des contraintes à travers l'échantillon..... 70

CHAPITRE 4 : SIMULATIONS NUMERIQUES..... 72
4.1 Introduction..... 72
4.2 Le maillage..... 72
4.2.1 Finesse du maillage..... 74
4.3 Conditions aux frontières..... 75
4.4 Validation du modèle numérique..... 76
4.5 Conditions initiales..... 82
4.6 Simulation numérique sur le modèle de Cam Clay Modifié..... 82
4.6.1 Formulation du modèle de Cam Clay Modifié..... 84
4.6.2 Propriétés du matériau..... 89
4.6.3 Effet de l'indice de surconsolidation sur l'évolution et la distribution des contraintes..... 93

4.7 Expansion de cavité cylindrique avec mouvement axial permis.....101
4.8 Comparaison entre les modèles de Cam Clay Modifié et élastique parfaitement plastique.....107

CHAPITRE 5 : APPAREILLAGE ET PROCEDURE EXPERIMENTALE...117
5.1 Choix des caractéristiques géométriques de l'échantillon.....117
5.2 Cellule.....118
5.3 Taillage des cylindres creux.....121
5.4 Les contrôleurs de pression et de volume.....124
5.5 Le logiciel informatique contrôlant l'essai d'expansion.....126
5.6 Montage de l'essai.....129
5.7 Réalisation de l'essai d'expansion.....133

CHAPITRE 6 : PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX..136
6.1 Introduction.....136
6.2 Caractéristique du sol étudié.....137
6.3 Présentation des essais effectués.....137
6.3.1 Essais d'expansion en déformation plane sur l'argile préconsolidée à 200 kPa.....142
6.3.2 Essais d'expansion en déformation plane sur l'argile naturelle.....154
6.3.3 Essais d'expansion avec mouvement axial sur l'argile préconsolidée à 200 kPa.....157
6.3.4 Résultats des essais triaxiaux standards.....166

CHAPITRE 7 : ANALYSES DES RÉSULTATS.....170
7.1 Introduction.....170
7.2 Interprétation des essais ayant une rupture en cisaillement.....170
7.2.1 Obtention de la fonction de cisaillement.....171
7.2.2 Obtention de la distribution des contraintes.....189

7.2.3 Cheminements des contraintes.....211
7.2.4 Comparaison entre le comportement réel et idéalisé.....223
7.2.4.1 Comparaisons des courbes contrainte – déformation 226
7.2.4.2 Comparaisons de la distribution et de l'évolution des contraintes.....231
7.2.4.3 Comparaisons des cheminements des contraintes.....244
7.2.4.4 Comparaison entre les résultats numériques obtenus avec le modèle de Cam Clay Modifié et les résultats expérimentaux.....245
7.3 Discussion sur les essais de traction.....247

CHAPITRE 8 : CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS.....261
8.1 Conclusions.....261
8.2 Recommandations.....265

RÉFÉRENCES.....267

ANNEXES.....279

LISTE DES TABLEAUX

Tableau (6-1) : Synthèse des caractéristiques géotechniques de l'argile de Saint-Hilaire..... 138

Tableau (6-2) : résumé des séries d'essais effectués..... 141

Tableau (7-1) : valeurs de G et c_u pour les essais d'expansion en déformation plane des échantillons préconsolidés à 200 kPa..... 179

Tableau (7-2) : valeurs de G et c_u pour les essais d'expansion en déformation plane des échantillons intacts..... 179

Tableau (7-3) : valeurs de G et c_u pour les essais d'expansion avec mouvement axial des échantillons préconsolidés à 200 kPa..... 183

Tableau (7-4) : résumé des valeurs de c_u obtenues avec différents types d'essais... 188

LISTE DES FIGURES

Figure (2-1) : section d'un échantillon cylindrique creux..... 14

Figure (2-2) : la base de l'échantillon cylindrique creux selon Dakpo (1993)..... 16

Figure (2-3) : enveloppe de rupture selon les critères de Griffith et de Brace..... 24

Figure (2-4) : enveloppe de rupture selon les critères de Mohr-Coulomb, Mohr-Coulomb modifié, Brace et de Griffith.....25

Figure (3-1) : déformation d'un éléments initialement carré lors d'une expansion de cavité cylindrique.....45

Figure (3-2) : section d'un échantillon cylindrique creux située entre r_i et r_p..... 55

Figure (3-3) : fonction de cisaillement apparente..... 61

Figure (4-1) : maillage à symétrie axiale et de déformation plane..... 73

Figure (4-2) : distribution des contraintes totales et des pressions interstitielles obtenues avec les deux maillages : à symétrie axiale et de déformation plane..... 77

Figure (4-3) : comparaison des résultats numériques et théoriques de la distribution des contraintes pour un matériau linéaire élastique.....79

Figure (4-4) : comparaison des résultats numériques et théoriques de la distribution des contraintes pour un matériau élastique parfaitement plastique.....80

Figure (4-5) : évolution de $\Delta\sigma_r$, $\Delta\sigma_\theta$ et de u au bord de la cavité pour un matériau élastique parfaitement plastique.....81

Figure (4-6) : surface de charge du modèle de Cam Clay Modifié..... 84

Figure (4-7) : projection de la surface de charge dans les plans (p'-q) et (v-p').....87

Figure (4-8) : changement de taille de la surface d'écoulement..... 89

Figure (4-9) : courbe de consolidation isotrope et de déchargement.....90

Figure (4-10) : module de déformation volumique en fonction du déplacement pour différentes valeurs d'OCR.....92

Figure (4-11) : courbe d'expansion en fonction du déplacement intérieur pour le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane.....94

Figure (4-12) : variation de la pression interstitielle au bord de la cavité pour le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane.....94

Figure (4-13) : variation de la pression interstitielle au milieu du maillage pour le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane.....96

Figure (4-14) : variation de la pression interstitielle en fonction de l'indice de surconsolidation, en fin d'expansion, pour le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane.....96

Figure (4-15) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 1$ 97

Figure (4-16) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 2$ 97

Figure (4-17) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 4$.....98

Figure (4-18) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 8$ 98

Figure (4-19) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 16$.....99

Figure (4-20) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 32$.....99

Figure (4-21) : cheminement des contraintes totales pour différentes valeurs d'OCR..... 100

Figure (4-22) : cheminement des contraintes effectives pour différentes valeurs d'OCR..... 100

Figure (4-23) : évolution de la contrainte tangentielle en fonction de l'OCR..... 102

Figure (4-24) : comparaison des résultats numériques et théoriques de la distribution des contraintes pour un matériau linéaire élastique avec mouvement axial..... 103

Figure (4-25) : comparaison des résultats numériques et théoriques de la distribution des contraintes pour un matériau élastique parfaitement plastique avec mouvement axial..... 105

Figure (4-26) : évolution de $\Delta\sigma_r$, $\Delta\sigma_\theta$ et de u au bord de la cavité pour un matériau élastique parfaitement plastique avec mouvement axial... 106

Figure (4-27) : évolution de la pression interstitielle au bord de la cavité et au milieu du maillage correspondant aux cas où le mouvement axial est permis et le cas de déformation plane..... 106

Figure (4-28) : courbe d'expansion en fonction du déplacement intérieur pour le modèle de Cam Clay Modifié dans le cas d'un mouvement axial permis..... 108

Figure (4-29) : variation de la pression interstitielle au bord de la cavité pour le modèle de Cam Clay Modifié dans le cas d'un mouvement axial permis..... 108

Figure (4-30) : variation de la pression interstitielle au milieu du maillage pour le modèle de Cam Clay Modifié dans le cas d'un mouvement axial permis..... 109

Figure (4-31) : comparaison des distributions des contraintes effectives et de pression interstitielle entre le cas où le mouvement axial est permis et le cas de déformation plane pour $OCR = 1$..... 109

Figure (4-32) : comparaison des distributions des contraintes effectives et de pression interstitielle entre le cas où le mouvement axial permis et le cas de déformation plane pour $OCR = 4$..... 111

Figure (4-33) : comparaison des distributions des contraintes effectives entre le Cam Clay Modifié avec $OCR = 2$ et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane pour un déplacement de 4×10^{-4} m..... 111

Figure (4-34) : comparaison des distributions des contraintes effectives entre le Cam Clay Modifié avec $OCR = 2$ et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane pour un déplacement de 8×10^{-4} m..... 112

Figure (4-35) : comparaison de la pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 2 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane..... 112

Figure (4-36) : comparaison des distributions des contraintes effectives entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 1 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane..... 114

Figure (4-37) : comparaison de la pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 1 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane..... 114

Figure (4-38) : comparaison des distributions des contraintes effectives entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 4 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane..... 115

Figure (4-39) : comparaison de la pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 4 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane..... 115

Figure (4-40) : comparaison des distributions des contraintes effectives et de pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 2 et le modèle élastique parfaitement plastique dans le cas où le mouvement axial est permis.....116

Figure (4-41) : comparaison des distributions des contraintes effectives et de pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 2 et le modèle élastique parfaitement plastique dans le cas où le mouvement axial est permis.....116

Figure (5-1) : vue en plan et coupe de la base..... 119

Figure (5-2) : vue en coupe et en plan de la configuration adoptée avec trois tubes flexibles..... 122

Figure (5-3) : pièces utilisées au sommet de l'échantillon..... 123

Figure (5-4) : taillage du cylindre intérieur.....124

Figure (5-5) : échantillon cylindrique creux, le haut et la tête.....125

Figure (5-6) : contraintes appliquées sur le système.....130

Figure (5-7) : schéma de détail du montage.....131

Figure (5-8): montage de l'échantillon cylindrique creux dans la cellule..... 132

Figure (5-9): installation du cap au sommet de l'échantillon..... 133

Figure (5-10) cellule PHCT modifié connectée aux controleurs GDS..... 134

Figure (6-1) : courbe de consolidation isotrope à 200 kPa..... 140

Figure (6-2) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 5 kPa dans la première série d'essais..... 143

Figure (6-3) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 10 kPa dans la première série d'essais..... 144

Figure (6-4) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais..... 145

Figure (6-5) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais.....146

Figure (6-6) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais..... 147

Figure (6-7) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 30 kPa dans la première série d'essais..... 148

Figure (6-8) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 149

Figure (6-9) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais..... 150

Figure (6-10) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais.....151

Figure (6-11) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais..... 155

Figure (6-12) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais..... 156

Figure (6-13) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 5 kPa dans la troisième série d'essais..... 158

Figure (6-14) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 10 kPa dans la troisième série d'essais..... 159

Figure (6-15) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 15 kPa dans la troisième série d'essais..... 160

Figure (6-16) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais.....161

Figure (6-17) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais..... 162

Figure (6-18) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 30 kPa dans la troisième série d'essais..... 163

Figure (6-19) : variation du volume axial pour σ'_c = 5 et 10 kPa dans la troisième série d'essais..... 165

Figure (6-20) : variation du volume axial pour σ'_c = 15, 20, 25 et 30 kPa dans la troisième série d'essais.....165

Figure (6-21) : évolution de la contrainte déviatorique et de la pression interstitielle moyenne, pour σ'_c = 15 kPa, pour un échantillon préconsolidé à 200 kPa.....167

Figure (6-22) : évolution de la contrainte déviatorique et de la pression interstitielle moyenne, pour σ'_c = 25 kPa, pour un échantillon préconsolidé à 200 kPa.....167

Figure (6-23) : évolution de la contrainte déviatorique et de la pression interstitielle moyenne, pour σ'_c = 10 kPa, pour une argile naturelle.....168

Figure (6-24) : évolution de la contrainte déviatorique et de la pression interstitielle moyenne, pour σ'_c = 25 kPa, pour une argile naturelle 168

Figure (7-1) : évolution de la contrainte axiale moyenne en fonction du volume d'eau injecté..... 174

Figure (7-2) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais..... 175

Figure (7-3) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais..... 175

Figure (7-4) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais..... 176

Figure (7-5) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 30 kPa dans la première série d'essais..... 176

Figure (7-6) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 177

Figure (7-7) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais..... 177

Figure (7-8) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais..... 178

Figure (7-9) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais..... 180

Figure (7-10) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais..... 180

Figure (7-11) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 15 kPa dans la troisième série d'essais..... 181

Figure (7-12) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais..... 181

Figure (7-13) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais..... 182

Figure (7-14) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 30 kPa dans la troisième série d'essais..... 182

Figure (7-15) : ensemble des courbes d'expansion pour la première série d'essais..... 185

Figure (7-16) : ensemble des courbes d'expansion pour la troisième série d'essais..... 185

Figure (7-17) : variation de la pression limite et de la résistance au cisaillement maximale en fonction de la contrainte de consolidation..... 186

Figure (7-18) : comparaison de la fonction de cisaillement du milieu infini avec celle du cylindre creux pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais..... 190

Figure (7-19) : comparaison de la fonction de cisaillement du milieu infini avec celle du cylindre creux pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 190

Figure (7-20) : comparaison de la fonction de cisaillement du milieu infini avec celle du cylindre creux pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais..... 191

Figure (7-21) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais..... 194

Figure (7-22) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais..... 194

Figure (7-23) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la deuxième série d'essais.....195

Figure (7-24) : variation de τ_r en fonction de $\bar{\gamma}_r$ pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la première série d'essais.....196

Figure (7-25) : variation de τ_r en fonction de $\bar{\gamma}_r$ pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la troisième série d'essais.....197

Figure (7-26) : évolution de la contrainte tangentielle totale en fonction de ε_i pour $\sigma'_c = 50$ kPa dans la première série d'essais..... 198

Figure (7-27) : évolution de la contrainte tangentielle effective en fonction de ε_i pour $\sigma'_c = 50$ kPa dans la première série d'essais..... 198

Figure (7-28) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la première série d'essais.....200

Figure (7-29) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma'_c = 50$ kPa dans la première série d'essais.....200

Figure (7-30) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma'_c = 200$ kPa dans la première série d'essais.....201

Figure (7-31) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais..... 201

Figure (7-32) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la deuxième série d'essais.....203

Figure (7-33) : distribution de ε_θ et de $\bar{\gamma}$ correspondant à $\Delta V_i = 20000$ mm^3 pour un essais en déformation plane.....203

Figure (7-34) : distribution de ε_θ et de $\bar{\gamma}$ correspondant à $\Delta V_i = 20000$ mm^3 et $\Delta V_a = 10000$ mm^3 pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la troisième série d'essais..... 204

Figure (7-35) : distribution du déplacement y_r correspondant à ΔV_i de 10000

et 20000 mm^3 pour σ'_c = 30 kPa dans la première et la troisième série d'essais..... 204

Figure (7-36) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais..... 206

Figure (7-37) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 207

Figure (7-38) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais..... 208

Figure (7-39) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais..... 209

Figure (7-40) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais..... 210

Figure (7-41) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais..... 212

Figure (7-42) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais..... 212

Figure (7-43) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais..... 213

Figure (7-44) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 30 kPa dans la première série d'essais..... 213

Figure (7-45) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 214

Figure (7-46) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais..... 214

Figure (7-47) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais..... 215

Figure (7-48) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais..... 216

Figure (7-49) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma`_c$ = 25 kPa dans la deuxième série d'essais..... 216

Figure (7-50) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma`_c$ = 15 kPa dans la troisième série d'essais..... 217

Figure (7-51) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma`_c$ = 20 kPa dans la troisième série d'essais..... 217

Figure (7-52) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma`_c$ = 25 kPa dans la troisième série d'essais..... 218

Figure (7-53) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma`_c$ = 30 kPa dans la troisième série d'essais..... 218

Figure (7-54) : cheminements des contraintes effectives pour les essais triaxiaux standards..... 224

Figure (7-55) : ensemble des cheminements des contraintes effectives, au milieu de l'échantillon, pour la première série d'essais..... 224

Figure (7-56) : ensemble des cheminements des contraintes effectives, au milieu de l'échantillon, pour la troisième série d'essais..... 225

Figure (7-57) : cheminements des contraintes effectives de l'argile normalement consolidée..... 225

Figure (7-58) : courbe d'expansion correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique pour $\sigma`_c$ = 20 kPa dans la première série d'essais..... 229

Figure (7-59) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique et à une approximation hyperbolique pour $\sigma`_c$ = 20 kPa dans la première série d'essais..... 229

Figure (7-60) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ correspondant à une approximation hyperbolique pour $\sigma`_c$ = 50 kPa dans la première série d'essais..... 230

Figure (7-61) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour $\sigma`_c$ = 20 kPa dans la première série d'essais..... 232

Figure (7-62) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 233

Figure (7-63) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais..... 234

Figure (7-64) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour σ'_c = 20 kPa dans la deuxième série d'essais..... 235

Figure (7-65) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais..... 236

Figure (7-66) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais..... 239

Figure (7-67) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais..... 239

Figure (7-68) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais..... 240

Figure (7-69) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais..... 240

Figure (7-70) : évolution de *u* correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique, pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais..... 242

Figure (7-71) : évolution de *u* correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique, pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais..... 242

Figure (7-72) : évolution de *u* correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique, pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais..... 243

Figure (7-73) : comparaison entre la courbe d'expansion expérimentale et celle obtenue avec le modèle de Cam Clay Modifié pour OCR = 1 et OCR = 8.....248

Figure (7-74) : comparaison entre l'évolution de Δu au milieu de l'échantillon correspondant aux résultats expérimentaux et numériques pour OCR = 1 et 8.....248

Figure (7-75) : évolution de la contrainte de cisaillement et de la contrainte tangentielle au bord de la cavité pour σ'_c = 5 kPa dans la première série d'essais.....251

Figure (7-76) : évolution de la contrainte de cisaillement et de la contrainte tangentielle au bord de la cavité pour σ'_c = 10 kPa dans la première série d'essais.....251

Figure (7-77) : évolution de la contrainte de cisaillement et de la contrainte tangentielle au bord de la cavité pour σ'_c = 5 kPa dans la troisième série d'essais.....252

Figure (7-78) : évolution de la contrainte de cisaillement et de la contrainte tangentielle au bord de la cavité pour σ'_c = 10 kPa dans la troisième série d'essais.....252

Figure (7-79) : cheminements des contraintes effectives pour σ'_c = 5 kPa dans la première série d'essais.....258

Figure (7-80) : cheminements des contraintes effectives pour σ'_c = 10 kPa dans la première série d'essais.....258

Figure (7-81) : cheminements des contraintes effectives pour σ'_c = 5 kPa dans la troisième série d'essais.....259

Figure (7-82) : cheminements des contraintes effectives pour σ'_c = 10 kPa dans la troisième série d'essais.....259

Figure (A. 1) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais.....280

Figure (A. 2) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais.....280

Figure (A. 3) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais..... 281

Figure (A. 4) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 30 kPa dans la première série d'essais..... 281

Figure (A. 5) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 282

Figure (A. 6) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais.... 282

Figure (A. 7) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais.... 283

Figure (A. 8) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais.....284

Figure (A. 9) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais.....284

Figure (A. 10) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 15 kPa dans la troisième série d'essais...285

Figure (A. 11) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais....285

Figure (A. 12) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais....286

Figure (A. 13) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 30 kPa dans la troisième série d'essais....286

Figure (B. 1) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais..... 288

Figure (B. 2) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais..... 288

Figure (B. 3) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais..... 289

Figure (B. 4) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 30 kPa dans la première série d'essais..... 289

Figure (B. 5) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 290

Figure (B. 6) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais.... 290

Figure (B. 7) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais.... 291

Figure (B. 8) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais..... 292

Figure (B. 9) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais..... 292

Figure (B. 10) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 15 kPa dans la troisième série d'essais....293

Figure (B. 11) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais....293

Figure (B. 12) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais....294

Figure (B. 13) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 30 kPa dans la troisième série d'essais....294

Figure (C. 1) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais..... 296

Figure (C. 2) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais..... 296

Figure (C. 3) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais..... 297

Figure (C. 4) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 30 kPa dans la première série d'essais..... 297

Figure (C. 5) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais..... 298

Figure (C. 6) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais..... 298

Figure (C. 7) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais..... 299

Figure (C. 8) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais..... 300

Figure (C. 9) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la deuxième série d'essais..... 300

Figure (C. 10) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 15 kPa dans la troisième série d'essais.....301

Figure (C. 11) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais.....301

Figure (C. 12) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais.....302

Figure (C. 13) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 30 kPa dans la troisième série d'essais.....302

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

r, θ, z : coordonnées cylindriques

y_r, y_θ, y_z : déplacements radial, tangentiel et axial

y_{ri}, y_{re} : déplacements radiaux au bord intérieur et extérieur du cylindre creux

$\varepsilon_r, \varepsilon_\theta, \varepsilon_z$: déformations radiale, tangentielle et axiale

$\bar{\varepsilon}_r, \bar{\varepsilon}_\theta, \bar{\varepsilon}_z$: déformations naturelles radiale, tangentielle et axiale

$\varepsilon_i, \varepsilon_e$: valeurs de ε_θ aux bords intérieur et extérieur du cylindre creux

H, D : hauteur et diamètre de l'échantillon

$r`$: rayon déformé = $r + y_r$

$r_i, r`_i$: rayon intérieur initial et déformé de la cavité

$r_e, r`_e$: rayon extérieur initial et déformé du cylindre creux

r_p : rayon de la zone plastique

r_m : rayon moyen du cylindre creux

y_{rp} : déplacement radial en $r = r_p$

V_i, V : volume initial et actuel de la cavité

V_a : volume axial

ΔV : variation du volume intérieur de la cavité

$\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$: contraintes totales radiale, tangentielle et axiale

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$: contraintes totales principales majeure, intermédiaire et mineure

$\sigma`_r, \sigma`_\theta, \sigma`_z$: contraintes effectives radiale, tangentielle et axiale

$\bar{\sigma}_r, \bar{\sigma}_\theta, \bar{\sigma}_z$: contraintes moyennes radiale, tangentielle et axiale

σ_c : résistance en compression simple

$\sigma`_c$: contrainte de préconsolidation

τ : contrainte de cisaillement

τ_{app} : contrainte de cisaillement apparente

τ_{ri}, τ_{re} : contrainte de cisaillement aux rayons r_i et r_e

α, β : paramètres de Henkel

$\bar{\gamma}$: déformation naturelle de cisaillement

$\bar{\gamma}_{ri}, \bar{\gamma}_{re}$: déformation naturelle de cisaillement aux rayons r_i et r_e

$p, p`, q$: contraintes moyenne totale et effective et déviatorique (Cambridge)

$s, s`, t$: contraintes moyenne totale et effective et déviatorique (MIT)

P_i, P_e, P_z : pressions intérieure, extérieure et axiale

P : incrément de la pression intérieure

P_l : pression limite

P_f : pression critique de fissuration

u : surpression interstitielle

ϕ : angle de frottement interne

c_u : cohésion non drainée

E : module d'Young

μ : coefficient de Poisson

ξ : coefficient de glissement aux surfaces des fissures

G	: module de cisaillement
K	: module de déformation volumique
M	: pente de la courbe d'état critique dans le plan ($p`$-q)
e	: indice des vides
v	: volume spécifique = 1+e
λ	: pente de la courbe de consolidation vierge dans le plan (v-$lnp`$)
k	: pente de la courbe de gonflement
$p`_1$, v_λ	: contrainte et volume spécifique de référence
OCR	: degré de surconsolidation
T_0	: résistance à la traction

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A

Fonctions de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique..... 279

ANNEXE B

Évolution de la contrainte tangentielle au milieu de l'échantillon..... 287

ANNEXE C

Cheminements des contraintes totales..... 295

CHAPITRE 1
INTRODUCTION

1.1 Problématique

Le cylindre creux s'est avéré, ces dernières années, un outil très puissant capable d'étudier plusieurs aspects du comportement du sol comme, entre autre, l'influence de la contrainte intermédiaire principale sur la résistance au cisaillement, l'effet de la rotation des contraintes principales sur la réponse du sol, l'évaluation du degré d'anisotropie, la simulation de la liquéfaction du sable, la simulation de l'essai pressiométrique, la détermination de la pression de fracturation hydraulique, et la mesure de la résistance à la traction.

Cependant, l'inconvénient majeur qui mine l'utilisation du cylindre creux est le fait que les contraintes et les déformations ne sont pas uniformes à travers l'échantillon. Ainsi, l'évolution et la distribution des contraintes ne peuvent être déterminées qu'en supposant un comportement idéalisé du sol qui ne fait qu'éloigner les résultats obtenus de la réalité.

De même, les théories existantes concernant l'obtention de la courbe contrainte – déformation à partir de la courbe d'expansion dans un milieu infini soumis à l'expansion d'une cavité cylindrique requièrent, à l'exception de la théorie de Ladanyi (1972), Palmer (1972) et Baguelin et al. (1972), une connaissance préalable de la loi de comportement du sol et d'autre part, ces théories, développées particulièrement pour interpréter les résultats de l'essai pressiométrique, ne peuvent être appliquées adéquatement à un essai sur cylindre creux de dimensions finies. De plus, la revue de littérature montre que l'hypothèse commune, sur laquelle se basent toutes les théories d'interprétation, consiste à considérer que les déformations axiales sont nulles. Or, s'il est possible d'empêcher, dans un cylindre creux, un mouvement axial lorsque la hauteur de l'échantillon a tendance à augmenter, il est quasiment impossible d'empêcher un tel mouvement lorsque la hauteur diminue rendant ainsi l'application de ces théories, même dans le cas d'un rayon intérieur très largement inférieur au rayon extérieur, incorrecte.

D'autre part, les pressions interstitielles qui sont générées autour d'une cavité en expansion, dans le cylindre creux comme dans le milieu infini, n'ont reçu que peu

d'attention dans la littérature. Ceci est illustré par le fait que la grande majorité des travaux expérimentaux qui traitent du sujet, se contentent de prendre des mesures de pressions interstitielles soit sur toute l'épaisseur de l'échantillon, soit au rayon moyen. Cependant, il est clair que des mesures de pressions interstitielles ponctuelles à différents endroits de l'échantillon permettraient de mieux comprendre la réponse exacte du squelette face à l'expansion et de bien analyser la distribution des contraintes effectives sans faire d'hypothèses préalables sur la distribution des pressions interstitielles.

Des essais préliminaires, effectués dans le cadre de cette thèse, ont montré que le mode de rupture du sol pendant l'expansion dépend non seulement de la géométrie de l'échantillon mais aussi de l'état initial des contraintes. Pour des fortes contraintes de consolidation, la rupture se fait en cisaillement alors que dans le cas contraire, la rupture se fait en traction. Cependant, très peu de tentatives ont été faites pour localiser la zone de transition entre ces deux modes de rupture.

1.2. Objectifs et démarche de la recherche

Le paragraphe précédent nous amène à fixer un objectif principal qui consiste à mieux comprendre le comportement non drainé d'une argile saturée, taillée en forme de cylindre creux, lorsqu'elle est soumise à une expansion de cavité cylindrique. Dans le but d'atteindre cet objectif, la démarche suivante sera suivie :

a) La mise au point d'une théorie d'interprétation capable, à la fois, de déduire la courbe contrainte – déformation et de déterminer la distribution des contraintes et des déformations dans un cylindre creux de dimensions finies sans faire d'hypothèse sur la loi de comportement du matériau. La formulation de cette théorie devrait inclure, à la fois, les déformations axiales qui peuvent avoir lieu lors de l'expansion et l'effet du bord extérieur du cylindre creux. Cette théorie pourrait être généralisée pour pouvoir interpréter la courbe d'expansion dans un milieu infini.

b) Appliquer la théorie ainsi développée aux résultats expérimentaux obtenus en effectuant des essais d'expansion, en conditions non drainées, sur de l'argile saturée, naturelle et déstructurée. Ainsi, des comparaisons pourront être faites entre le

comportement réel du sol et celui qu'on obtient en utilisant les différentes idéalisations, les plus répandues, du comportement du sol.

c) Investiguer l'effet de l'état initial des contraintes sur le mode de rupture ainsi que sur la réponse du sol pendant l'expansion. Une gamme d'indice de surconsolidation sera prise en considération, permettant ainsi de localiser la zone de transition entre les deux modes de rupture.

d) Utiliser le cylindre creux comme un instrument de mesure de la résistance à la traction du sol. La théorie développée en a) sera appliquée, en partie, aux essais présentant une rupture en traction.

e) Prendre des mesures de pression interstitielles ponctuelles à l'intérieur de l'échantillon cylindrique creux tout au long de l'essai. Ainsi, il sera possible de mieux comprendre la distribution et l'évolution des contraintes effectives et des pressions interstitielles pendant l'expansion.

1.3. Plan de présentation

Le plan de la présentation de cette thèse s'articule comme suit :

- Au chapitre 2, nous passerons en revue les différents types d'essais faits avec le cylindre creux. Nous présenterons, également, une revue bibliographique sur les méthodes qui permettent de mesurer la résistance à la traction du sol et finalement, nous exposerons les différentes théories d'interprétation du problème de l'expansion d'une cavité cylindrique dans le milieu infini et dans le cylindre creux.
- Au chapitre 3, nous présenterons une analyse théorique de l'évolution et la distribution des contraintes effectives et des pressions interstitielles, dans le cas général où les déformations axiales sont permises, dans un matériau de comportement idéalisé. Ensuite, nous présenterons une théorie qui permet la détermination de la fonction de cisaillement dans un échantillon cylindrique creux de dimensions finies, sans faire d'hypothèse préalable sur la loi de comportement du matériau, et ce dans le cas où les déformations axiales sont permises et le cas de déformation plane.

- Des simulations numériques, principalement effectuées avec le modèle de Cam Clay Modifié, seront présentées au chapitre 4. Des comparaisons entre les différents modèles théoriques et les résultats numériques seront également présentées dans ce chapitre.
- Le chapitre 5 sera consacré à l'appareillage et la procédure expérimentale
- Au chapitre 6, nous présenterons les résultats expérimentaux.
- L'analyse et la discussion des résultats seront présentées au chapitre 7. Nous procéderons, également, à des comparaisons entre l'approche théorique proposée dans cette thèse et les différents modèles théoriques et numériques du comportement du sol.
- Finalement, le chapitre 8 sera consacré aux conclusions et recommandations.

CHAPITRE 2
REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

2.1 Introduction

Ce chapitre est composé de trois parties qui sont les suivantes :

- Utilisation du cylindre creux
- Revue bibliographique sur les essais de traction
- Revue bibliographique sur les essais d'expansion de cavité cylindrique

2.2 Utilisation du cylindre creux

Le cylindre creux est un outil très puissant qui offre la possibilité, entre autres, d'effectuer de vrais essais triaxiaux en appliquant sur l'échantillon cylindrique creux trois contraintes principales différentes : radiale σ_r, tangentielle σ_θ et axiale σ_z. Les difficultés qui entourent le taillage d'un échantillon cylindrique creux du sol ont fait que l'essai est impopulaire et n'a servi pratiquement que pour la recherche.

Parmi les investigations les plus importantes qui ont été faites avec le cylindre creux, on trouve celles qui ont traité de l'influence de la rotation des contraintes principales sur la réponse d'un sol. Il est clair que les essais triaxiaux standards sont incapables de simuler une telle rotation puisque ces contraintes principales ont une direction fixe et ne peuvent qu'être interchangées entre elles. Dans la perspective de simuler cette situation de changement d'orientation et de magnitude de contraintes principales, des chercheurs comme, entre autres, Broms et Casbarian (1965), et Lade (1975) ont fabriqué une cellule pour cylindre creux qui permet l'application, en plus des pressions intérieure P_i, extérieure P_e et axiale P_z, d'un moment de torsion M aux extrémités de l'échantillon. Cette torsion offre la possibilité de varier l'orientation des contraintes principales. Ces auteurs ont étudié, également, l'effet de la contrainte principale intermédiaire σ_2, représentée par le paramètre b, ainsi que le paramètre α sur la résistance au cisaillement

du sol où $b = \frac{(\sigma_2 - \sigma_3)}{(\sigma_1 - \sigma_3)}$ et α est l'angle que fait la contrainte principale majeure σ_1 avec la verticale (σ_1 dans leur cas est la contrainte axiale σ_z).

Il est important de noter, ici, que l'inconvénient majeur qui mine l'utilisation du cylindre creux est que la distribution des contraintes et des déformations n'est pas uniforme à travers l'échantillon. Cette non-uniformité a amené des chercheurs comme Hight et al. (1983), Senseny et al. (1989), Wijewickreme et Vaid (1991) etc. à considérer les contraintes principales comme étant des contraintes moyennes agissant sur l'échantillon, tout en considérant l'échantillon comme un élément unique. Ces contraintes moyennes, notées par $\bar{\sigma}_r$, $\bar{\sigma}_\theta$ et $\bar{\sigma}_z$ correspondent aux déformations moyennes $\bar{\varepsilon}_r$, $\bar{\varepsilon}_\theta$ et $\bar{\varepsilon}_z$ dans les directions radiale, circonférencielle et axiale, respectivement. En se basant sur des considérations d'équilibre, $\bar{\sigma}_r$ est calculé comme étant la somme des contraintes requises pour équilibrer les pressions intérieure et extérieure appliquées sur le cylindre creux alors que $\bar{\sigma}_\theta$ comme la contrainte requise pour résister à tout changement de diamètre ; les expressions des contraintes et déformations moyennes, telle que données par Hight et al. (1983), sont :

$$\bar{\sigma}_r = \frac{(P_e r_e + P_i r_i)}{(r_e + r_i)} \qquad \bar{\varepsilon}_r = \frac{-(\Delta r_e - \Delta r_i)}{r_e - r_i}$$

$$\bar{\sigma}_\theta = \frac{(P_e r_e - P_i r_i)}{(r_e - r_i)} \qquad \bar{\varepsilon}_\theta = \frac{-(\Delta r_e + \Delta r_i)}{r_e + r_i}$$

$$\bar{\sigma}_z = \frac{P_z}{\pi(r_e^2 - r_i^2)} \qquad \bar{\varepsilon}_z = \frac{-\Delta H}{H}$$

où r_i et r_e sont, respectivement, les rayons intérieur et extérieur du cylindre creux, P_i et P_e sont, respectivement, les pressions intérieure et extérieure appliquées sur l'échantillon et H est la hauteur initiale de l'échantillon. Ainsi, il parait clair que ces expressions sont indépendantes de la loi de comportement du sol.

Cependant, dans la perspective d'évaluer le degré de non-uniformité des contraintes à travers l'échantillon, des auteurs comme Hight et al. (1983), Vaid et al. (1990), Wijewickreme et Vaid (1991), et Sayao et Vaid (1991) ont introduit un coefficient, qu'ils

ont appelé le coefficient de non-uniformité β_3, qui prend en considération non seulement la géométrie de l'échantillon (r_i et r_e), la différence entre P_i et P_e mais aussi la loi de comportement du matériau. Ce coefficient a été défini par Hight et al. comme suit :

$$\beta_3 = \frac{\left(\int_{r_i}^{r_e} |\sigma(r) - \bar{\sigma}^*| dr\right)}{(r_e - r_i)\sigma_L} \text{ avec } \sigma_L = \frac{(|\bar{\sigma}_r| + |\bar{\sigma}_\theta|)}{2}$$

où $\sigma(r)$ est la contrainte en considération en fonction de r, et $\bar{\sigma}^*$ est la moyenne de la contrainte considérée qui agit à travers l'échantillon.

Il est clair que plus β_3 est élevé, plus la contrainte en considération est non uniformément répartie.

D'autre part, l'évaluation du degré d'anisotropie du sol a été traitée, également, avec le cylindre creux (Saada et Baah (1967)). Cette évaluation se fait en faisant des essais sur cylindre creux à différentes inclinaisons de contraintes principales ; si le sol testé est anisotrope, la réponse du sol dépendra de l'orientation des contraintes principales.

À ce sujet, Suklje et Drnovsek (1965) ont présenté, au moyen du cylindre creux, une solution théorique, basée sur la théorie de l'élasticité, qui permets de calculer les paramètres élastiques d'anisotropie E_r, E_θ, E_z et μ_{ik} où E_r, E_θ, E_z sont les modules linéaires d'élasticité dans les directions radiale, tangentielle et verticale respectivement et μ_{ik} est le coefficient de Poisson déterminant l'influence de la contrainte σ_k sur la déformation ε_i.

Le cylindre creux s'est avéré, également, un outil pour réaliser des essais de traction sur des échantillons de sol. De plus, la quasi-totalité des essais de fracturation hydraulique ont été réalisés sur des échantillons cylindriques creux. Ainsi, les contraintes tangentielles négatives qui se développent sur la paroi intérieure de la cavité génèrent de la traction et par conséquent, dans certains cas, des fissures qui se propagent à travers le spécimen. La contrainte à laquelle la fissuration de l'échantillon commence à se propager est considérée comme la résistance à la traction du sol. Les résultats et l'analyse des travaux antérieurs dans ce domaine sont exposés au paragraphe suivant.

Finalement, le cylindre creux est un outil très puissant pour investiguer la réponse du sol lors de l'expansion de cavité cylindrique sur des échantillons de sable ou d'argile. Pour réaliser l'expansion, on applique une pression croissante à l'intérieur de la cavité et une pression constante à l'extérieur de l'échantillon. Les théories d'interprétation concernant la distribution des contraintes et des déformations ainsi qu'une revue bibliographique sur ce genre d'essai sont données, également, dans ce chapitre.

2.3 Revue bibliographique sur les essais de traction

Les informations sur la résistance à la traction des matériaux dont la rupture est dite fragile comme la roche ou le béton sont disponibles et le comportement de ces matériaux en traction est bien connu. Le sol a un comportement assez mal connu en traction, ce qui a comme conséquence que la résistance à la traction des sols est complètement négligée dans la conception des ouvrages. Cependant, l'intérêt croissant pour comprendre le mécanisme de la fissuration des barrages en terre, des revêtements routiers et d'autres structures en terre ainsi que le comportement des sols cimentés ont donné à ces essais une valeur autre qu'une valeur académique.

Deux caractéristiques spécifiques différencient les sols saturés des autres matériaux : la première est qu'ils se composent de deux phases : une phase solide représentée par les grains et une phase liquide représentée par l'eau. Etant donné que l'eau interstitielle peut, contrairement au cas de cisaillement, supporter des contraintes de traction très élevées, la résistance à la traction qu'offre un sol, dans un essai non drainé, provient des liens interparticulaires et de la pression interstitielle qui se génère sous des contraintes de traction. Alors que dans un essai drainé, cette résistance doit être due aux liens interparticulaires seulement. Ce rôle de l'eau dans la résistance à la traction a amené des chercheurs à étudier l'influence de la teneur en eau, d'autres ont étudié l'influence de la succion. Mais le manque d'outils adéquats pour étudier le comportement du sol à la traction rendait ces taches assez difficiles. La deuxième caractéristique spécifique des sols est que leur comportement dépend considérablement de leur histoire de chargement qui est représentée par le degré de surconsolidation OCR et, donc, de l'état initial des

contraintes dans le sol ; ceci a amené quelques chercheurs à se demander si la résistance des sols à la traction est unique ou si elle dépend du degré de surconsolidation.

Plusieurs techniques ont été utilisées pour déterminer les caractéristiques en traction des matériaux dont la rupture est fragile. Ces mêmes techniques ont été utilisées pour les sols. Nous présenterons dans ce qui suit les principaux essais de traction effectués sur les sols. Nous classons ces essais en 4 groupes : les essais directs, les essais de flexion, les essais indirects et les essais sur cylindre creux.

2.3.1 Essais directs

Ce sont les essais les plus anciens et les seuls à satisfaire la condition de tension uniaxiale sur laquelle la définition de la résistance à la traction est basée. L'avantage principal de ces essais est qu'ils sont les seuls où les contraintes et les déformations sont mesurées sans faire d'hypothèses sur la relation contrainte - déformation. L'essai consiste à appliquer une force de tension dans la direction longitudinale de l'échantillon jusqu'à ce qu'il casse. La résistance à la traction est calculée, donc, comme : $T_0 = \frac{P}{A}$

où : T_0 (kPa) la résistance à la traction,

P (kN) la force maximale appliquée sur l'échantillon au moment de la rupture, et

A (m^2) l'aire de la section où la rupture a eu lieu.

L'inconvénient de cet essai est qu'il est virtuellement presque impossible d'appliquer une contrainte de traction sur l'échantillon sans provoquer un champ de contrainte non uniforme, ce qui cause un moment de flexion appliqué sur l'échantillon dont la valeur est inconnue. Par conséquent, la contrainte de traction calculée sera sous-estimée à cause du moment de flexion.

Le défi majeur de cet essai est de trouver une manière d'appliquer une contrainte de traction à l'échantillon de sol. Ceci a donné lieu à plusieurs types d'essais de traction directs qui se différencient les uns des autres par la façon dont la contrainte de traction est appliquée. Par exemple, Haefeli (1951), qui fut le premier à réaliser un essai de traction direct sur le sol, a effectué des essais de traction en tirant sur les extrémités préalablement gelées de l'échantillon ; Hasegawa et Ikeuti (1964) ont appliqué de la traction à travers

deux plaques métalliques enfouies dans les extrémités élargies de l'échantillon. Conlon (1966), cependant, a été le premier à réaliser des essais non confinés drainés de tension directs sur une argile silteuse. Les extrémités de l'échantillon sont fixées par des anneaux et la traction est exercée en tirant sur les extrémités par le biais d'une tête de chargement. Les essais drainés ont été réalises dans l'eau à une vitesse très lente pour garder la pression interstitielle dans l'échantillon égale à zéro. Ces essais ont donné une résistance à la traction égale à 16.5 kPa pour une déformation axiale de 1%. Cette résistance a été attribuée aux liens interparticulaires. Des essais drainés de compression simple sur les même échantillons ont montré une résistance à la compression simple de 396.5 kPa. Bishop et Garga (1969) et, plus tard, Ramiah et al (1977) ont utilisé des spécimens conventionnels mais ayant une section centrale rétrécie. Au lieu de tirer sur les extrémités des échantillons, ils ont appliqué une pression de confinement dans une cellule triaxiale pour générer de la traction dans la partie centrale. La contrainte de traction au milieu de l'échantillon qui résulte de la contrainte de compression ambiante peut être calculée comme suit : $\sigma_t = -\sigma_a \left\{ \frac{A_e}{A_m} - 1 \right\}$

où : σ_a est la contrainte de confinement, et

A_e et A_m la section de l'échantillon à l'extrémité et au milieu, respectivement.

Dash et Lovell (1972) ont appliqué de la traction, sur des échantillons d'argile mélangée à du sable, à travers des crochets fixés au centre de deux têtes. Ces têtes sont collées aux extrémités de l'échantillon du sol avec une colle spéciale. Ces auteurs ont tenté d'étudier l'effet de la consolidation sur la résistance à la traction et ils ont trouvé que cette résistance augmente, d'une façon non linéaire, avec la contrainte de consolidation alors qu'elle augmente, linéairement, avec l'augmentation du pourcentage d'argile dans l'échantillon.

Ajaz et Parry (1974) ont été les premiers à mesurer des déformations locales dans des échantillons d'argile en utilisant une méthode radiographique alors que la déformation totale était mesurée avec un appareil optique spécial appelé «*Displacement-Measuring Optical Device* (DMOD)». La traction est appliquée à un des supports métalliques

contenant les extrémités élargies de l'échantillon. A partir des courbes contrainte de traction – déformation, ils ont trouvé que le module d'élasticité en compression et en traction n'était pas le même.

Peters et Leavell (1988) ont utilisé une machine à deux mâchoires ; la première est attachée rigidement à la base de l'échantillon, qui a également une section rétrécie dans la partie centrale, et la deuxième est attachée à une table glissante. Cette dernière a comme rôle d'assurer un alignement de la force de traction dans l'axe longitudinale de l'échantillon. Ces auteurs ont trouvé qu'il y avait une relation entre la résistance à la traction du sol et le potentiel de succion et ils ont noté, par ailleurs, que la résistance à la traction diminue graduellement lorsque la teneur en eau augmente jusqu'à la teneur en eau optimale. À partir de cet optimum, une augmentation de la teneur en eau cause une diminution rapide de la résistance à la traction.

2.3.2 Essais de flexion

L'essai de flexion consiste à appliquer une charge, jusqu'à la rupture, sur une poutre de dimensions connues. Le calcul des contraintes de compression et de tension qui se développent dans la poutre est fait avec une des méthodes suivantes : la méthode directe, la méthode différentielle et la théorie élastique de flexion. À l'exception de la troisième méthode qui suppose que le comportement du matériau est linéaire élastique avec le même module élastique en compression et en tension, les autres méthodes requièrent la connaissance des déformations générées dans la poutre. Or, ceci constitue la difficulté majeure dans l'applicabilité de cette méthode dans les sols car si, pour des matériaux comme le béton ou la roche, il est possible de coller des jauges sur le spécimen, ceci est difficile dans le cas du sol et les résultats obtenus par de telles méthodes sont douteux.

Très peu d'essais sont présentés dans la littérature pour calculer la résistance à la traction des sols avec cette méthode ; ces essais se différencient par la façon d'appliquer la charge sur l'échantillon et de mesurer la déformation.

La première tentative de réaliser des essais de flexion sur le sol fut celle de Leonard et Narian (1963) qui ont appliqué une force concentrée au milieu de la poutre. La déflexion de la poutre a été mesurée à l'aide de 22 aiguilles insérées dans la poutre. Suklje et al.

(1967) ont chargé une poutre d'argile compactée uniformément. La déflexion a été mesurée par une méthode photographique. Ajaz et Parry (1975 a et b) ont fait une série d'essais de flexion et de tension directs sur des échantillons d'argile compactée à différentes teneurs en eau. Les déformations dans les essais de flexion ont été mesurées en utilisant la méthode radiographique. Ces auteurs ont trouvé que la résistance à la traction augmente avec l'augmentation de la teneur en eau jusqu'à une limite qui est de 1 à 2% de moins que la teneur en eau optimale. A partir de cette limite, la résistance à la traction diminue. Ils ont, également, trouvé que les contraintes de traction et les déformations à la rupture obtenues par les essais de flexion sont supérieures à celles obtenues par les essais de tension directs.

2.3.3 Essais indirects

Les deux essais indirects les plus populaires sont l'essai brésilien et l'essai de double poinçonnement. Le principe de l'essai brésilien est que la traction générée le long du diamètre d'un cylindre de longueur L et de diamètre D lors de l'application d'une charge de compression, à travers deux surfaces planes, sur la longueur de l'échantillon est calculée en supposant un comportement du matériau linéaire élastique comme suit :

$$T_0 = \frac{2F_{max}}{\pi DL}$$

où F_{max} est la force maximale appliquée sur l'échantillon.

L'avantage principal de cet essai est que la préparation de l'échantillon est relativement simple et l'essai ne nécessite pas d'appareillage compliqué ; alors que l'inconvénient majeur est que le matériau est supposé avoir un comportement élastique linéaire.

Les premiers à utiliser l'essai brésilien pour mesurer la résistance à la traction du sol furent Uchida et Matsumsto (1960) qui ont indiqué que le rapport D/L a une influence sur la résistance à la traction ; cela a été confirmé par les travaux de Yamanouchi et al (1977) qui ont montré que la résistance à la traction est maximale pour un rapport D/L=2.

Ingles et Frydman (1963) et Frydman (1964), en faisant des essais de tension directs, de flexion et des essais brésiliens sur de l'argile ont conclu que l'essai brésilien était le plus simple et que la variabilité des résultats était la plus faible. Ils ont indiqué, par ailleurs,

que le sol subit un aplatissement à l'endroit où la force est appliquée, ce qui peut fausser les résultats obtenus de T_0. Cependant, si le rapport de la portion aplatie sur le diamètre de l'échantillon n'excède pas 0.27, la formule utilisée pour calculer T_0 est correcte avec une marge d'erreur maximale de 10%.

Hudson et al (1972) ont suivi le comportement de l'échantillon, dans un essai brésilien, du début de l'essai jusqu'à sa rupture complète et ils ont trouvé que la rupture a toujours débuté sous le point de chargement alors que la théorie prévoit que cette rupture débute au centre de l'échantillon.

Bofinger (1970) et plus tard Krishnayya et al. (1974) ont souligné qu'une erreur dans l'évaluation de T_0 est causée par l'utilisation de méthodes standards d'interprétation qui ne tiennent pas compte de la différence entre le module d'élasticité en tension et celui en compression.

D'autres essais brésiliens ont été effectués sur les sols pour étudier l'influence de différents paramètres sur la résistance à la traction. On trouve, entre autres, les travaux de Narian et Rawat (1970) qui ont étudié principalement l'effet de l'indice de plasticité et les travaux de Krishnayya et Eisenstein (1974) qui ont étudié l'effet de la teneur en eau sur la résistance à la traction.

Le deuxième type d'essai indirect est l'essai de poinçonnement double. Cet essai a été proposé en 1971 par Fang et Chen qui ont utilisé la méthode d'analyse limite pour calculer la résistance à la traction d'un cylindre de diamètre a et de hauteur H, placé verticalement entre deux poinçons de diamètre b. Ils ont exprimé T_0 comme suit :

$$T_0 = \frac{F_{max}}{\pi(KaH - b^2)}$$

où F_{max} est la force de compression maximale appliquée sur le disque métallique et K est une constante qui dépend de la taille du poinçon et du type de sol.

L'hypothèse sur laquelle l'équation de la résistance à la traction est basée est que la déformation locale due à la traction est suffisante pour permettre l'application de l'analyse limite au matériau dont le comportement est supposé être rigide parfaitement plastique.

Parmi les chercheurs qui ont utilisé cet essai sur les sols, on trouve Fang et Fernandez (1981) qui ont étudié l'influence de la teneur en eau et l'angle de frottement interne ϕ sur la résistance à la traction de l'argile remaniée et ils ont trouvé que, pour des sols ayant le même indice de plasticité, la résistance à la traction augmente lorsque ϕ augmente.

2.3.4 Cylindre creux

L'essai qui a retenu le plus d'attention ces dernières années est l'essai fait avec le cylindre creux. Comme le montre la figure (2-1), en appliquant une contrainte croissante P_i à l'intérieur de l'échantillon et une contrainte constante P_e à l'extérieur, des contraintes tangentielles σ_θ, qui pourraient être négatives, sont générées à travers l'échantillon. La résistance de l'échantillon cylindrique creux lorsque ces contraintes tangentielles deviennent négatives constitue la résistance du matériau à la traction T_0.

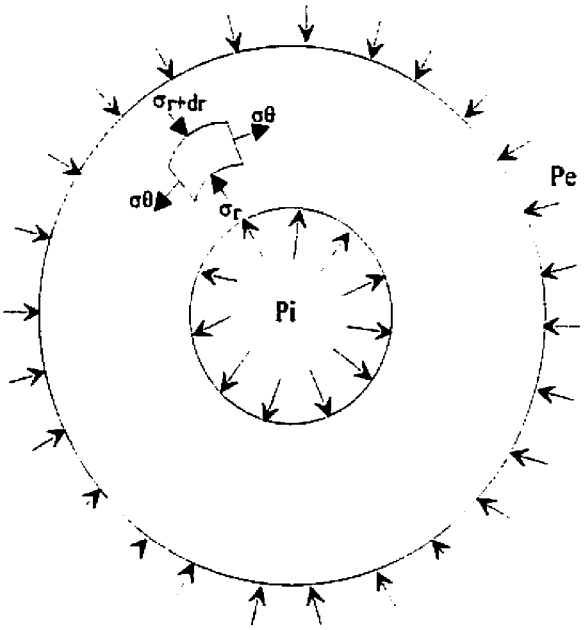


Figure (2-1) : section d'un échantillon cylindrique creux

Les avantages du cylindre creux sur les autres types d'essais de traction se résument comme suit :

a) C'est un essai qui se fait sans qu'il y ait de problème d'alignement et de concentration de contrainte qui se posent essentiellement dans le cas d'essais directs de traction.
b) Comme nous verrons plus tard, il offre la possibilité de mesurer, avec précision, la déformation sur la paroi intérieure du cylindre et en déduire la déformation à travers l'échantillon.
c) La paroi intérieure de la cavité est sujette à des contraintes uniformes de traction ce qui est difficile à réaliser avec d'autres essais de traction comme l'essai de flexion.
d) Il est facile de contrôler les pressions intérieure, extérieure et axiale appliquées sur l'échantillon.

Deux inconvénients majeurs minent l'utilisation du cylindre creux : le premier consiste en la difficulté de tailler un échantillon de sol en forme de cylindre creux et le deuxième est celui de la distribution non uniforme des contraintes à travers l'échantillon.

Les premiers à utiliser un cylindre creux pour mesurer la résistance des matériaux à la traction furent Malhotra et Zoldners (1967). Ils ont utilisé un cylindre de 3.8 cm de hauteur, 3.8 cm d'épaisseur et 15.24 cm de diamètre intérieur pour mesurer la résistance à la traction du béton et la comparer avec la résistance obtenue avec d'autres types d'essais. Ces auteurs ont trouvé que la résistance obtenue par cette méthode est légèrement supérieure à celle obtenue par l'essai brésilien et elle est inférieure à celle obtenue par l'essai de flexion. Cependant, Al-Hussaini (1981) a été le premier à utiliser le cylindre creux comme un instrument de mesure de la résistance à la traction du sol. Le spécimen avait un diamètre intérieur et extérieur de 10.16 et 15.24 cm respectivement, et une hauteur de 10.16 cm. En effectuant plusieurs essais de traction sur de l'argile de différents indices de plasticité, Al-Hussaini a observé que la rupture en traction est brusque et se manifeste en un grand nombre de fissures radiales se développant à différents endroits du cylindre creux selon des plans verticaux et parallèles à l'axe du cylindre. La résistance à la traction, selon Al-Hussaini, a été considérée comme étant la contrainte tangentielle σ_θ qui se développe au rayon moyen de l'échantillon r_m au moment de la rupture. Ainsi, il s'est basé sur la théorie de l'élasticité linéaire pour calculer σ_θ au rayon moyen qui a été défini par Hvorslev et Kaufman (1952) comme suit:

$r_m = \frac{2\,r_e^3 - r_i^3}{3\,r_e^2 - r_i^2}$. Cependant, Al-Hussaini a souligné, en étudiant la variation du module d'élasticité sécant E et le coefficient de Poisson μ en fonction de la pression intérieur P_i, le comportement non linéaire élastique du sol.

Un appareil triaxial de mesure de la résistance à la traction sur cylindre creux a été mis au point à l'École Polytechnique de Montréal par Dakpo (1993). Celui-ci a adapté une cellule triaxiale standard pour pouvoir soumettre les échantillons cylindriques creux à l'expansion. Un programme informatique a été préparé pour le contrôle de l'essai et l'acquisition des données. L'échantillon cylindrique creux, utilisé par Dakpo, avait un diamètre extérieur de 10 cm et une épaisseur de 2.5 cm. Les deux têtes inférieure et supérieure étaient munies de cavités annulaires permettant l'encastrement, dans chacune des têtes, d'une pierre poreuse de 1.5 cm de largeur, tel qu'illustré à la figure (2-2). Ces pierres poreuses étaient connectées à un contrôleur de lecture de pression et servaient à mesurer la pression interstitielle moyenne qui se développe dans l'échantillon lors de l'expansion.

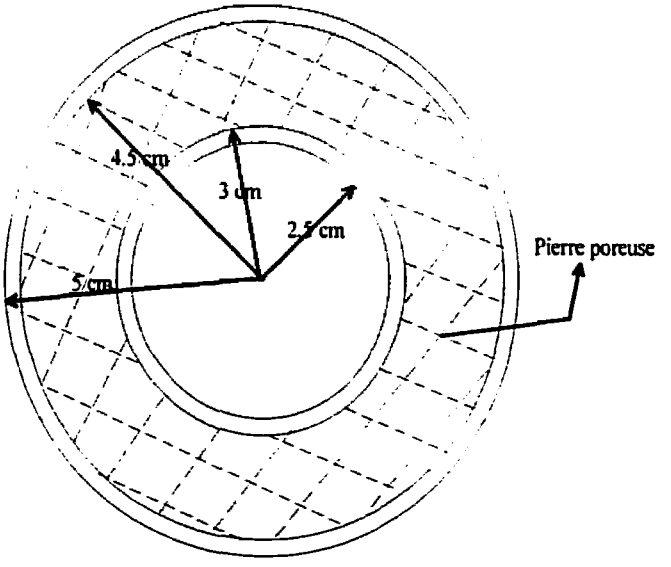


Figure (2-2) : la base de l'échantillon cylindrique creux selon Dakpo (1993)

Cet appareil a été utilisé par Abba (1993) pour mesurer la résistance à la traction de l'argile de Saint-Hilaire (Québec). Le calcul de σ_θ s'est fait en considérant deux comportements différents du sol : le premier est le comportement linéaire élastique et le deuxième est le comportement élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca comme critère de rupture. Cependant, Abba a considéré que la résistance à la traction correspond à la contrainte tangentielle effective σ'_θ qui se développe au rayon moyen r_m de l'échantillon. Ainsi, à la rupture, elle a soustrait la valeur mesurée de la pression interstitielle moyenne u_m, qui se développe sur toute l'épaisseur de l'échantillon, de la valeur calculée, selon l'une ou l'autre des théories, de σ_θ au rayon r_m. Cependant, il est à noter, que cette valeur mesurée de u_m ne correspondait pas à ce que les théories linéaire élastique et élastique parfaitement plastique prédisent. Dans le cas d'une interprétation élastique parfaitement plastique, la rupture était considérée atteinte lorsque la combinaison des contraintes radiale et tangentielle, au rayon moyen r_m, satisfait au critère de Tresca. Les deux interprétations ont donné, bien entendu, des résistances à la traction différentes mais qui restaient dans l'intervalle entre 10 et 14 kPa.

Il faudrait souligner, cependant, que l'approche, adoptée par Al-Hussaini (1981) et par Abba (1993), selon laquelle la résistance à la traction correspond à la contrainte tangentielle qui se développe au rayon moyen de l'échantillon au moment de la rupture est sujette à contestation. Ceci est dû au fait que les fissures, dans le cas d'une rupture en traction, commencent à se propager à partir du bord intérieur du cylindre creux et se dirigent vers l'extérieur. Or, à partir du moment où les fissures s'amorcent, l'application des deux théories élastique et élastique parfaitement plastique pour interpréter l'évolution des contraintes n'est plus valable. En d'autre terme, le moment où la pression intérieure atteint un maximum signifie qu'une rupture totale de l'échantillon a eu lieu et que la zone fissurée, qui se forme autour de la cavité, a atteint le bord extérieur du cylindre creux (ou plus exactement que la propagation non stable des fissures commence à avoir lieu). Or, la période entre l'initiation des fissures et la rupture totale ne peut pas être interprétée avec ces deux théories en question même si on admet que le comportement du sol peut être assimilé à l'une ou l'autre de ces deux idéalisations. Il serait donc beaucoup plus exact de

considérer que la résistance à la traction correspond à la contrainte tangentielle qui se développe au bord de la cavité au moment de l'initiation des fissures. Nous convenons, par ailleurs, qu'il est difficile, en utilisant une de ces théories, de déterminer la pression intérieure critique qui correspond à l'initiation des fissures. Cependant, ce problème a été traité dans le cadre de l'interprétation des essais de fracturation hydraulique qui sont destinés principalement à déterminer cette pression critique P_f qui cause l'initiation des fissures. Dans ce domaine, plusieurs approches théoriques ont été proposées dans la littérature qu'on résume comme suit :

La première approche a été proposée par Massarsch (1978) qui a considéré que la pression critique est égale à la pression nécessaire pour causer une expansion de cavité cylindrique. En se basant sur les travaux de Gibson et Anderson (1961), cette pression sera donnée dans un milieu infini et pour un comportement élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca comme :

$$P_f = P_u = c_u\left(1+\ln\frac{G}{c_u}\right) \qquad (2\text{-}1)$$

où G et c_u sont respectivement le module de cisaillement et la cohésion non drainée.

Cette approche a été contestée par plusieurs auteurs comme Overy et Dean (1986) qui ont trouvé, expérimentalement, que la pression qui cause la fracturation hydraulique est en général inférieure à celle qui cause l'expansion de cavité. D'où, la deuxième approche qui consiste à considérer que l'initiation de la fissuration se fait dès que le critère de rupture en cisaillement est atteint au bord de la cavité. Parmi les auteurs qui ont adopté cette approche on cite, entre autre, Mori et Tamura (1987), Fukushima (1986), Panah et Yanagisawa (1989), Yanagisawa et Panah (1994). Deux critères de rupture ont été pris en considération : celui de Mohr-Coulomb qui s'écrit en condition non drainée comme :

$$(\sigma_r - \sigma_\theta) = (\sigma_r + \sigma_\theta)\sin\phi_u + 2c_u\cos\phi_u \qquad (2\text{-}2)$$

et le critère de Tresca :

$$\sigma_r - \sigma_\theta = 2c_u = q_u \qquad (2\text{-}3)$$

où ϕ_u et q_u sont, respectivement, l'angle de frottement non drainé et la résistance à la compression simple.

À l'exception des travaux d'Andersen et al. (1994), qui ont utilisé la méthode d'éléments finis avec un modèle de comportement non linéaire, toutes les interprétations théoriques de σ_r et σ_θ, avant d'atteindre la rupture, ont été basées sur un comportement linéaire élastique où, à la rupture, σ_r et σ_θ au bord de la cavité sont données par :

$$\sigma_r = P_f$$
$$\sigma_\theta = \frac{2P_e r_e^2 - P_f\left(r_e^2 + r_i^2\right)}{\left(r_e^2 - r_i^2\right)} \qquad (2\text{-}4)$$

En remplaçant les expressions de σ_r et σ_θ dans les équations (2-2) et (2-3), la pression P_f qui causera la fracturation hydraulique sera exprimée dans le cas de Mohr-Coulomb comme :

$$P_f = \frac{r_e^2\left(1-\sin\phi_u\right)}{r_e^2 + r_i^2\sin\phi_u} P_e + \frac{c_u\left(r_e^2 - r_i^2\right)\cos\phi_u}{r_e^2 + r_i^2\sin\phi_u} \qquad (2\text{-}5)$$

et dans le cas du critère de Tresca comme :

$$P_f = P_e + c_u \frac{\left(r_e^2 - r_i^2\right)}{r_e^2} \qquad (2\text{-}6)$$

Dans un milieu infini quand r_e tend vers l'infini, les équations (2-5) et (2-6) s'exprimeront respectivement selon les deux expressions bien connues suivantes :

$$P_f = \left(1+\sin\phi_u\right)P_e + c_u\cos\phi_u \qquad (2\text{-}7)$$

et $$P_f = P_e + c_u \qquad (2\text{-}8)$$

où P_e dans ce cas représente la contrainte horizontale in situ σ_h.

Une autre manière d'interpréter l'initiation des fissures considère que la rupture a lieu en traction et par conséquent l'initiation des fissures débute au bord de la cavité lorsque la contrainte tangentielle atteint la résistance à la traction du matériau T_0. Des auteurs comme, entre autre, Nobari et al. (1973), Sun et Ting (1988), Mori et al. (1990), Murdoch (1992), et Andersen et al. (1994) trouvent que cette façon d'interpréter l'initiation des fissures est plus logique et beaucoup plus compréhensible que l'approche précédente. Cependant, ces auteurs, à l'exception d'Andersen et al. (1994), ont supposé que le

comportement du matériau, avant que σ_θ atteint la résistance à la traction T_0, est linéaire élastique. Ainsi la pression critique sera donnée par :

$$P_f = T_0 \frac{\left(r_e^2 - r_i^2\right)}{\left(r_e^2 + r_i^2\right)} - 2P_e\left(\frac{r_e^2}{r_e^2 + r_i^2}\right) \qquad (2\text{-}9)$$

où dans un milieu infini l'équation (2-9) sera : $P_f = 2P_e - T_0$

De plus, on retrouve dans la littérature des formules empiriques de la pression critique. Ces formules supposent qu'il y a une relation linéaire entre la pression de confinement P_e et la pression de fracturation P_f. Vaughan (1971), Jaworski et al. (1981) et plus tard Hassani et al. (1985) ont exprimé cette relation comme :

$$P_f = mP_e + \sigma_{ta}$$

où la valeur de m variait entre 1.5 et 2 selon l'auteur et le matériau utilisé ; σ_{ta} correspond à la pression critique pour P_e = 0. Ce paramètre a été appelé la résistance à la traction apparente. Ces auteurs ont trouvé que la valeur de σ_{ta} est supérieure à T_0 déterminée à l'aide de l'essai brésilien et ils ont attribué ceci au fait que le mécanisme de rupture par fracturation hydraulique est différent de celui de l'essai brésilien.

Une autre formule empirique a été proposée par Mori et Tamura (1987) qui s'exprime comme : $P_f = P_e + q_u$ où q_u est la résistance à la compression simple. Ces auteurs ont signalé que le terme σ_{ta}, dans l'expression précédente, n'a pas vraiment de sens physique et ne peut être considéré comme une résistance à la traction.

Parmi les rares essais, dans ce domaine, qui ont été faits à déformation contrôlée, et non pas à charge contrôlée, nous citons les travaux de Murdoch (1992). Cet auteur a trouvé que la courbe d'expansion peut être divisée en trois parties : la première est caractérisée par un accroissement de pression presque linéaire où le comportement est considéré élastique linéaire. La deuxième correspond aussi à un accroissement de la pression mais à pente décroissante et positive. Finalement la troisième partie se caractérise par une diminution de pente après être passé par un pic. Grâce à l'utilisation d'une plaque de chargement transparente et d'un fluide coloré (glycérine) dans la cavité, cet auteur a pu suivre les traces du liquide dans les fissures. Les surfaces de fracturation ont été mises en

évidence après ouverture des échantillons à la fin de l'essai. Ces observations ont montré que l'initiation des fissures commence, au bord de la cavité, au point de changement de pente entre la première et la deuxième partie de la courbe d'expansion. Cependant Murdoch a signalé que dans certains cas l'apparition des fissures commence avant même que la pente de la courbe commence à diminuer mais il souligne la difficulté à déterminer avec précision le point qui correspond à cette initiation et notamment quand la première partie de la courbe n'est pas linéaire.

Il est à noter que la différence principale entre les essais de fracturation hydraulique et les essais de traction effectués sur cylindre creux est que, dans le premier cas, un contact direct est toujours présent entre le liquide de la cavité et l'eau interstitielle. Ainsi la pression du liquide intérieur est augmentée graduellement jusqu'à ce que des fissures commencent à être générées sur la face intérieure de la cavité, permettant ainsi au liquide d'y pénétrer et d'y exercer une pression sur leurs lèvres jusqu'à la rupture. Dans les essais que nous effectuons au laboratoire, une membrane intérieure est toujours posée pour empêcher l'eau à l'intérieur de la cavité d'entrer dans l'échantillon. Cependant, bien que ces essais soient différents, la similitude entre le mécanisme de rupture des essais de fracturation hydraulique et celui de nos essais est grande dans le cas où la rupture a lieu en traction et où l'échantillon est complètement fissuré à la fin de l'essai.

Dans le but d'étudier la contribution de l'eau à la résistance à la traction du sol, Degué (1998), à l'École Polytechnique de Montréal, a effectué une série d'essais de fracturation hydraulique en utilisant, d'une part, différentes sortes d'huile blanche ayant des tensions interfaciales différentes avec l'eau interstitielle et, d'autre part, des essais dans l'eau. Dans le but d'imposer un plan de rupture par fissuration, il a crée dans l'échantillon deux fissures initiales droites et symétriques dont la longueur variait entre 0.7 et 1.275 cm. Les résultats obtenus par la première série d'essai étaient similaires quel que soit le fluide utilisé alors que ces résultats différaient considérablement des essais faits avec de l'eau. Degué a utilisé la théorie de la mécanique de la rupture élastique linéaire pour l'interprétation de ces résultats. Dans son raisonnement, il considère que, dans les essais faits avec de l'eau ou, en d'autre terme, quand la tension interfaciale est nulle, seul le

squelette résiste à la traction alors que dans les essais faits avec d'autres fluides lorsque la tension interfaciale n'est pas nulle, la résistance à la traction est attribuée à l'eau et au squelette, et donc la différence entre les résultats obtenus par ces deux séries d'essais représente la contribution de l'eau à la résistance. D'après ses résultats, Degué a conclut que le critère de rupture en traction n'est pas uniquement en contraintes effectives, mais plutôt en contraintes mixtes où l'eau joue un rôle dans la résistance à la traction.

2.3.5 Critère de rupture en traction

Deux critères principaux de rupture en traction se sont distingués dans la littérature : le critère de Mohr-Coulomb et Mohr-Coulomb modifié d'une part et le critère de Griffith et Griffith modifié d'autre part. Nous allons, dans ce qui suit, exposer les principes sur lesquels ces deux critères sont basés.

3.3.5.1 Critère de rupture de Mohr-Coulomb et Mohr-Coulomb modifié

Le critère de Mohr-Coulomb représente une relation linéaire entre la résistance au cisaillement τ et la contrainte normale σ agissant sur un plan de rupture comme suit :

$$\tau = c + \sigma \tan \phi \qquad (2\text{-}10)$$

où c et ϕ sont les paramètres de résistance du matériau ; c représente la cohésion et ϕ représente l'angle du frottement interne du matériau.

En terme de contraintes principales σ_1 et σ_3, l'équation (2-10) s'exprime sous la forme suivante :

$$\sigma_1 \frac{(1+\sin\phi)}{2c\cos\phi} - \sigma_3 \frac{(1-\sin\phi)}{2c\cos\phi} = 1 \qquad (2\text{-}11)$$

Dans le plan (τ-σ), la zone de contraintes négatives correspond à la traction avec une contrainte de traction maximum : $\sigma_t = -c$ cotan ϕ qui correspond à $\tau = 0$. Cette contrainte de traction maximale est souvent désignée comme la résistance à la traction selon Mohr-Coulomb. Il est à noter que cette résistance est atteinte quand $\sigma_1 = \sigma_3 = -c$ cotan ϕ.

Paul (1961) a comparé la résistance à la traction expérimentale pour différents matériaux avec celle que prédit le critère de Mohr-Coulomb et a trouvé que cette résistance n'est

pas en accord avec les expériences. De plus, le plan de rupture en traction est toujours normal à la direction de la contrainte de tension pure ce qui est en complète contradiction avec l'angle que prédit le critère de Mohe-Coulomb qui est de $45°+\phi/2$ avec la direction de la contrainte principale mineure. Il a donc modifié le critère de Mohr-Coulomb en proposant un critère à trois paramètres au lieu de deux et où le troisième paramètre est la traction T_0. Ce nouveau paramètre est un paramètre à part entière du sol comme le sont c et ϕ.

Ce critère modifié est le critère de Mohr-Coulomb avec une coupure de tension *« tension cutoff »* comme cela est montré à la figure (2-4). La rupture a donc lieu soit en cisaillement quand l'équation de Mohr-Coulomb est satisfaite soit en traction quand $\sigma_3 = -T_0$ et suivant un plan normal à la direction de σ_3.

3.3.5.2 Critère de rupture de Griffith et Griffith modifié

La théorie de Griffith (1920) et (1924), qui a été développée pour des matériaux solides, suppose que ces matériaux contiennent un très grand nombre de fissures microscopiques distribuées d'une façon aléatoire et que la rupture est due à une concentration de contraintes de traction très élevées en bout des fissures, causant la propagation de ces dernières à travers le matériau. Cette concentration dépend de la longueur, de l'orientation et du rayon de courbure du bout de la fissure.

Griffith a formulé une approche énergétique de la résistance du matériau à la propagation des fissures. Cette approche, qui constitue la base de plusieurs études de la mécanique de la rupture, est basée sur le fait que l'énergie moyenne de déformation en traction est faible par rapport à l'énergie de déformation théorique. Il conclut alors qu'au moment de la rupture, l'énergie de déformation du matériau n'est pas uniformément distribuée dans l'échantillon et par conséquent, il existe une concentration d'une certaine forme d'énergie à l'endroit où la fissure s'amorce et ceci n'est possible que si le matériau contient de petites fissures initiales.

En utilisant la notation de la mécanique des sols plutôt que celle employée par Griffith lui-même, le critère de rupture s'exprime comme suit :

Si $\sigma_1 + 3\sigma_3 \leq 0$, la rupture aura lieu quand $\sigma_3 = T_0$

Si $\sigma_1 + 3\sigma_3 > 0$, la rupture aura lieu quand $(\sigma_1 - \sigma_3)^2 - 8T_0(\sigma_1 + \sigma_3) = 0$ (2-12)

Ce critère peut se représenter dans le diagramme de Mohr selon la relation parabolique suivante :

$$\tau^2 + 4T_0\sigma - 4T_0^2 = 0$$

En obsevant l'équation (2-12) on constate que, selon la théorie de Griffith, la résistance à la compression non confinée du matériau σ_c est égale à 8 fois sa résistance à la traction. Clausing (1959) a montré, en comparant le critère de rupture de Mohr-Coulomb et celui de Griffith, qu'en compression, les deux théories prédisent le même angle de plan de rupture dans un échantillon soumis à la même combinaison de chargement bien que les deux théories ont deux significations physiques complètement différentes du mécanisme de rupture.

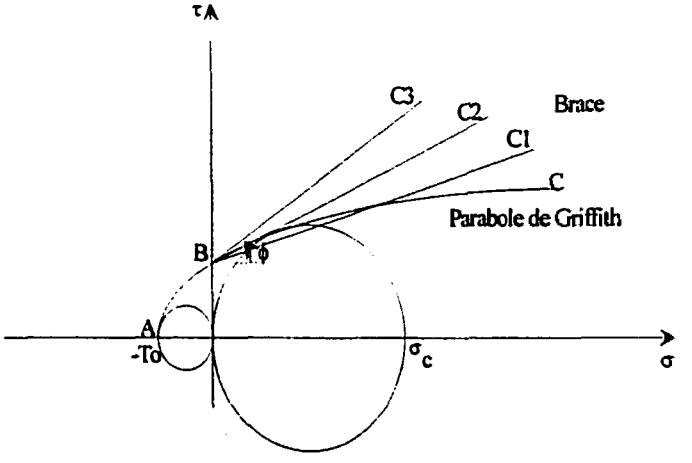


Figure (2-3) : enveloppe de rupture selon les critères de Griffith et de Brace

McClintock et Walsh (1960) ont indiqué que sous des contraintes de compression, les fissures préexistantes se ferment, développant ainsi une force de friction au contact des surfaces de fissure, ce qui influence la propagation de ces dernières et par conséquent la résistance à la rupture du matériau. Ce concept a été repris par Brace (1960) qui a apporté une modification au critère de Griffith pour l'adapter à des contraintes de compression. Ainsi, il a exprimé la modification comme suit :

$$\xi(\sigma_1-\sigma_3)+(\sigma_1-\sigma_3)(1+\xi^2)^{1/2}=4T_0$$

où ξ est le coefficient de glissement au point de contact des surfaces de fissure.

Dans le diagramme de Mohr-Coulomb, comme le montre la figure (2-3), cela peut s'écrire de la façon suivante :

$$\tau=2T_0+\xi\sigma$$

Il est à noter que cette relation linéaire coïncide exactement avec l'enveloppe de Mohr-Coulomb en compression si : $2T_0$ est substitué à la cohésion c et ξ est substitué à $\tan\phi$, et elle joint la parabole de Griffith à l'axe de τ ($\sigma=0$).

Une comparaison entre les différents critères de rupture mentionnés plus haut est illustrée à la figure (2-4).

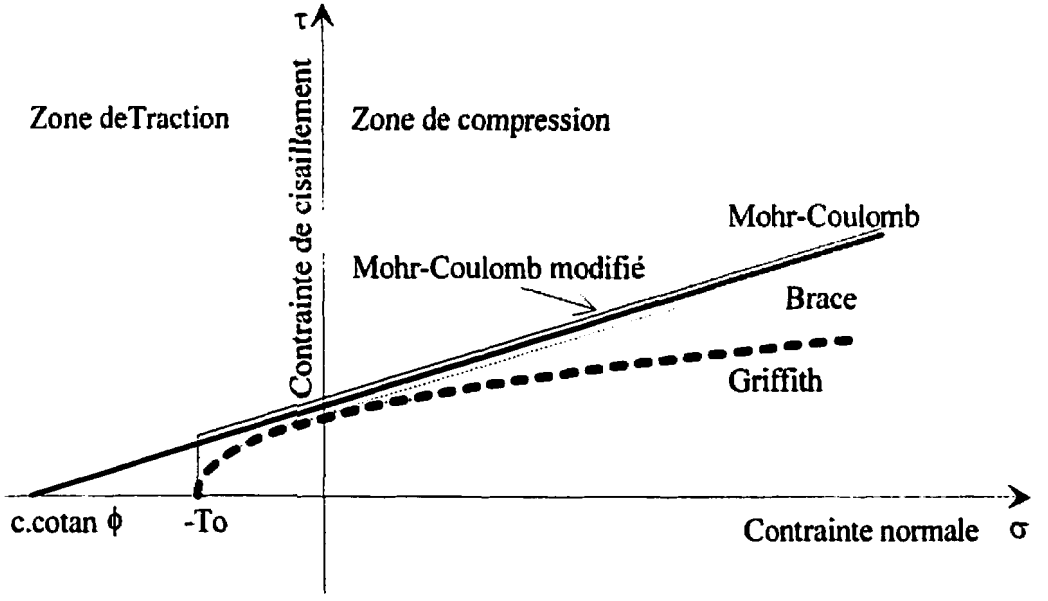


Figure (2-4) : enveloppe de rupture selon les critères de Mohr-Coulomb, Mohr-Coulomb Modifié, Brace et Griffith

Fairhurst (1964), en se basant sur la théorie de Griffith, a donné une généralisation empirique du critère original en proposant un critère de rupture qui permet une quelconque valeur du rapport σ_c/T_0, ce critère s'exprime de la façon suivante :

Si $\sigma_1 + m(m-2)\sigma_3 \leq 0$, la rupture aura lieu quand $\sigma_3 = T_0$

Si $\sigma_1 + m(m-2)\sigma_3 > 0$, la rupture aura lieu quand:

$$\frac{(\sigma_1 - \sigma_3)^2}{\sigma_1 + \sigma_3} = -2(m-1)T_0\left\{1 + \frac{2T_0}{\sigma_1 + \sigma_3}\left[\left(\frac{m-1}{2}\right)^2 - 1\right]\right\}$$

où $m = \sqrt{(n+1)}$

n est le rapport σ_c/T_0 et,

σ_c est la résistance en compression simple.

Dans le diagramme de Mohr, ce critère est représenté par une parabole dont l'équation est : $\tau^2 = (m-1)^2 T_0(T_0 - \sigma)$

Il est clair que pour une valeur de $n = 8$ ($m = 3$), le critère de Fairhurst se réduit au critère original de Griffith.

2.4 Expansion de cavité cylindrique

Dans cette section, nous présentons les différentes approches théoriques, qui existent dans la littérature, et qui traitent du problème de l'expansion de cavité cylindrique dans un sol saturé. Ce problème comprend deux volets, le premier concerne les théories d'interprétation dans le milieu infini et le deuxième concerne un cylindre creux de dimensions finies. Les hypothèses suivantes sont communes à toutes les théories présentées ci-dessous et qui concernent, à la fois, l'obtention de la courbe contrainte – déformation et la distribution des contraintes dans le sol :

→ Le sol est homogène et isotrope

→ Les déformations sont planes

→ L'expansion est faite en condition non drainée

Nous allons présenter, dans un premier temps, les différentes approches théoriques qui traitent du sujet et, dans un deuxième temps, nous présenterons les principaux travaux expérimentaux effectués dans ce domaine.

2.4.1 Théorie d'interprétation

2.4.1.1 Théorie d'interprétation dans les milieux infinis

Ci-après nous parlerons des différentes approches qui traitent de l'obtention de 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 ensuite nous parlerons de la distribution des contraintes autour d'une cavité en expansion dans le milieu infini.

2.4.1.1.1 Dérivation de la fonction de cisaillement dans un milieu infini

Dans la littérature, 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 (1956), par exemple, a supposé un comportement linéaire élastique alors que Gibson et Anderson (1961) ont dérivé la courbe contrainte – déplacement en supposant un comportement élasto-plastique du sol. Cependant, Ladanyi (1972), Palmer (1972) et Baguelin et al. (1972) ont montré, d'une façon tout à fait indépendante, que, dans le cas de l'expansion d'une cavité en milieu infini, on pouvait déduire la loi de cisaillement non drainé du sol, $\tau = \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{2} = f(\frac{\Delta V}{V_0})$ sans faire d'hypothèse sur la forme de cette loi. V_0 et ΔV sont, respectivement, le volume initial de la cavité et la variation de volume. Nous résumerons, dans ce qui suit, les principales méthodes d'interprétation qui ont attiré le plus d'attention depuis les années 70.

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

$$\frac{\sigma_{ri} - \sigma_{\theta i}}{2} = \frac{dP_i}{d\left[\log\left(\Delta V / V\right)\right]}$$

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

$$y_{ri} = (1 - \Delta V/V)^{-0.5} - 1 \qquad (2\text{-}13)$$

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 (2-13) pour le calcul de ε_i et la pente correspondante de la courbe pressiométrique pour le calcul de τ.

Ladanyi 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 (σ_{ri}, $\sigma_{r,i+1}$) et tangentielles ($\sigma_{\theta i}$, $\sigma_{\theta,i+1}$). 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 :

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

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

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 :

$$(\sigma_r - \sigma_\theta)_{i,i+1} = q_{i,i+1} = \frac{P_i - P_{i+1}}{0.5\left[\ln\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_i - \ln\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{i+1}\right]}$$

Baguelin et al., 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 :

$$\tau = \frac{d\sigma_r}{dg} g_\theta (1 + 2g_\theta) \qquad (2\text{-}14)$$

où la déformation de Green g se définit par : $g = \frac{1}{2} \frac{dl^2 - dl_0^2}{dl_0^2}$. Dans la direction circonférencielle cette déformation sera donc : $g_\theta = \frac{1}{2} \frac{r'^2 d\theta^2 - r^2 d\theta^2}{r^2 d\theta^2}$

où $r' = r + y_r$ et $d\theta$ est l'angle que fait un élément de longueur initiale de dl_0 et de longueur finale de dl à partir du centre de la cavité.

Au bord de la cavité, l'équation (2-14) s'écrit ainsi :

$$\tau = \frac{\Delta V}{V_0} \frac{dP_i}{d\Delta V / V_0} \left(1 + \frac{\Delta V}{V_0}\right) = \frac{\Delta V}{V} \frac{dP_i}{d\Delta V / V} \qquad (2\text{-}15)$$

En petite déformation, l'expression (2-15) se simplifie en s'écrivant :

$$\tau = \varepsilon_i \frac{dP_i}{d\varepsilon_i} \qquad (2\text{-}16)$$

Nous remarquons que l'équation (2-15) est similaire à celle trouvée par Ladanyi et celle trouvée par Palmer.

Parmi d'autres méthodes qui sont utilisés 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 d'un sol écrouissable «*strain hardening*», 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 associé ils ont exprimé la courbe d'expansion comme suit :

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

Ainsi, en traçant P_i en fonction de 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 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, s'écrit comme suit :

$$\frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{2} = \frac{\varepsilon_r}{\left(1/2G_i\right) + \left(R_f/c_u\right)\varepsilon_r} \qquad (2\text{-}17)$$

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 (2-17), l'inverse de la pente de la courbe pressiométrique, avant la rupture, sera donné par : $\frac{d\varepsilon_r}{d\sigma_r} = \frac{1}{2G_i} + \frac{R_f}{c_u}\varepsilon_r$ (2-18)

Alors que pendant et après la rupture, $\left(\sigma_r - \sigma_\theta\right)/2 = \varepsilon_r\left(d\sigma_r/d\varepsilon_r\right) = c_u$, et donc l'inverse de la pente de la courbe pressiométrique sera : $\frac{d\varepsilon_r}{d\sigma_r} = \frac{\varepsilon_r}{c_u}$ (2-19)

En traçant les équations (2-18) et (2-19) dans l'espace (ε_r, $d\varepsilon_r/d\sigma_r$) on obtient, pour l'équation (2-18) une ligne droite qui coupe l'axe $d\varepsilon_r/d\sigma_r$ à ($1/2G_i$) avec une pente de (R_f/c_u) et pour l'équation (2-19) une ligne droite qui passe par l'origine et qui a une pente de ($1/c_u$). Ces deux lignes droites nous permettent de déterminer directement G_i, c_u, et R_f. En remplaçant ces trois paramètres dans l'équation (2-17), on obtient la courbe contrainte déformation.

Arnold (1981) a approximé la courbe d'expansion à une relation hyperbolique de la forme $\sigma_r = \sigma_h + \frac{\varepsilon}{a + b\varepsilon}$

où σ_h est la contrainte horizontale in-situ et a et b 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 : $\tau = \dfrac{a\varepsilon}{(a+b\varepsilon)^2}$ avec $c_u = \tau_{max} = \dfrac{1}{4b}$

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

2.4.1.1.2 Distribution des contraintes dans les milieux infinis

Les auteurs que nous avons cités dans la section précédente se sont intéressés seulement à l'obtention de la courbe contrainte – déformation ainsi que la détermination de la résistance non drainée du sol. Cependant, très peu de tentatives ont été faites pour étudier la distribution des contraintes et des déformations autour d'une cavité cylindrique.

Nous présentons dans ce qui suit trois différentes approches qui concernent la distribution des contraintes dans le milieu infini de sol saturé. Ces approches sont basées sur trois modèles de comportement du squelette qui sont : le modèle linéaire élastique, le modèle élastique parfaitement plastique et le modèle écrouissable de Cam Clay Modifié.

Il faut noter, cependant, que les équations classiques de l'élasticité linéaire, telle que développée par Lamé (1857), ne peuvent pas s'appliquer correctement dans le cas d'un sol saturé en raison de l'existence, dans ce cas, d'un paramètre supplémentaire qui est la pression interstitielle. Afin de surmonter ce problème, Nahra et Frank (1986) ont supposé un comportement élastique ou élastique parfaitement plastique du squelette du sol et non pas du sol même (squelette + eau) ; ainsi, la pression interstitielle u est introduite comme une inconnue supplémentaire du problème à résoudre. Dans ce cas, les équations de

l'élasticité, en déformation plane, seront exprimées en terme de contraintes effectives au lieu de contraintes totales comme :

$$\Delta\sigma'_r = 2G\varepsilon_r + \lambda tr\varepsilon$$
$$\Delta\sigma'_\theta = 2G\varepsilon_\theta + \lambda tr\varepsilon$$
$$\Delta\sigma'_z = 2G\varepsilon_z + \lambda tr\varepsilon$$

où λ et G sont les coefficients de Lamé. $\Delta\sigma'_r$, $\Delta\sigma'_\theta$ et $\Delta\sigma'_z$ sont, respectivement, les variations des contraintes effectives radiale, tangentielle et axiale dans le sol avec, en déformation plane, $\varepsilon_z = 0$.

2.4.1.1.2.1 Solution élastique linéaire

Nous résumons dans ce qui suit les principales formules de la distribution des contraintes totales et effectives en déformation plane :

$$\Delta\sigma_r = \Delta\sigma'_r = 2G\frac{y_n r_i}{r^2}$$

$$\Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma'_\theta = -2G\frac{y_n r_i}{r^2}$$

$$\Delta\sigma_z = \Delta\sigma'_{z\theta} = u = 0$$

2.4.1.1.2.2 Solution élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca

Le critère de Tresca est atteint quand : $\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma'_r - \Delta\sigma'_\theta = 2c_u$

où c_u est la cohésion non drainée du sol.

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)

$$\Delta\sigma_r = \Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma_\theta = -\Delta\sigma'_\theta = c_u\frac{r_p^2}{r^2}$$

$$u = \Delta\sigma_z = \Delta\sigma'_z = 0$$

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

$$\Delta\sigma_r = 2c_u \ln\frac{r_p}{r} + c_u$$

$$\Delta\sigma_\theta = 2c_u \ln\frac{r_p}{r} - c_u$$

$$\Delta\sigma_z = 2c_u \ln\frac{r_p}{r}$$

Les contraintes effectives et la pression interstitielles, 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 :

$$u = 2c_u \ln\frac{r_p}{r}$$

$$\Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma'_\theta = c_u \text{ et } \Delta\sigma'_z = 0$$

2.4.1.1.2.3 Modèle de Cam Clay Modifié

La solution analytique du problème de l'expansion de cavité avec ce modèle n'est pas connue et par conséquent le recours à des méthodes numériques, telle que les éléments finis ou les différences finies, parait indispensable. Les travaux qui ont attiré le plus d'attention dans ce domaine sont ceux de Carter, Randolph et Wroth (1979). Ces auteurs 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 circonférentielless dû à l'expansion de la cavité disparaît à une distance égale à 20 fois le rayon intérieur de la cavité. Quant à la distribution de l'excès de la pression interstitielle, ils ont trouvé qu'elle est quasi linéaire, quand elle est tracée en fonction de $log(r/r_i)$, et atteint la valeur de 0 pour $r/r_i = 10$. Dans un autre article paru dans la même année, Randolph et Wroth 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 et ils en 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 une expansion d'une cavité cylindrique à partir d'un rayon nul ($r_i = 0$) et ils ont étudié la distribution des contraintes et des pressions 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. Ces résultats numériques ont montré que la distribution des contraintes effectives dans la zone d'état critique, immédiatement après l'installation du pieu, peut être donnée comme suit :

$$\sigma'_r = \left[\left(\sqrt{3}/M\right)+1\right]c_u$$

$$\sigma'_\theta = \left[\left(\sqrt{3}/M\right)-1\right]c_u$$

$$\sigma'_z = \left(\sqrt{3}/M\right)c_u$$

$$u = (p'_{ini} - p'_{fin}) + 2c_u \ln(r_p/r) \qquad (2\text{-}20)$$

où $p`_{ini}$ et $p`_{fin}$ sont les contraintes moyennes effectives initiale et finale respectivement, avec $r_p/r = \sqrt{G/c_u}$ dans le cas de l'expansion cylindrique à partir d'un rayon initial nul. Le paramètre M représente la pente de la courbe d'état critique dans le plan ($p`$-q) avec $M = \dfrac{6\sin\phi'}{3-\sin\phi'}$. Cette distribution des contraintes effectives dans la zone critique a été confirmée par les résultats numériques de Baguelin et al. (1986). Cependant ces auteurs ont trouvé que l'excès de la pression interstitielle s'annule à une distance r_u du centre de

la cavité et non pas à r_p comme prédit le modèle élastique parfaitement plastique où r_u pourrait être supérieure ou inférieure à r_p dépendament du signe du terme $(p`_{ini}-p`_{fin})$ dans l'équation (2-20). Il est à noter cependant que la position de $p`_{ini}$ dans le plan $(p`-q)$ dépend du degré de surconsolidation, ainsi, le signe du terme $(p`_{ini} - p`_{fin})$ pourrait être négatif ou positif selon que le sol est légèrement ou très surconsolidé. Ceci implique que, pour une valeur de c_u constante, plus le sol est surconsolidé, plus le terme G/c_u augmente et plus le terme $(p`_{ini}-p`_{fin})$ diminue. Ces deux effets se compensent de manière à ce que la distribution de u ne soit presque pas affectée par l'histoire du sol dans le cas de l'installation d'un pieu.

2.4.1.2 Théorie d'interprétation dans un cylindre creux

Le cylindre creux représente un échantillon de dimension finie qui ne peut représenter le comportement du sol infini et donc les expressions citées auparavant ne peuvent s'appliquer dans ce cas.

2.4.1.2.1 Obtention de la fonction de cisaillement

Juran et BenSaid (1987) ont dérivé la courbe d'expansion obtenue dans un cylindre creux avec la même méthode utilisée pour le milieu infini. Ils ont obtenu ainsi une fonction de cisaillement qu'ils ont appelé apparente τ_{app} (qui n'est pas réelle) mais qui permet facilement, dans un sol élastique parfaitement plastique et en déformation plane, de déterminer les paramètres c_u et G du sol. Selon cette méthode, la contrainte de cisaillement apparente dans la partie élastique de l'expansion est donnée par :

$$\tau_{app} = 2G\varepsilon_i\left(1-\frac{r_i^2}{r_e^2}\right) \qquad (2\text{-}21)$$

Et dans la partie plastique par :

$$\tau_{app} = 2c_u\left(1-\frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \qquad (2\text{-}22)$$

où r_i et r_e sont respectivement le rayon intérieur et extérieur du cylindre creux et ε_i est la déformation au bord intérieur de la cavité.

Nous présenterons dans le chapitre 3 un développement théorique plus général de cette méthode qui tient compte des déformations axiales qui peuvent avoir lieu dans le cylindre creux durant l'expansion.

La seule théorie appliquée au sol qui concerne l'obtention de la fonction de cisaillement dans un échantillon cylindrique creux sans faire d'hypothèse sur la loi de comportement du matériau est celle développée par Silvestri (1998) en se basant sur la théorie de Nadai (1950). La fonction de cisaillement, selon cette théorie, est exprimée en terme de déformations naturelles qui se définissent par $d\bar{\varepsilon} = dl/l$ au lieu de $d\varepsilon = dl/l_0$ qui définit les déformations conventionnelles de Cauchy. La relation entre les deux déformations est la suivante : $\bar{\varepsilon} = \ln(1+\varepsilon)$. Cette fonction, telle qu'exprimée par Silvestri, s'exprime ainsi :

$$\tau_{ri} = q(q-1)\frac{dP}{dq} + \frac{q}{1-\beta+\beta q}\tau_{re} \qquad (2\text{-}23)$$

où les paramètres q et β sont définies comme : $q = \frac{r_i'^2}{r_i^2}$ et $\beta = \frac{r_i^2}{r_e^2}$ où r'_i est le rayon intérieur déformé. τ_{ri} et τ_{re} sont les contraintes de cisaillement agissant aux bord intérieur et extérieur du cylindre creux respectivement. Ainsi, le deuxième terme de l'équation représente l'effet du bord extérieur du cylindre creux.

Cette théorie a été utilisée par Silvestri (1998) et plus tard par Silvestri et Diab (2000) pour analyser, entre autre, des résultats expérimentaux publiés dans la littérature qui sont destinés à simuler l'essai pressiométrique au laboratoire et ont montré que dans bien des cas, le bord extérieur affecte considérablement l'allure de la courbe contrainte – déformation et par conséquent l'interprétation faite avec les théories des milieux infinis fausse complètement l'analyse des résultats. D'autre part, ils ont montré que l'assimilation du comportement réel du sol à une loi élastique parfaitement plastique éloigne les résultats obtenus de la réalité.

2.4.1.2.2 Distribution des contraintes

Les deux théories les plus répandues pour étudier la distribution des contraintes dans un

cylindre creux soumis à une expansion de cavité cylindrique sont basées sur une loi de comportement linéaire élastique et élastique parfaitement plastique. Comme pour le milieu infini, nous allons résumer les formules de la distribution des contraintes totales et effectives, pour ces deux modèles de comportement en déformation plane, qui s'obtiennent en considérant que les lois de comportement correspondent au squelette du sol plutôt qu'au sol même. Dans le chapitre 4 nous présenterons des résultats des simulations numériques effectuées sur le modèle de Cam Clay modifié et nous comparerons ces résultats avec ceux obtenus avec les deux autres modèles.

2.4.1.2.2.1 Solution linéaire élastique

Les pressions interne P_i et externe P_e agissant sur un échantillon de cylindre creux de hauteur H et de rayon interne r_i et externe r_e, induisent, sur un élément de l'échantillon, des incréments de contraintes radiale, circonférencielle et axiale suivants :

$$\Delta\sigma_r = \frac{Pr_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)r^2} - \frac{Pr_i^2}{(r_e^2 - r_i^2)}$$

$$\Delta\sigma_\theta = -\frac{Pr_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)r^2} - \frac{Pr_i^2}{(r_e^2 - r_i^2)} \qquad (2\text{-}24)$$

$$\Delta\sigma_z = -\frac{Pr_i^2}{(r_e^2 - r_i^2)}$$

où P est l'incrément de la pression intérieure qui est égal à P_i - P_e. Les incréments des contraintes effectives et la surpression interstitielle sont :

$$\Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma'_\theta = \frac{Pr_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)r^2},\ \Delta\sigma'_z = 0 \text{ et } u = -\frac{Pr_i^2}{(r_e^2 - r_i^2)} \qquad (2\text{-}25)$$

Il est à noter que la distribution des contraintes à travers un échantillon cylindrique creux telle que développée par Lamé (1852) est la suivante :

$$\sigma_r = A + \frac{B}{r^2} \qquad A = \frac{P_e r_e^2 - P_i r_i^2}{r_e^2 - r_i^2}$$

avec

$$\sigma_\theta = A - \frac{B}{r^2} \qquad B = \frac{r_i^2 r_e^2 (P_i - P_e)}{r_e^2 - r_i^2}$$

$$\sigma_z = \frac{P_e r_e^2 - P_i r_i^2}{r_e^2 - r_i^2}$$

Dans ce cas, la surpression interstitielle ne peut être calculée qu'en utilisant l'équation de Henkel (1960) qui tient compte des trois contraintes principales indépendantes σ_1, σ_2 et σ_3 : $\Delta u = \beta(\Delta\sigma_{oct} + \alpha\Delta\tau_{oct})$

où $\Delta\sigma_{oct}$ et $\Delta\tau_{oct}$ sont respectivement les accroissements de contrainte normale et tangentielle octaédriques, alors que α et β sont les paramètres de Henkel avec β égal à 1 pour un sol saturé. Le paramètre α ne peut être déterminé qu'expérimentalement car il est fonction du cheminement de contrainte suivi et du sol testé.

2.4.1.2.2.2 Solution élastique parfaitement plastique

Quand les deux zones élastique et parfaitement plastique coexistent dans le cylindre creux, on aura :

Pour: $r_p \leq r \leq r_e$ (état élastique)

$$\Delta\sigma_r = c_u\left(\frac{r_p^2}{r^2} - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right)$$

$$\Delta\sigma_\theta = -c_u\left(\frac{r_p^2}{r^2} + \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \qquad (2\text{-}26)$$

$$\Delta\sigma_z = -c_u\frac{r_p^2}{r_e^2}$$

$$\Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma'_\theta = c_u\frac{r_p^2}{r^2} \quad \text{et} \quad u = -c_u\frac{r_p^2}{r_e^2} \qquad (2\text{-}27)$$

ce qui signifie que pour une pression intérieure P_i donnée, la pression interstitielle dans la zone élastique est constante.

Pour: $r_i \leq r \leq r_p$ (état plastique)

$$\Delta\sigma_r = 2c_u \ln\frac{r_p}{r} + c_u\left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right)$$

$$\Delta\sigma_\theta = 2c_u \ln\frac{r_p}{r} + c_u\left(-1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \qquad (2\text{-}28)$$

La difficulté principale dans le calcul des contraintes dans la zone plastique réside dans le calcul de $\Delta\sigma_z$. Nadai (1930) a fait l'hypothèse selon laquelle la composante élastique de la déformation dans la zone plastique est négligée et ainsi il a exprimé $\Delta\sigma_z$ comme étant la contrainte moyenne qui vaut la demi-somme des deux autres contraintes principales. Cela se traduit par :

$$\Delta\sigma_z = \frac{1}{2}(\Delta\sigma_r + \Delta\sigma_\theta) = 2c_u \ln\frac{r_p}{r} - c_u\frac{r_p^2}{r_e^2} \qquad (2\text{-}29)$$

Étant donné que $\Delta\sigma_z = \mu(\Delta\sigma_r + \Delta\sigma_\theta)$ dans la zone élastique, la continuité sur la frontière élastique/plastique est assurée quand $\mu = 0.5$.

Comme dans le cas d'un milieu infini, les contraintes effectives ne peuvent être calculées qu'en faisant l'hypothèse que la contrainte effective moyenne reste constante durant l'expansion de la cavité. Dans ce cas, l'excès de la pression interstitielle sera égal au changement de la contrainte totale moyenne : $u = \dfrac{\Delta\sigma_r + \Delta\sigma_\theta + \Delta\sigma_z}{3}$,

D'où : $u = 2c_u \ln\dfrac{r_p}{r} - c_u\dfrac{r_p^2}{r_e^2}$ (2-30)

Ainsi, les incréments de contraintes effectives seront :

$$\Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma'_\theta = c_u \text{ et } \Delta\sigma'_z = 0 \qquad (2\text{-}31)$$

Ceci signifie que les contraintes effectives sont constantes dans la zone plastique.

On note, cependant, qui si la démarche précédente était suivie en terme de contrainte totale, les expressions de la surpression interstitielle correspondant à chacune des phases seront obtenues en remplaçant les contraintes principales σ_1, σ_2 et σ_3 dans l'équation de Henkel par les expressions de σ_r, σ_θ et σ_z correspondantes à chacune des deux phases respectivement pour obtenir :

Dans la phase élastique : $\Delta u = \left[\alpha\sqrt{3}\dfrac{r_e^2}{r^2} - 1\right]\dfrac{r_i^2}{r_e^2 - r_i^2}(P_i - P_e)$

Dans la phase plastique : $$\Delta u = \left[\alpha\sqrt{3} - \left(\frac{r_p}{r_e}\right)^2 + \ln\left(\frac{r_p}{r}\right)^2\right] c_u$$

où l'expression de Δu dépend du paramètre α qui ne pourra être déterminé qu'expérimentalement.

2.4.1 Essais expérimentaux

Dans la littérature on trouve que les essais d'expansion de cavité cylindrique dans un milieu infini sont très nombreux puisque ces essais servent à analyser les essais pressiométrique in-situ. Etant donné qu'un des défis majeurs de cette étude est de pouvoir mesurer des pressions interstitielles, négatives ou positives, se développant à l'intérieur même d'un cylindre creux soumis à expansion, nous allons nous limiter, dans cette section, à citer seulement les articles qui traitent du sujet dans le cas d'un milieu infini et dans le cas d'un cylindre creux.

Huang et al. (1988) ont simulé l'essai pressiométrique au laboratoire en fabriquant un système de chambre de calibration capable de satisfaire à deux types de conditions aux limites : a) déformation latérale nulle avec une contrainte verticale constante qui va servir à consolider l'échantillon d'argile (consolidation K_0) et b) contraintes latérale et verticale constantes qui vont servir à effectuer l'essai pressiométrique à déformation contrôlée. Ils ont inséré dans leur montage des piézomètres métalliques de 0.762 mm de diamètre connectés à des contrôleurs de lecture de pression. Les extrémités ouvertes de ces piézomètres ont été remplies avec de la fibre de bronze qui va agir comme un filtre. L'échantillon de sol a une hauteur de 370 mm et un diamètre de 200 mm. Le pressiomètre a un diamètre de 11.1 mm et une longueur de 112 mm. Ce même modèle a été repris par Penumadu et Chameau (1998) qui ont automatisé le système pour assurer une déformation latérale nulle du mur flexible de la chambre durant la consolidation K_0 et en utilisant un système d'acquisition de donnés contrôlé par ordinateur pour l'essai du pressiomètre. Dans ce nouveau montage, les piézomètres consistent en des aiguilles métalliques enfoncées dans l'échantillon à 20, 27 et 44 mm du centre du pressiomètre. Les extrémités des piézomètres, de longueur de 160 mm, sont remplies avec une matière

de polyéthylène plastique poreuse. Le montage original a été utilisé par Huang et al. (1991) et plus tard par Penumadu et Chameau (1997) pour étudier particulièrement l'influence de la vitesse de chargement sur les paramètres G et c_u dans le cas d'une argile normalement consolidée et une argile ayant un OCR de 10. Ainsi, des essais ont été réalisés, à déformation contrôlée, avec une vitesse qui variait de 0.73%/min à 8.22%/min. Ces auteurs ont trouvé que G et c_u augmentent sensiblement avec la vitesse de l'essai pour les argiles normalement consolidées et moins sensiblement pour l'argile surconsolidé. La pression limite Pl, quant à elle, est beaucoup moins sensible à la vitesse. Les mesures de pressions interstitielles ont été effectuées seulement sur l'argile normalement consolidée. Les résultats ont montré qu'une diminution de la vitesse fait diminuer la pression interstitielle. Par exemple, quand la vitesse de chargement passe de 1.61%/min à 8.22%/min, u mesurée à une distance de 3.5 cm du centre de la cavité a augmenté de 15 kPa à 32 kPa. La distribution de pression interstitielle pour une vitesse de 0.73%/min a été comparée avec les résultats numériques de Randolph et al.(1979). Cette comparaison a montré que la pression de l'eau mesurée autour du pressiomètre est très inférieure à celle prédite par Randolph et al..

Ali (1987), et Anderson et al. (1987) et (1988) ont effectué des essais d'expansion, à charge contrôlée et à déformation contrôlée, sur des échantillons cylindriques creux d'argile normalement consolidée. Les rayons intérieur et extérieur de l'échantillon étaient de 1.25 et 7.5 cm respectivement. Le rayon intérieur a été voulu être très largement inférieur au rayon extérieur afin de simuler l'essai pressiométrique. Les résultats d'expansion ont été interprétés avec les théories développées pour les milieux infinis. Des mesures de pression interstitielle ont été effectuées à l'aide d'aiguilles insérées verticalement dans l'échantillon sur le bord de la cavité et à des distances de 3 et 5.5 cm. Les essais à charge contrôlée ont été faits en augmentant la pression intérieure par des incréments de 10 et de 30 kPa avec un temps d'arrêt, après chaque incrément, qui variait d'un essai à l'autre entre 15 secs et 2 min. La vitesse des essais à déformation contrôlée variait entre 0.2%/min et 4%/min. Les résultats ont montré que la pression interstitielle diminuait même entre un temps d'arrêt de 15 secs et de 30 secs indiquant qu'une

dissipation de pression interstitielle a lieu, surtout proche de la cavité, même pour les essais les plus rapides. Les résultats ont été comparés avec des résultats de simulations numériques obtenues à l'aide d'un programme d'éléments finis qui tient compte du fluage et de la consolidation. Cette comparaison a montré une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques indiquant ainsi que la dissipation de pression interstitielle est due, à la fois, au phénomène de fluage et à une consolidation locale autour de la cavité.

Juran et BenSaid (1987) ont effectué des essais d'expansion sur des échantillons cylindriques creux ayant des rayons intérieur et extérieur de 1 et 5 cm respectivement. Trois petites pierres poreuses, connectées à des contrôleurs de lecture de pression, ont été installées sur la base à des distances de 1.6, 3.0 et 4.4 cm du centre de la cavité. Plusieurs types de chargement ont été réalisés avec le cylindre creux. Ces chargements consistaient à faire des essais d'expansion non drainés en 2 étapes interrompues par une phase de consolidation à des pressions intérieure et extérieure différentes. L'argile utilisée dans ces essais était normalement consolidée. Les mesures de u ont servi, d'une part, à déterminer le paramètre de Henkel (α) qui correspondait le mieux aux résultats expérimentaux et, d'autre part, à tracer le cheminement des contraintes effectives dans le plan (p'-q) pour les différents types de chargement. Les contraintes totales radiales et tangentielles ont été calculées en considérant un comportement élastique parfaitement plastique du sol.

CHAPITRE 3
THEORIES D'INTERPRETATION

3.1 Introduction

Nous avons vu dans la revue bibliographique que l'hypothèse de base commune à toutes les théories d'interprétation, dans les milieux infinis comme dans le cylindre creux, est que les déformations sont planes. Or, si cette hypothèse est tout à fait justifiée lors de l'interprétation de l'essai pressiométrique dans un milieu infini où les déformations axiales sont négligeables, elle ne l'est pas dans un cylindre creux de dimension finie où, dans certains cas, la hauteur de l'échantillon peut diminuer. Dans ce dernier cas, il est très difficile de réaliser un essai en déformation plane étant donné la difficulté de retenir un échantillon de sol par les extrémités afin d'empêcher un tel mouvement. Ainsi, les équations du chapitre 2 ne sont plus valables d'où on voit l'importance de connaître l'évolution et la distribution des contraintes dans le cas général où les déformations axiales sont permises.

D'autre part, nous avons vu que les études sur la distribution des contraintes autour d'une cavité en expansion, dans les milieux infinis comme dans le cylindre creux, ne sont faites qu'en considérant un comportement idéalisé du sol alors que les théories concernant l'obtention de la fonction de cisaillement n'ont été développées que pour le milieu infini. Ainsi, à l'exception de la théorie de Nadai (1950), l'effet des dimensions de l'échantillon n'est aucunement prise en compte dans l'analyse de la courbe d'expansion.

Dans la perspective d'assurer, donc, une meilleure compréhension de la réponse du sol durant une expansion de cavité cylindrique dans un essai triaxial sur cylindre creux, nous allons, dans un premier temps, étudier l'évolution et la distribution des contraintes totale et effective dans un échantillon cylindrique creux dans le cas général où les déformations axiales sont permises en nous basant sur des lois de comportement idéalisé du matériau, telles que le modèle linéaire élastique et élastique parfaitement plastique alors que dans le chapitre 4, nous présenterons des simulations numériques faites à l'aide du modèle de Cam Clay Modifié, permettant ainsi de comparer les résultats des différents

modèles de comportement. Dans un deuxième temps, nous allons développer une procédure générale pour déduire la courbe contrainte – déformation et la distribution des contraintes dans un cylindre creux sans faire d'hypothèse préalable sur les lois constitutives du matériau. Nous allons voir également que ces équations peuvent être généralisées pour être appliquées dans le cas du milieu infini.

Pour tout le développement théorique qui suit, nous considérons les hypothèses suivantes :

→ L'échantillon d'argile est homogène et isotrope.

→ L'échantillon d'argile est saturé.

→ L'eau interstitielle et les particules solides sont incompressibles.

→ L'échantillon est soumis à une pression intérieure croissante et une pression extérieure constante.

Il est clair que la différence entre la pression intérieure P_i et extérieure P_e, même en absence d'un moment de torsion M, donne une distribution des contraintes et des déformations non uniformes à travers un échantillon cylindrique creux. Dans les deux sections qui suivent, nous allons étudier cette distribution dans le cas général où le mouvement axial est permis et dans le cas particulier de déformation plane.

3.2 Distribution des déformations dans un cylindre creux

Le cylindre creux est chargé de telle sorte que les conditions de chargement sont indépendantes de la coordonnée z qui représente l'axe de la cavité et par conséquent les déformations radiale ε_r et tangentielle ε_θ sont indépendantes de z. De plus, du fait de la géométrie symétrique du cylindre creux, les composantes de la déformation :

$\varepsilon_{rz} = \varepsilon_{zr} = \varepsilon_{\theta z} = \varepsilon_{z\theta} = 0$.

Les équations cinématiques, dans le cas général, s'expriment comme suit :

$$\varepsilon_r = \frac{\partial y_r}{\partial r},\ \varepsilon_\theta = \frac{y_r}{r} + \frac{1}{r}\frac{\partial y_\theta}{\partial \theta} \text{ et } \varepsilon_z = \frac{\partial y_z}{\partial z} \qquad (3\text{-}1)$$

où y_r, y_θ et y_z sont les déplacements radial, tangentiel et axial au rayon r. Dans notre cas, du fait de la symétrie de révolution, le déplacement tangentiel y_θ est égal à zéro. Et par conséquent, ε_θ s'exprime ainsi : $\varepsilon_\theta = \frac{y_r}{r}$

D'autre part, étant donné que les déformations axiales qui se développent à travers le cylindre creux durant l'expansion sont largement inférieures aux déformations radiales et tangentielles, nous allons, dans ce qui suit, faire l'hypothèse que chaque plan transversal au cylindre creux reste plan durant l'expansion. Ceci implique que ε_z reste uniforme à travers tout plan transversal à l'échantillon durant toutes les étapes de l'expansion. De plus, puisque les conditions de chargement sont identiques pour chaque section de coordonné z, ε_z est la même quelque soit la coordonnée z ; par conséquent, pour une pression intérieure P_i donnée, $\varepsilon_z = {dy_z}/{dz} = cst.$ à travers l'échantillon.

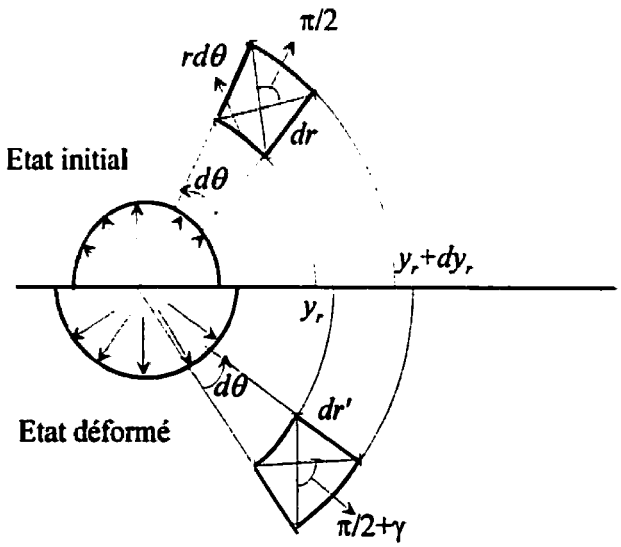


Figure (3-1) : déformation d'un élément initialement carré lors d'une expansion de cavité cylindrique

Comme le montre la figure (3-1), le volume initial d'un élément du cylindre creux situé à une distance r du centre de la cavité, de hauteur dz, de largeur dr et faisant un angle $d\theta$ à partir du centre de la cavité est : $v_0 = r.d\theta.dr.dz$. Cet élément sera, après distorsion, situé à une distance r' du centre de la cavité, aura une hauteur $(1+\varepsilon_z)dz$, une largeur de dr' et par conséquent un volume donné par : $v = r'.d\theta.dr'.dz(1+\varepsilon_z)$. Ainsi le rapport de changement de volume sera :

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{r'dr'(1+\varepsilon_z)}{rdr} - 1 \qquad (3\text{-}2)$$

À partir des équations cinématiques, avec quelques manipulations géométriques, on peut écrire :

$dr' = (1+\varepsilon_r)$

$r' = (1+\varepsilon_\theta)\dfrac{dr}{d\theta} \Rightarrow \dfrac{r'dr'}{rdr} = (1+\varepsilon_r)(1+\varepsilon_\theta)$. En remplaçant dans l'équation (3-2),

on obtient : $\dfrac{\Delta v}{v_0} + 1 = (1+\varepsilon_r)(1+\varepsilon_\theta)(1+\varepsilon_z)$ (3-3)

Quand le changement de volume n'est pas permis ($\Delta v = 0$), l'équation (3-3) sera :

$$(1+\varepsilon_r)(1+\varepsilon_\theta)(1+\varepsilon_z) = 1 \qquad (3\text{-}4)$$

Cette équation représente la condition d'incompressibilité du matériau. En petite déformation, les termes des deuxième et troisième degrés sont négligés et la relation (3-4) sera exprimée comme : $\varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z = 0$ (3-5)

En remplaçant (3-1) dans (3-5), la condition d'incompressibilité donne :

$$\frac{dy_r}{dr} + \frac{y_r}{r} = cst. \qquad (3\text{-}6)$$

En dérivant (3-6) par rapport à r, on a :

$$\frac{d^2 y_r}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dy_r}{dr} - \frac{y_r}{r^2} = 0 \qquad (3\text{-}7)$$

La solution de l'équation (3-7) s'écrit comme suit :

$$y_r = Ar + \frac{B}{r} \qquad (3\text{-}8)$$

Par conséquent, les déformations ε_r, ε_θ et ε_z seront données par :

$$\varepsilon_r = A - \frac{B}{r^2}, \quad \varepsilon_\theta = A + \frac{B}{r^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon_z = -(\varepsilon_r + \varepsilon_\theta) = -2A = cst. \qquad (3\text{-}9)$$

Les conditions aux limites sont :

Pour $r = r_i$, $y_{ri} = Ar_i + \dfrac{B}{r_i}$

Pour $r = r_e$, $y_{re} = Ar_e + \frac{B}{r_e}$

En manipulant ces deux dernières équations, nous exprimons les deux constantes A et B en fonction de y_{ri} et y_{re} comme suit :

$$A = \frac{y_{ri}r_i - y_{re}r_e}{r_i^2 - r_e^2} \text{ et } B = \frac{y_{ri}r_e - y_{re}r_i}{(r_e/r_i) - (r_i/r_e)} \tag{3-10}$$

On voit bien que la valeur de A, selon qu'elle soit négative ou positive, détermine la tendance de l'échantillon à s'allonger ou à se rétrécir.

Dans le cas de déformation plane, $\varepsilon_z = 0$ et par conséquent la condition d'incompressibilité en petite déformation s'exprimera comme $\varepsilon_r + \varepsilon_\theta = 0$. En remplaçant (3-1) dans cette dernière expression, on obtient :

$\frac{dy_r}{dr} + \frac{y_r}{r} = 0$ dont la solution est $y_r = \frac{Const.}{r}$

Pour $r = r_i$: $y_r(r_i) = y_{ri} \Rightarrow y_r = y_{ri}\frac{r_i}{r}$

D'où : $\varepsilon_r = y_{ri}\frac{r_i}{r^2}$ et $\varepsilon_\theta = -y_{ri}\frac{r_i}{r^2}$ (3-11)

On remarque que, dans ce cas, la condition d'incompressibilité implique que $\varepsilon_r = -\varepsilon_\theta$. Ceci ne s'applique évidement pas dans le cas général où $\varepsilon_z \neq 0$.

3.3 Relations entre le volume de la cavité et le déplacement radial

Si V_i et ΔV sont le volume initial de la cavité intérieure du cylindre creux et la variation du volume à un moment donné, on pourra écrire :

$$\frac{\Delta V}{V_i} = \frac{(r_i + y_{ri})^2(1+\varepsilon_z) - r_i^2}{r_i^2} \tag{3-12}$$

d'où $\boxed{y_{ri} = r_i\frac{\sqrt{(V_i + \Delta V)}}{\sqrt{V_i(1+\varepsilon_z)}} - r_i}$ (3-13)

$\left(\Delta V/V_i\right)$ peut également être exprimé en fonction de la déformation tangentielle au bord de la cavité ε_i. Cette déformation tangentielle est égale à $\varepsilon_i = \frac{y_n}{r_i}$ qu'on remplace dans (3-12) pour obtenir :

$$\frac{\Delta V}{V_i} = (1+\varepsilon_z)(1+\varepsilon_i)^2 - 1 \qquad (3\text{-}14)$$

En petite déformation (en négligeant les termes de second degré), l'équation (3-14) devient : $\frac{\Delta V}{V_i} = \varepsilon_z + 2\varepsilon_i$ (3-15)

En cas de déformation plane, ε_z = 0 et par conséquent les équations (3-12) et (3-14) deviendront :

$$\frac{\Delta V}{V_i} = \frac{(r_i + y_n)^2 - r_i^2}{r_i^2} = (1+\varepsilon_i)^2 - 1 \qquad (3\text{-}16)$$

et l'équation (3-13) s'écrira comme :

$$y_n = \frac{r_i}{\sqrt{1 - \frac{\Delta V}{V_i + \Delta V}}} - r_i$$

En petite déformation, l'équation (3-15), ou encore l'équation (3-16), donne:

$$\frac{\Delta V}{V_i} = 2\varepsilon_i$$

3.4 Distribution des contraintes dans un cylindre creux

Lors d'une expansion de cavité cylindrique, si on considère un intervalle de temps (t, t_0) durant lequel un point se déplace d'une distance y_r, de sa position originale r à sa position actuelle r`, où $r$ et $r$` sont les distances respectives du centre de la cavité, l'équation générale de l'équilibre statique en ce point, en terme de contrainte totale $\sigma(r',t)$, s'écrit comme :

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r'} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r'} = 0 \qquad (3\text{-}17)$$

Étant donné que nous sommes intéressés aux incréments des contraintes plutôt qu'aux contraintes mêmes, nous allons exprimer l'équation d'équilibre en terme d'incrément de contrainte totale ($\Delta\sigma$) où $\Delta\sigma = \sigma(r',t) - \sigma(r,t_0)$. On peut démontrer facilement que :

$$\frac{\partial \Delta\sigma_r}{\partial r'} + \frac{\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta}{r'} = \left\{\frac{\partial \sigma_r(r',t)}{\partial r'} + \frac{\sigma_r(r',t) - \sigma_\theta(r',t)}{r'}\right\} - \left\{\frac{\partial \sigma_r(r,t_0)}{\partial r} + \frac{\sigma_r(r,t_0) - \sigma_\theta(r,t_0)}{r}\right\}$$

Il est clair que, selon l'équation (3-17), le premier terme entre accolade est égal à 0, le deuxième terme entre accolade disparaît également puisque l'équilibre existait au début de l'incrément. On aura, donc, l'équation d'équilibre en terme d'incrément de contraintes totales, qui sera utilisée tout au long du chapitre, comme suit :

$$\frac{\partial \Delta\sigma_r}{\partial r'} + \frac{\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta}{r'} = 0 \qquad (3\text{-}18)$$

Si on considère le cas de petite déformation qui suppose que $r \approx r'$, l'équation (3-18) s'exprimera comme : $\frac{\partial \Delta\sigma_r}{\partial r} + \frac{\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta}{r} = 0$ (3-19)

Nous allons développer, dans ce qui suit, la distribution des contraintes totales et effectives dans un cylindre creux dans le cas où les déformations axiales sont libres en considérant, dans un premier temps, une loi de comportement linéaire élastique et, dans un deuxième temps, un comportement élastique parfaitement plastique. Afin de pouvoir étudier l'évolution et la distribution des pressions interstitielles, nous allons exprimer les équations d'élasticité en terme de contraintes effectives considérant ainsi que la loi de comportement correspond au squelette du sol plutôt qu'au sol même.

3.4.1 Solution élastique linéaire

En élasticité, un mouvement axial libre implique que $\Delta\sigma_z$ est égal à zéro à travers l'échantillon. Par conséquent, on est en condition de contrainte plane. Les équations de l'élasticité linéaire, dans ce cas, en terme de contraintes effectives s'expriment comme suit :

$$\Delta\sigma'_r = \frac{E}{1-\mu^2}(\varepsilon_r + \mu\varepsilon_\theta) \qquad (3\text{-}20)$$

$$\Delta\sigma'_\theta = \frac{E}{1-\mu^2}(\varepsilon_\theta + \mu\varepsilon_r)$$

où $E = 2G(1+\mu)$

En condition non drainée, le coefficient de Poisson μ est considéré égal à 0.5 et par conséquent : $E = 3G$. En remplaçant les équations (3-9) dans les équations (3-20) nous aurons :

$$\Delta\sigma'_r = 2GB\left(\frac{3A}{B} - \frac{1}{r^2}\right) \text{ et } \Delta\sigma'_\theta = 2GB\left(\frac{3A}{B} + \frac{1}{r^2}\right) \qquad (3\text{-}21)$$

D'autre part, l'équation d'équilibre en terme d'incrément de contraintes effectives s'écrit :

$$\frac{\partial\Delta\sigma_r}{\partial r} + \frac{\Delta\sigma'_r - \Delta\sigma'_\theta}{r} = 0 \qquad (3\text{-}22)$$

avec $\Delta\sigma_r = \Delta\sigma'_r + u$ et $\Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma'_\theta + u$

Le terme $\Delta\sigma'_r - \Delta\sigma'_\theta$, à partir de (3-21), s'écrit comme :

$$\Delta\sigma'_r - \Delta\sigma'_\theta = -4G\frac{B}{r^2} \qquad (3\text{-}23)$$

En remplaçant l'équation (3-23) dans l'équation d'équilibre (3-22), nous obtiendrons :

$\frac{\partial\Delta\sigma_r}{\partial r} = 4G\frac{B}{r^3} \Rightarrow \Delta\sigma_r = -2G\frac{B}{r^2} + K$ où K est une constante d'intégration.

Les conditions aux limites sont :

- Au bord extérieur de la cavité ($r = r_e$), on a :

$\Delta\sigma_r(r_e) = 0 \Rightarrow K = 2G\frac{B}{r_e^2}$; ceci nous permet d'exprimer $\Delta\sigma_r$ comme suit :

$$\Delta\sigma_r = 2GB\left(\frac{1}{r_e^2} - \frac{1}{r^2}\right) \qquad (3\text{-}24)$$

- Au bord intérieur de la cavité ($r = r_i$), on a :

$$\Delta\sigma_r(r_i) = P = 2GB\left(\frac{1}{r_e^2} - \frac{1}{r_i^2}\right) \qquad (3\text{-}25)$$

En remplaçant l'expression de $2GB$, obtenue à partir de l'équation (3-25), dans (3-24), on obtient la distribution de la contraintes radiale totale en fonction de P, r_i et r_e comme suit :

$$\Delta\sigma_r = \frac{\mathrm{Pr}_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)r^2} - \frac{\mathrm{Pr}_i^2}{(r_e^2 - r_i^2)} \qquad (3\text{-}26)$$

La pression interstitielle u ($= \Delta\sigma_r - \Delta\sigma'_r$) est calculée en se servant des deux équations (3-21) et (3-24) comme suit :

$u = 2GB\left(\frac{1}{r_e^2} - \frac{3A}{B}\right)$ ou encore :

$$\boxed{u = \frac{\mathrm{Pr}_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)}\left(\frac{3A}{B} - \frac{1}{r_e^2}\right)} \qquad (3\text{-}27)$$

Ainsi la distribution de l'accroissement des contraintes effectives radiales et tangentielles sera donnée par :

$$\boxed{\Delta\sigma'_r = \frac{\mathrm{Pr}_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)}\left(\frac{1}{r^2} - \frac{3A}{B}\right)}$$

$$\boxed{\Delta\sigma'_\theta = -\frac{\mathrm{Pr}_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)}\left(\frac{3A}{B} + \frac{1}{r^2}\right)} \qquad (3\text{-}28)$$

et par conséquent : $\Delta\sigma_\theta = -\frac{\mathrm{Pr}_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)r^2} - \frac{\mathrm{Pr}_i^2}{(r_e^2 - r_i^2)}$ (3-29)

Le mouvement axial est libre et donc $\Delta\sigma_z = 0$ ce qui implique que $\Delta\sigma'_z = -u$

On remarque que l'accroissement des contraintes totales radiale $\Delta\sigma_r$ et tangentielle $\Delta\sigma_\theta$ sont les mêmes que dans le cas de déformation plane. D'autre part, la pression interstitielle u, pour une pression intérieure donnée, est constante à travers l'échantillon et s'exprime en fonction des paramètres A et B. De plus, contrairement au cas de déformation plane où la somme des incréments des contraintes effectives est nulle ($\sum\Delta\sigma' = \Delta\sigma'_r + \Delta\sigma'_\theta + \Delta\sigma'_z = 0$), cette somme est fonction de la pression P, et donc des

paramètres A et B, dans le cas des contraintes plane. Cette somme est égale

$$\text{à} \sum \Delta\sigma' = \frac{\mathrm{Pr}_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2)}\left(\frac{1}{r_e^2} - \frac{9A}{B}\right) \qquad (3\text{-}30)$$

3.4.2 Solution élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca

L'application du critère de Tresca dans le cas où le mouvement axial est libre est basée sur l'hypothèse selon laquelle la contrainte axiale σ_z reste, tout au long de l'essai et dans chaque élément de l'échantillon, la contrainte principale intermédiaire.

Lors de l'expansion de la cavité, tant que le critère de Tresca n'est pas atteint, le comportement du sol est linéaire élastique avec $\Delta\sigma'_r - \Delta\sigma'_\theta = -4G\frac{B}{r^2}$. La plastification commence au bord de la cavité ($r = r_i$) quand $\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta = 2c_u$ ou $\Delta\sigma'_r - \Delta\sigma'_\theta = 2c_u$ et par conséquent quand $-4G\frac{B}{r_i^2} = 2c_u$ ou $2GB = -c_u r_i^2$ où c_u est la cohésion non drainée du sol. La pression P qui correspond au début de la plastification sera donnée par (équation (3-24)) :

$$P = c_u\left(1 - \frac{r_i^2}{r_e^2}\right) \qquad (3\text{-}31)$$

À partir de ce moment, la zone plastique commence à se propager au fur et à mesure que l'expansion progresse. Tant que le rayon plastique r_p n'a pas atteint le bord extérieur de l'échantillon, deux zones de comportements différents coexistent : une zone de comportement linéaire élastique et une zone de comportement parfaitement plastique.

À la frontière entre ces deux zones ($r = r_p$), l'équation (3-31) s'écrira :

$$\Delta\sigma_r(r_p) = c_u\left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \qquad (3\text{-}32)$$

- Pour: $r_p \leq r \leq r_e$ (état élastique)

Les incréments de la contrainte effective radiale $\Delta\sigma'_r$ et tangentielle $\Delta\sigma'_\theta$ ainsi que la pression interstitielle u s'obtiennent en remplaçant dans les équations (3-28) et (3-27) P par l'équation (3-32) et r_i par r_p. Ceci donne :

$$\Delta\sigma'_r = c_u r_p^2\left(\frac{1}{r^2} - \frac{3A}{B}\right) \tag{3-33}$$

$$\Delta\sigma'_\theta = -c_u r_p^2\left(\frac{1}{r^2} + \frac{3A}{B}\right) \tag{3-34}$$

$$u = c_u r_p^2\left(\frac{3A}{B} - \frac{1}{r_e^2}\right) \tag{3-35}$$

Ce qui signifie que pour une pression intérieure donnée, la pression interstitielle dans la zone élastique est constante. En terme de contraintes totales, $\Delta\sigma_r$ et $\Delta\sigma_\theta$ seront donnés par : $\Delta\sigma_r = c_u r_p^2\left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_e^2}\right)$, $\Delta\sigma_\theta = -c_u r_p^2\left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_e^2}\right)$ et $\Delta\sigma_z = 0$ (3-36)

Ces deux dernières expressions sont les mêmes que dans le cas de déformation plane alors que $\Delta\sigma'_z = -u$.

- Pour: $r_i \le r \le r_p$ (état plastique)

L'équation d'équilibre (3-17) s'écrit :

$$\frac{\partial\Delta\sigma_r}{\partial r} + \frac{\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta}{r} = \frac{\partial\Delta\sigma_r}{\partial r} + \frac{2c_u}{r} = 0 \tag{3-37}$$

l'intégration de l'équation (3-37) donne :

$$\Delta\sigma_r = -2c_u \ln r + K$$

où K est une constante d'intégration.

À la limite entre zones élastique et plastique ($r = r_p$), on pourra écrire en se servant des équations (3-36) :

$$\Delta\sigma_r(r_p) = c_u\left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) = -2c_u \ln r_p + K$$

$$\text{d'où } \Delta\sigma_r = 2c_u \ln\frac{r_p}{r} + c_u\left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \tag{3-38}$$

L'incrément de la contrainte tangentielle est donné par : $\Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma_r - 2c_u$. En remplaçant (3-38) dans cette dernière expression on obtient :

$$\Delta\sigma_\theta = 2c_u \ln\frac{r_p}{r} + c_u(-1-\frac{r_p^2}{r_e^2}) \qquad (3\text{-}39)$$

Ainsi au bord de la cavité on aura :

$$P = 2c_u \ln\frac{r_p}{r_i} + c_u(1-\frac{r_p^2}{r_e^2})$$

Les incréments des contraintes effectives ont été obtenus, dans le cas de déformation plane, en faisant l'hypothèse que, comme dans la phase élastique où la somme des incréments des contraintes effectives $\sum\Delta\sigma'$ est égale à 0, cette somme reste égale à 0 dans la phase plastique. Dans le cas où le mouvement axial est permis, $\sum\Delta\sigma'$ est fonction de la pression P et s'exprime selon l'équation (3-30). Afin de pouvoir exprimer les incréments de contraintes effectives dans la zone plastique, nous faisons une hypothèse parallèle à celle des déformations planes et qui consiste à dire que dans le cas où le mouvement axial est permis, $\sum\Delta\sigma'$ continue à s'exprimer selon l'équation (3-30), obtenue dans le cas élastique, même dans la phase plastique. Donc la pression interstitielle u ($3u = \sum\Delta\sigma - \sum\Delta\sigma'$) sera donnée, dans un élément proche d'une des extrémités ($\Delta\sigma_z$=0), par :

$$3u = 2c_u\left(2\ln\frac{r_p}{r} - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) - c_u r_p^2\left(\frac{1}{r_e^2} - \frac{9A}{B}\right)$$

En simplifiant l'expression de u on obtient :

$$\boxed{u = c_u r_p^2\left(\frac{2}{r_p^2}\ln\frac{r_p}{r} - \frac{1}{r_e^2} + \frac{3A}{B}\right)} \qquad (3\text{-}40)$$

Pour $r = r_p$, $u = c_u r_p^2\left(\frac{3A}{B} - \frac{1}{r_e^2}\right)$ ainsi la continuité est assurée avec le sol qui est en phase élastique.

Finalement les incréments de contrainte effective radial et tangentiel s'exprimeront ainsi :

$$\boxed{\Delta\sigma_r' = \frac{2}{3}c_u \ln\left(\frac{r_p}{r}\right) + c_u\left[1 - r_p^2\frac{3A}{B}\right]} \qquad (3\text{-}41)$$

$$\boxed{\Delta\sigma'_\theta = \frac{2}{3}c_u \ln\left(\frac{r_p}{r}\right) + c_u\left[-1 - r_p^2\frac{3A}{B}\right]} \qquad (3\text{-}42)$$

3.4.3 Détermination du rayon plastique r_p

3.4.3.1 Cas de mouvement axial permis

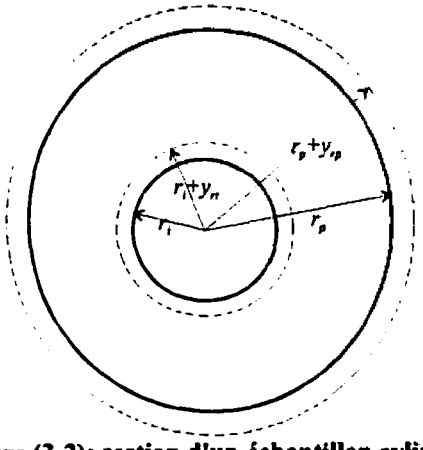


Figure (3-2): section d'un échantillon cylindrique creux située entre r_i et r_p

Dans les conditions non drainées, le volume du cylindre, de longueur unitaire, compris entre r_i et r_p (voir figure (3-2)) est égal au volume compris entre r_i+y_{ri} et r_p+y_{rp}, avec une longueur de $(1+\varepsilon_z)$, donc :

$$(1+\varepsilon_z)\left[(r_p+y_{rp})^2 - (r_i+y_{ri})^2\right] = r_p^2 - r_i^2 \qquad (3\text{-}43)$$

Posons $C = 1+\varepsilon_z$

En simplifiant l'équation (3-43), on obtient :

$$C(r_i+y_{ri})^2 - r_i^2 = Cr_p^2 - r_p^2 + 2Cy_{rp}r_p\left(1+\frac{y_{rp}}{2Cr_p}\right) \qquad (3\text{-}44)$$

Au début de l'expansion, le comportement du sol, à travers l'échantillon, est linéaire élastique, le déplacement radial y_r pour un élément situé à une distance r du centre de la cavité est donné par la formule générale suivante :

$$y_r = -\mu\varepsilon_z r + \frac{(1+\mu)P}{E\left(r_e^2/r_i^2 - 1\right)}\left\{(1-2\mu)r + \frac{r_e^2}{r}\right\} \qquad (3\text{-}45)$$

Dès que le critère de Tresca est atteint au bord de la cavité, la plastification commence à se propager au fur et à mesure que l'expansion progresse. Le déplacement radial dans la zone élastique pourra s'exprimer à l'aide de l'équation (3-45) comme :

$$y_r = -\mu\varepsilon_z r + \frac{(1+\mu)\Delta\sigma_r(r_p)}{E\left(r_e^2/r_p^2 - 1\right)}\left\{(1-2\mu)r + \frac{r_e^2}{r}\right\} \tag{3-46}$$

Cependant, la différence entre les deux incréments de contraintes principales, majeure et mineure, dans la zone élastique, peut s'exprimer comme :

$$\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta = \frac{2\Delta\sigma_r(r_p)r_e^2}{r^2}\left(\frac{r_e^2}{r_p^2} - 1\right) \tag{3-47}$$

À la frontière entre la zone élastique et plastique, $\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta = 2c_u$ qu'on remplace dans (3-47) pour avoir :

$$\frac{\Delta\sigma_r(r_p)}{\left(r_e^2/r_p^2 - 1\right)} = \frac{c_u r_p^2}{r_e^2} \tag{3-48}$$

En remplaçant (3-48) dans (3-46) on obtient l'expression du déplacement y_r dans la zone élastique en fonction de r_p et c_u comme :

$$y_r = -\mu\varepsilon_z r + \frac{(1+\mu)c_u r_p^2}{Er_e^2}\left\{(1-2\mu)r + \frac{r_e^2}{r}\right\} \tag{3-49}$$

Pour $\mu = 0.5$, $E = 3G$. Ainsi, l'expression de y_{rp} s'obtient en remplaçant r par r_p dans (3-49) comme :

$$y_{rp} = r_p\left(\frac{c_u}{2G} - 0.5\varepsilon_z\right) \tag{3-50}$$

Si on remplace maintenant (3-50) dans (3-44), on aura l'expression de r_p en fonction de c_u, G et ε_z. Cependant, dû au fait que les déformations sont petites dans la zone élastique (Baguelin et al. 1978), le terme $\frac{y_{rp}}{2Cr_p}$ dans la relation (3-44) peut être négligé et par conséquent, l'expression du rayon plastique r_p, dans le cas d'un mouvement axial permis sera exprimée, après simplification, comme suit :

$$r_p^2\left[\frac{c_u}{G}(1+\varepsilon_z) - \varepsilon_z^2\right] = (1+\varepsilon_z)(r_i + y_m)^2 - r_i^2 \tag{3-51}$$

r_p peut également s'exprimer en fonction de $\frac{\Delta V}{V_i}$ en se servant de l'équation (3-12) comme suit :

$$\frac{r_p^2}{r_i^2} = \frac{\Delta V}{V_i} \frac{G}{c_u(1+\varepsilon_z) - \varepsilon_z^2 G} \tag{3-52}$$

3.4.3.2 Cas de déformation plane

Dans le cas de déformation plane, $\varepsilon_z = 0$ et la relation (3-51) sera :

$$\frac{r_p^2}{r_i^2} = \frac{G}{c_u} \frac{\Delta V}{V_i} \tag{3-53}$$

L'équation (3-53) peut s'écrire, en utilisant l'équation (4-3), comme suit :

$$r_p^2 = \frac{G}{c_u}\left[(r_i + y_{ri})^2 - r_i^2\right] \tag{3-54}$$

3.4.4 Détermination des paramètres *A* et *B*

Le paramètre A est déterminé expérimentalement en mesurant, à l'aide du contrôleur du volume (voir chapitre 5), le mouvement axial ΔH du piston de chargement ; ainsi en se servant de l'équation (3-11), le paramètre A est déterminé comme : $A = \left(\Delta H / 2H\right)$ où H est la hauteur initiale de l'échantillon.

Connaissant le volume intérieur initial de la cavité V_i et la variation de volume ΔV pour chaque étape de l'essai, le déplacement radial au bord de la cavité y_{ri} est calculé en appliquant l'équation (3-12). Une fois que y_{ri} est connu, le paramètre B sera calculé, en se servant de l'équation (3-8), comme : $B = (y_{ri} - Ar_i)r_i$; ainsi le déplacement y_r, la déformation tangentielle ε_θ et la déformation radiale ε_r, en tout point de l'échantillon, peuvent être calculés en appliquant les équations (3-8) et (3-9) respectivement.

3.5 Dérivation de la fonction de cisaillement dans un cylindre creux

Nous avons présenté à la section précédente la distribution des contraintes totales et effectives dans un sol linéaire élastique et élastique parfaitement plastique dans le cas de contrainte plane où le mouvement axial est libre. Il est facile de démontrer qu'à partir des équations générales trouvées à la section précédente on peut déduire, en remplaçant ε_z par zéro, les équations qui correspondent au cas de déformation plane qui sont exposées au chapitre 2. Dans cette section, nous allons développer une procédure qui permet de déduire la courbe contrainte - déformation à partir d'une courbe d'expansion réalisée dans un échantillon cylindrique creux de dimension finie sans faire d'hypothèses préalables sur les propriétés constitutives du matériau. Mais avant d'aborder ce point nous allons présenter une méthode simple qui permet de déterminer le paramètre élastique G et la résistance au cisaillement non drainée c_u d'un sol élastique parfaitement plastique. Le développement théorique, dans ce qui suit, sera fait dans le cas général où les déformations axiales sont permises et ensuite dans le cas particulier de déformation plane.

3.5.1 Obtention de la fonction de cisaillement apparente dans un sol élasto-plastique

Afin de pouvoir déterminer les paramètres G et c_u dans un échantillon cylindrique creux d'un sol élastique parfaitement plastique soumis à une expansion non drainée de cavité cylindrique en déformation plane, Juran et BenSaid (1987) ont adopté une démarche qui consiste à dériver la courbe d'expansion avec la même théorie développée par Baguelin (1972) pour le milieu infini. Étant donné que le cylindre creux représente un échantillon de dimension finie, ils ont nommé la contrainte de cisaillement que cette méthode fournit "la contrainte de cisaillement apparente τ_{app} " pour la distinguer de la contrainte de cisaillement réelle τ. Il est bien entendu que la courbe de cisaillement obtenue en suivant cette procédure n'est pas la vraie courbe contrainte – déformation mais elle permet de déterminer G et c_u dans le cas d'un sol élastique parfaitement plastique.

Nous allons adapter, dans ce qui suit, cette démarche pour le cas général où les déformations axiales sont permises.

3.5.1.1 Cas où les déformations axiales sont permises

Au début de l'expansion quand le comportement du sol est élastique, on peut écrire en utilisant les équations (3-21) et (3-28) pour $r = r_i$:

$$P = \frac{2GB\left(r_e^2 - r_i^2\right)}{r_e^2 r_i^2} \tag{3-55}$$

Le paramètre B est donné (équation (3-9)) par :

$$B = \left(\varepsilon_i - A\right) r_i^2 \tag{3-56}$$

En remplaçant (3-56) dans (3-55), on obtient :

$$P = \frac{2G\left(\varepsilon_i - A\right)\left(r_e^2 - r_i^2\right)}{r_e^2} \tag{3-57}$$

Quand la plastification commence, on peut écrire en utilisant les équations (3-38) pour $r = r_i$:

$$\Delta\sigma_r(r_i) = P = 2c_u \ln\frac{r_p}{r_i} + c_u\left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \tag{3-58}$$

avec, en se servant des équations (3-52) et (3-15), en petite déformation :

$\frac{r_p^2}{r_i^2} = \left(\varepsilon_z + 2\varepsilon_i\right)\left(\frac{G}{c_u\left(1+\varepsilon_z\right)}\right)$ qu'on remplace dans (3-58) pour obtenir :

$$P = c_u \ln\left(\left(\varepsilon_z + 2\varepsilon_i\right)\left(\frac{G}{c_u\left(1+\varepsilon_z\right)}\right)\right) + c_u\left(1 - \left(\left(\varepsilon_z + 2\varepsilon_i\right)\left(\frac{G}{c_u\left(1+\varepsilon_z\right)}\right)\right)\left(\frac{r_i^2}{r_e^2}\right)\right) \tag{3-59}$$

La fonction de cisaillement apparente, en petite déformation, telle que exprimée par Baguelin (1972) s'écrit comme :

$$\tau_{app} = \varepsilon_i \frac{dP}{d\varepsilon_i} \tag{3-60}$$

En remplaçant, donc, les équations (3-57) et (3-59) dans (3-60), la fonction de cisaillement sera déterminée pour la phase élastique et plastique comme suit :

Durant la phase élastique :

$$\tau_{app} = 2G\varepsilon_i\left(1 - \frac{r_i^2}{r_e^2}\right) \tag{3-61}$$

Durant la phase plastique :

$$\tau_{app} = 2c_u\varepsilon_i\left\{\left(\frac{1}{\varepsilon_z + 2\varepsilon_i}\right) - \left(\frac{G}{c_u(1+\varepsilon_z)}\frac{r_i^2}{r_e^2}\right)\right\} \tag{3-62}$$

mais selon les équations (3-52) et (3-15) on a :

$$\left(\frac{G}{c_u(1+\varepsilon_z)}\frac{r_i^2}{r_e^2}\right) = \frac{V_i}{\Delta V}\frac{r_p^2}{r_i^2}\frac{r_i^2}{r_e^2} = \frac{1}{\varepsilon_z + 2\varepsilon_i}\frac{r_p^2}{r_e^2}$$

et par conséquent l'équation (3-62) s'écrit :

$$\tau_{app} = \left(\frac{2c_u\varepsilon_i}{\varepsilon_z + 2\varepsilon_i}\right)\left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \tag{3-63}$$

Les équations (3-61) et (3-63) définissent la courbe $\tau_{app} = f(\varepsilon_i)$ comme illustré sur la figure (3-3) qui représente une courbe typique de cisaillement apparente.

Le début de la plastification est représenté par le point A de la figure (3-3); à ce moment, $r_p = r_i$ et par conséquent :

$(\varepsilon_z + 2\varepsilon_i)\left(\frac{G}{c_u(1+\varepsilon_z)}\right) = 1$. Ceci donne :

$$2\varepsilon_i = \frac{c_u}{G}(1+\varepsilon_z) - \varepsilon_z \tag{3-64}$$

En remplaçant l'expression de ε_i dans (3-61) on obtient τ_{app} qui correspond au point A comme:

$$\tau_{app} = \left[c_u(1+\varepsilon_z) - \varepsilon_z G\right]\left(1 - \frac{r_i^2}{r_e^2}\right) \tag{3-65}$$

Quand le rayon plastique r_p atteint le rayon extérieur du cylindre creux r_e (point B de la figure (3-3)), on aura à partir de l'équation (3-63) pour $r_p = r_e$, $\tau_{app} = 0$. En remplaçant dans (3-62) on aura la déformation correspondante:

$$2\varepsilon_i = \frac{c_u(1+\varepsilon_z) - \left(r_i^2/r_e^2\right)G\varepsilon_z}{\left(r_i^2/r_e^2\right)G} \tag{3-66}$$

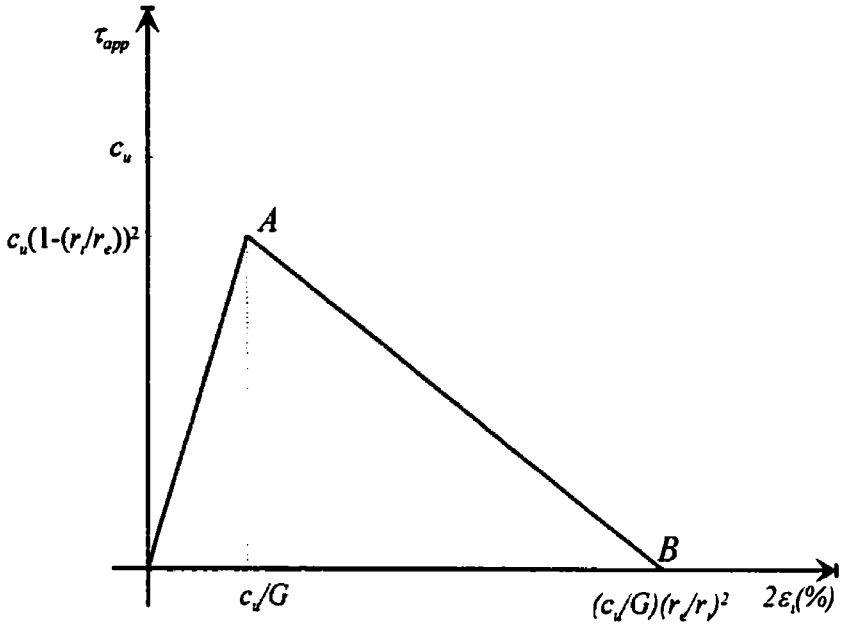


Figure (3-3): fonction de cisaillement apparente

Ceci montre que la dérivation de la courbe d'expansion permet de déterminer, graphiquement, les valeurs de G et de c_u dans un sol élastique parfaitement plastique. On note que les coordonnées de A et B sur la figure (3-3) correspondent au cas de déformation plane présenté à la section suivante.

3.5.1.2 Cas de déformations axiales nulles

Dans le cas particulier de la déformation plane, on remplace ε_z par zéro dans les équations précédentes pour arriver aux mêmes expressions trouvées par Juran et BenSaid (1987) :

Durant la phase élastique, l'équation (3-61) reste la même :

$$\tau_{app} = 2G\varepsilon_i(1-\frac{r_i^2}{r_e^2})$$

et durant la phase plastique, les équations (3-62) et (3-63) deviennent :

$$\tau_{app} = c_u\left(1 - \frac{G}{c_u}\frac{r_i^2}{r_e^2}2\varepsilon_i\right) = c_u\left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right)$$

Ainsi, les coordonnées des points A et B sont :

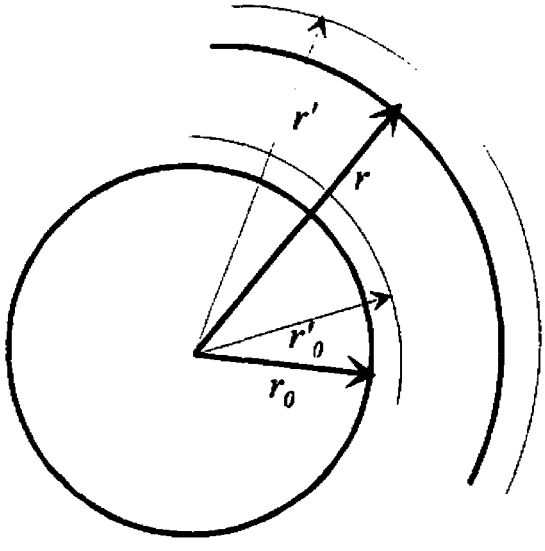
Point A : $2\varepsilon_i = \frac{c_u}{G}$ et $\tau_{app} = c_u\left(1 - \frac{r_i^2}{r_e^2}\right)$ Point B: $2\varepsilon_i = \frac{c_u}{G}\frac{r_e^2}{r_i^2}$ et $\tau_{app} = 0$

Il est évident que l'inconvénient de cette méthode d'interprétation est qu'elle se base sur un comportement idéalisé du sol qui est le modèle élastique parfaitement plastique alors que le comportement réel du sol est loin de pouvoir être idéalisé de cette façon.

3.5.2 Obtention de la fonction de cisaillement dans le cas général

Nous allons développer dans cette section des équations qui permettent d'exprimer la fonction de cisaillement en terme de grandes déformations, petites déformations et déformations naturelles, tout d'abord dans le cas où le mouvement axial est permis et ensuite dans le cas de déformation plane.

3.5.2.1 Fonction de cisaillement en terme de déformations conventionnelles de Cauchy



3.5.2.1.1 Cas où les déformations axiales sont permises

Comme mentionné plus haut, l'expansion d'une cavité cylindrique dans un cylindre creux provoque un déplacement radial y_r en tout point du cylindre. La valeur de ce déplacement dépend du rayon du point considéré, ainsi un point de rayon r avant l'expansion sera situé à une distance $r` = r + y_r$ du centre de la cavité, de même pour le rayon intérieur $r_i$ et extérieur $r_e$ qui seront notés, après expansion, par $r`_i$ et $r`_e$ avec :

$r_i' = r_i + y_{ri}$ et $r_e' = r_e + y_{re}$.

Ainsi un cylindre, de longueur unitaire, compris entre r_0 et r avant l'expansion sera compris entre $r`_0$ et $r`$ avec une longueur $1 + \varepsilon_z = C$ après l'expansion.

Puisque le volume, en condition non drainée, reste constant avant et après expansion, on peut écrire :

$$(1+\varepsilon_z)(r'^2 - r_0'^2) = C(r'^2 - r_0'^2) = r^2 - r_0^2 = cst. \tag{3-67}$$

ou encore $$Cr'^2 - r^2 = Cr_0'^2 - r_0^2 = cst. \tag{3-68}$$

où $$r' = r + y_r = r(1+\varepsilon_\theta) \tag{3-69}$$

En dérivant (3-69) on obtient :

$$\frac{dr'}{r'} = \frac{dr}{r} + \frac{d\varepsilon_\theta}{1+\varepsilon_\theta} \tag{3-70}$$

L'équation générale d'équilibre (équation (3-18)) peut s'écrire sous la forme :

$$d\Delta\sigma_r = -2\tau\frac{dr'}{r'} \tag{3-71}$$

où $2\tau = \Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta$

Les conditions aux limites de cette équation sont telles que sur les deux parois intérieure et extérieure de la cavité s'exerce une pression croissante P_i à laquelle correspond une déformation tangentielle ε_i et une pression constante P_e à laquelle correspond une déformation tangentielle ε_e respectivement. Ainsi :

Pour $r = r_i$, $\Delta\sigma_r(r_i) = P$ et $\varepsilon(r_i) = \varepsilon_i$

Pour $r = r_e$, $\Delta\sigma_r(r_e) = 0$ et $\varepsilon(r_e) = \varepsilon_e$

Les déformations tangentielles sur la paroi intérieure et extérieure du cylindre creux, ε_i et ε_e, respectivement sont données par :

$$\varepsilon_i = \frac{r_i'}{r_i} - 1 \quad \text{et} \quad \varepsilon_e = \frac{r_e'}{r_e} - 1 \tag{3-72}$$

En intégrant l'équation (3-71) entre ces deux limites, on obtient :

$$\int_0^P d\Delta\sigma_r = P = -2\tau\int_{re}^{ri}\frac{dr'}{r'} \tag{3-73}$$

D'autre part, l'accroissement de la contrainte radiale qui s'exerce à un rayon r du centre de la cavité est donné par :

$$\int_0^{\Delta\sigma_r} d\Delta\sigma_r = \Delta\sigma_r = -2\tau \int_{re}^{r} \frac{dr'}{r'} \tag{3-74}$$

À partir des relations (3-69) et (3-68), on peut écrire :

$$Cr^2(1+\varepsilon_\theta)^2 - r^2 = cst. \tag{3-75}$$

En dérivant la relation (3-75), la relation suivante est obtenue :

$$\left(2rC + 2rC\varepsilon_\theta^2 + 4rC\varepsilon_\theta - 2r\right)dr = -\left(2r^2C\varepsilon_\theta + 2r^2C\right)d\varepsilon_\theta$$

Cette dernière équation s'exprimera, après simplification, comme :

$$\frac{dr}{r} = -\frac{C(\varepsilon_\theta + 1)d\varepsilon_\theta}{C(\varepsilon_\theta + 1)^2 - 1} \tag{3-76}$$

En remplaçant (3-76) dans (3-70) on obtient :

$\frac{dr'}{r'} = -\frac{C(\varepsilon_\theta + 1)d\varepsilon_\theta}{C(\varepsilon_\theta + 1)^2 - 1} + \frac{d\varepsilon_\theta}{(\varepsilon_\theta + 1)}$ qui s'exprimera après simplification comme :

$$\frac{dr'}{r'} = -\frac{d\varepsilon_\theta}{C(\varepsilon_\theta + 1)^3 - (\varepsilon_\theta + 1)} \tag{3-77}$$

En terme de petite déformation, quand on néglige les termes de deuxième et troisième degrés, la relation (3-77), après avoir remplacé C par $1 + \varepsilon_z$, sera :

$$\frac{dr'}{r'} = -\frac{d\varepsilon_\theta}{2\varepsilon_\theta + \varepsilon_z} \tag{3-78}$$

En remplaçant maintenant (3-77) dans (3-73), l'incrément de la pression intérieure sera exprimée en fonction de la variable ε_θ au lieu de r` comme suit :

$$P = 2\tau \int_{\alpha}^{\alpha} \frac{d\varepsilon_\theta}{C(\varepsilon_\theta + 1)^3 - (\varepsilon_\theta + 1)} \tag{3-79}$$

où les deux limites de l'intégrale sont définies par les équations (3-72). Il est à noter, cependant, que ces deux limites ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. Afin

d'exprimer ε_e en fonction de ε_i, on remplace tout d'abord r par r_e et r_0 par r_i dans la relation (3-68) comme : $C\frac{r_e'^2}{r_e^2}-1=C\frac{r_i'^2}{r_e^2}-\frac{r_i^2}{r_e^2}$ (3-80)

Si on définit maintenant un paramètre β comme $\beta=\frac{r_i^2}{r_e^2}$ qu'on remplace dans (3-80), tout en utilisant la relation (3-72), ε_e pourra être exprimée en fonction de ε_i comme suit :

$$\varepsilon_e=\sqrt{\beta(\varepsilon_i+1)^2-\left(\beta/C\right)+\left(1/C\right)}-1 \qquad (3\text{-}81)$$

La dérivée de ε_e par rapport à ε_i s'écrira donc comme :

$$\frac{d\varepsilon_e}{d\varepsilon_i}=\frac{\beta(\varepsilon_i+1)}{\sqrt{\beta(\varepsilon_i+1)^2-\left(\beta/C\right)+\left(1/C\right)}} \qquad (3\text{-}82)$$

La dérivée partielle de la fonction P (équation (3-79)) par rapport à ε_i donne :

$$\frac{dP}{d\varepsilon_i}=\frac{2\tau_{ri}}{C(\varepsilon_i+1)^3-(\varepsilon_i+1)}-\frac{2\tau_{re}}{C(\varepsilon_e+1)^3-(\varepsilon_e+1)}\frac{d\varepsilon_e}{d\varepsilon_i} \qquad (3\text{-}83)$$

où τ_{ri} et τ_{re} sont les contraintes de cisaillement agissant aux bord intérieur et extérieur du cylindre creux respectivement.

Ainsi, en remplaçant (3-82) dans (3-83), la fonction de cisaillement $\tau_{ri}=f(\varepsilon_i)$ sera donnée comme suit :

$$\tau_{ri}=\left[\frac{C}{2}(\varepsilon_i+1)^3-(\varepsilon_i+1)\right]\frac{dP}{d\varepsilon_i}+\left\{\left[\frac{C(\varepsilon_i+1)^3-(\varepsilon_i+1)}{C(\varepsilon_e+1)^3-(\varepsilon_e+1)}\right]\left[\frac{\beta(\varepsilon_i+1)}{\sqrt{\beta(\varepsilon_i+1)^2-\left(\beta/C\right)+\left(1/C\right)}}\right]\right\}\tau_{re} \qquad (3\text{-}84)$$

En petite déformation, cette dernière s'exprimera comme :

$$\tau_{ri} = \frac{2\varepsilon_i + \varepsilon_z}{2}\frac{dP}{d\varepsilon_i} + \left\{\left[\frac{2\varepsilon_i + \varepsilon_z}{2\varepsilon_e + \varepsilon_z}\right]\left[\frac{\beta(\varepsilon_i + 1)}{\sqrt{\beta(\varepsilon_i + 1)^2 - \left(\beta/C\right) + \left(1/C\right)}}\right]\right\}\tau_{re} \qquad (3\text{-}85)$$

3.5.2.1.2 Cas de déformations axiales nulles

En déformation plane (C = 1), les deux équations (3-84) et (3-85) seront données respectivement par :

$$\tau_{ri} = \left[\frac{1}{2}(\varepsilon_i + 1)^3 - (\varepsilon_i + 1)\right]\frac{dP}{d\varepsilon_i} + \left\{\left[\frac{(\varepsilon_i + 1)^3 - (\varepsilon_i + 1)}{(\varepsilon_e + 1)^3 - (\varepsilon_e + 1)}\right]\left[\frac{\beta(\varepsilon_i + 1)}{\sqrt{\beta(\varepsilon_i + 1)^2 - \beta + 1}}\right]\right\}\tau_{re} \qquad (3\text{-}86)$$

$$\tau_{ri} = \varepsilon_i\frac{dP}{d\varepsilon_i} + \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_e}\left(\frac{\beta(\varepsilon_i + 1)}{\sqrt{\beta(\varepsilon_i + 1)^2 - \beta + 1}}\right)\tau_{re} \qquad (3\text{-}87)$$

3.5.2.2 Fonction de cisaillement en terme des déformations naturelles de cisaillement

3.5.2.2.1 Cas où les déformations axiales sont permises

La déformation naturelle tangentielle $\bar{\varepsilon}_\theta$ en tout point du cylindre creux peut s'exprimer comme suit :

$$\bar{\varepsilon}_\theta = \ln(1 + \varepsilon_\theta) = \ln(1 + \frac{r' - r}{r}) = \ln\frac{r'}{r} = \frac{1}{2}\ln\frac{r'^2}{r^2} \qquad (3\text{-}88)$$

En condition non drainée, $\bar{\varepsilon}_r + \bar{\varepsilon}_\theta + \bar{\varepsilon}_z = 0$ et par conséquent la déformation naturelle radiale $\bar{\varepsilon}_r$ s'exprimera comme: $\bar{\varepsilon}_r = -\bar{\varepsilon}_z - \bar{\varepsilon}_\theta = -\bar{\varepsilon}_z - \frac{1}{2}\ln\frac{r'^2}{r^2}$ (3-89)

où $\bar{\varepsilon}_z = \ln(1 + \varepsilon_z) = cst.$ ou encore $C = (1 + \varepsilon_z) = e^{\bar{\varepsilon}_z} = cst.$ (3-90)

La déformation naturelle maximale de cisaillement $\bar{\gamma}$ qui se définit par $\bar{\gamma} = \bar{\varepsilon}_\theta - \bar{\varepsilon}_r$ sera donnée, donc, par : $\bar{\gamma} = \ln\frac{r'^2}{r^2} + \bar{\varepsilon}_z$ (3-91)

Ainsi, le rayon déformé r' s'exprimera comme :

$$r'^2 = r^2 e^{(\bar{\gamma}-\bar{\varepsilon}_z)} \tag{3-92}$$

Aux bords intérieur et extérieur du cylindre les relations suivantes sont facilement obtenues :

$$\bar{\gamma}_{ri} = \ln\left(\frac{r_i'^2}{r_i^2}\right) + \bar{\varepsilon}_z \;\Rightarrow\; \frac{r_i'^2}{r_i^2} = e^{(\bar{\gamma}_{ri}-\bar{\varepsilon}_z)} = \frac{e^{\bar{\gamma}_{ri}}}{e^{\bar{\varepsilon}_z}} \tag{3-93}$$

$$\bar{\gamma}_{re} = \ln\left(\frac{r_e'^2}{r_e^2}\right) + \bar{\varepsilon}_z \;\Rightarrow\; \frac{r_e'^2}{r_e^2} = e^{(\bar{\gamma}_{re}-\bar{\varepsilon}_z)} = \frac{e^{\bar{\gamma}_{re}}}{e^{\bar{\varepsilon}_z}} \tag{3-94}$$

où $\bar{\gamma}_{ri}$ et $\bar{\gamma}_{re}$ sont respectivement les déformations naturelles de cisaillement qui agissent sur les parois intérieure et extérieure du cylindre creux.

En remplaçant (3-90) et (3-92) dans la relation (3-68), $\bar{\varepsilon}_z$ s'éliminera et on aura :

$$r^2\left(e^{\bar{\gamma}-1}\right) = cst. \tag{3-95}$$

En dérivant les deux relations (3-91) et (3-95) on obtient respectivement :

$$d\bar{\gamma} = 2\frac{dr'}{r'} - 2\frac{dr}{r} \quad \text{et} \quad 2\frac{dr}{r} = -\frac{e^{\bar{\gamma}}}{e^{\bar{\gamma}}-1}d\bar{\gamma}$$

Et, par conséquent, on peut écrire $2\dfrac{dr'}{r'} = -\dfrac{d\bar{\gamma}}{e^{\bar{\gamma}}-1}$ (3-96)

En remplaçant (3-96) dans l'équation d'équilibre (3-73), cette dernière sera exprimée en fonction de la déformation naturelle au cisaillement $\bar{\gamma}$ comme suit :

$$\Delta\sigma_r(r_i) = P = \int_{\bar{\gamma}_{ri}}^{\bar{\gamma}_{re}} \frac{\pi d\bar{\gamma}}{\left(e^{\bar{\gamma}}-1\right)} \tag{3-97}$$

Si on remplace (3-93) et (3-94) dans (3-80), on arrive à exprimer $\bar{\gamma}_{re}$ en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ comme suit :

$$\frac{r_e'^2}{r_e^2} = e^{(\bar{\gamma}_{re}-\bar{\varepsilon}_z)} = \frac{e^{\bar{\gamma}_{re}}}{e^{\bar{\varepsilon}_z}} = \frac{1}{C} + \beta e^{(\bar{\gamma}_{ri}-\bar{\varepsilon}_z)} - \frac{\beta}{C} \;\Rightarrow\; \bar{\gamma}_{re} = \ln\left(\frac{1}{C} + \beta e^{(\bar{\gamma}_{ri}-\bar{\varepsilon}_z)} - \frac{\beta}{C}\right) + \bar{\varepsilon}_z$$

ou encore : $e^{\bar{\gamma}_{re}} = \dfrac{e^{\bar{\varepsilon}_z}}{C} + \beta e^{\bar{\gamma}_{ri}} - \beta\dfrac{e^{\bar{\varepsilon}_z}}{C}$ (3-98)

La dérivé partielle de l'équation (3-97) par rapport à $\bar{\gamma}_{ri}$ donne :

$$\frac{dP}{d\bar{\gamma}_{ri}}=\left[\frac{\tau_{ri}}{\left(e^{\bar{\gamma}_{ri}}-1\right)}-\frac{\tau_{re}}{\left(e^{\bar{\gamma}_{re}}-1\right)}\frac{d\bar{\gamma}_{re}}{d\bar{\gamma}_{ri}}\right]$$

Ainsi la fonction de cisaillement $\tau_{ri}=f\left(\bar{\gamma}_{ri}\right)$ sera :

$$\tau_{ri}=\left(e^{\bar{\gamma}_{ri}}-1\right)\frac{dP}{d\bar{\gamma}_{ri}}+\left[\frac{\left(e^{\bar{\gamma}_{ri}}-1\right)}{\left(e^{\bar{\gamma}_{re}}-1\right)}\frac{d\bar{\gamma}_{re}}{d\bar{\gamma}_{ri}}\right]\tau_{re} \qquad (3\text{-}99)$$

Le terme $\frac{d\bar{\gamma}_{re}}{d\bar{\gamma}_{ri}}$ dans l'équation précédente est donnée par :

$\frac{d\bar{\gamma}_{re}}{d\bar{\gamma}_{ri}}=\frac{\beta e^{(\bar{\gamma}_{ri}-\bar{\varepsilon}_z)}}{\left(1/C\right)+\beta e^{(\bar{\gamma}_{ri}-\bar{\varepsilon}_z)}-\left(\beta/C\right)}$ qu'on remplace dans (3-99) pour obtenir :

$$\boxed{\tau_{ri}=\left(\left(e^{\bar{\gamma}_{ri}}-1\right)\frac{dP}{d\bar{\gamma}_{ri}}+\left[\frac{\left(e^{\bar{\gamma}_{ri}}-1\right)}{\left(e^{\bar{\gamma}_{re}}-1\right)}\left\{\frac{\beta e^{\bar{\gamma}_{ri}-\bar{\varepsilon}_z}}{1/C+\beta e^{\bar{\gamma}_{ri}-\bar{\varepsilon}_z}-\beta/C}\right\}\right]\tau_{re}\right.} \qquad (3\text{-}100)$$

L'équation (3-100) représente la fonction de cisaillement τ_{ri} en fonction de la déformation naturelle maximale de cisaillement $\bar{\gamma}_{ri}$. Cette équation pourra, également, s'exprimer en fonction du paramètre q défini comme : $q=\frac{r_i'^2}{r_i^2}$. Dans cette perspective, on exprime les équations (3-93) et (3-98) en fonction de q comme suit :

$$e^{\bar{\gamma}_{ri}}=e^{\bar{\varepsilon}_z}q \qquad (3\text{-}101)$$

$$e^{\bar{\gamma}_{re}}=\frac{e^{\bar{\varepsilon}_z}}{C}+\beta e^{\bar{\varepsilon}_z}q-\beta\frac{e^{\bar{\varepsilon}_z}}{C} \qquad (3\text{-}102)$$

$$\text{ainsi } \frac{dP}{d\bar{\gamma}_{ri}}=\frac{dP}{dq}\frac{dq}{d\bar{\gamma}_{ri}}=\frac{dP}{dq}\frac{e^{\bar{\gamma}_{ri}}}{e^{\bar{\varepsilon}_z}}=q\frac{dP}{dq} \qquad (3\text{-}103)$$

En remplaçant (3-101), (3-102) et (3-103) dans (3-100) on aura :

$$\boxed{\tau_{ri}=q\left(e^{\bar{\varepsilon}_z}q-1\right)\frac{dP}{dq}+\left[\frac{\left(e^{\bar{\varepsilon}_z}q-1\right)\beta q}{\left\{e^{\bar{\varepsilon}_z}\left(1/C+\beta q-\beta/C\right)-1\right\}\left\{1/C+\beta q-\beta/C\right\}}\right]\tau_{re}} \qquad (3\text{-}104)$$

3.5.2.2.2 Cas de déformations axiales nulles

Dans le cas particulier de déformation plane ($C = 1$, $\bar{\varepsilon}_z = 0$), les déformations naturelles tangentielles et radiales sont égales mais de signes opposés : $\bar{\varepsilon}_\theta = -\bar{\varepsilon}_r = \frac{1}{2}\ln\frac{r'^2}{r^2}$ ainsi que $\bar{\gamma} = 2\bar{\varepsilon}_\theta = \ln\frac{r'^2}{r^2}$.

La relation (3-100) s'écrira, dans ce cas, comme :

$$\boxed{\tau_{ri} = \left(e^{\bar{\gamma}_{ri}} - 1\right)\frac{dP}{d\bar{\gamma}_{ri}} + \left[\frac{\left(e^{\bar{\gamma}_{ri}} - 1\right)}{\left(e^{\bar{\gamma}_{ri}} - 1\right)}\left\{\frac{\beta e^{\bar{\gamma}_{ri}}}{1 + \beta e^{\bar{\gamma}_{ri}} - \beta}\right\}\right]\tau_{re}} \qquad (3\text{-}105)$$

Si on exprime (3-105) en fonction de $\frac{dP}{dq}$, on aura la même relation trouvée par Silvestri (1998) en se basant sur les travaux de Nadai (1950) et qui est la suivante :

$$\boxed{\tau_{ri} = q(q-1)\frac{dP}{dq} + \frac{q}{1 - \beta + \beta q}\tau_{re}} \qquad (3\text{-}106)$$

où dans ce cas : $e^{\bar{\gamma}_{ri}} = q$ et $e^{\bar{\gamma}_{re}} = 1 - \beta + \beta q$ et par conséquent :

$\bar{\gamma}_{ri} = \ln q$ et $\bar{\gamma}_{re} = \ln(1 - \beta + \beta q)$

3.5.2.3 Fonction de cisaillement dans un milieu infini

Le deuxième terme des équations (3-84), (3-85), (3-86), (3-87), (3-100), (3-104), (3-105) et (3-106) représentent l'effet de la frontière extérieure de l'échantillon sur la fonction de cisaillement $\tau = f(\bar{\gamma})$ ou $\tau = f(\varepsilon_\theta)$. Dans un milieu infini, c.à.d quand r_e tend vers l'infini, β ainsi que τ_{re} tendent vers 0 ce qui implique que ces deuxièmes termes disparaissent. Par exemple, en éliminant les deuxièmes termes des équations (3-85) et (3-106), τ_{ri} sera donné, respectivement, par :

$$\tau_{ri} = \varepsilon_i \frac{dP}{d\varepsilon_i} \qquad (3\text{-}107)$$

$$\tau_{ri} = q(q-1)\frac{dP}{dq} \qquad (3\text{-}108)$$

Or, l'équation (3-107) n'est rien d'autre que celle développée par Baguelin et al. (1972) pour le milieu infini en déformation plane et l'équation (3-108) est celle utilisée par Silvestri (1998) et plus tard par Silvestri et Diab (2000) pour interpréter des essais pressiométriques in-situ.

3.5.2.4 Distribution des contraintes à travers l'échantillon

L'accroissement de la contrainte radiale qui s'exerce au rayon r du centre de la cavité est donné par (3-70) :

$$\Delta\sigma_r = -2\tau \int_{r_c}^{r} \frac{dr'}{r'}$$

Cette équation s'exprime en fonction de ε_c et ε comme :

$$\Delta\sigma_r = 2\tau \int_{\varepsilon_c}^{\varepsilon_\theta} \frac{d\varepsilon_\theta}{C(\varepsilon_\theta + 1)^3 - (\varepsilon_\theta + 1)}$$

où en petite déformation :

$$\Delta\sigma_r = 2\tau \int_{\varepsilon_c}^{\varepsilon_\theta} \frac{d\varepsilon_\theta}{2\varepsilon_\theta + \varepsilon_z}$$

ou encore en terme de déformation naturelle comme :

$$\Delta\sigma_r = \int_{\bar{\gamma}_{r_c}}^{\bar{r}} \frac{\tau d\bar{\gamma}}{\left(e^{\bar{r}} - 1\right)}$$

Dans le cas de déformation plane ces équations seront exprimées respectivement comme :

$$\Delta\sigma_r = 2\tau \int_{\varepsilon_c}^{\varepsilon_\theta} \frac{d\varepsilon_\theta}{(\varepsilon_\theta + 1)^3 - (\varepsilon_\theta + 1)}$$

$$\Delta\sigma_r = \tau \int_{\varepsilon_c}^{\varepsilon_\theta} \frac{d\varepsilon_\theta}{\varepsilon_\theta}$$

$$\Delta\sigma_r = \int_{\bar{\gamma}_{r_c}}^{\bar{r}} \frac{\tau d\bar{\gamma}}{\left(e^{\bar{r}} - 1\right)}$$

L'accroissement de la contrainte tangentielle au rayon considéré est égal à :

$$\Delta\sigma_\theta = \Delta\sigma_r - 2\tau_r$$

où τ_r est la contrainte de cisaillement qui agit au rayon r.

CHAPITRE 4
SIMULATIONS NUMÉRIQUES

4.1 Introduction

Le but des simulations numériques que nous présentons dans ce chapitre est d'observer et de comparer l'évolution et la distribution des contraintes et des pressions interstitielles générées au cours d'une expansion, non drainée, de cavité cylindrique dans un cylindre creux d'argile saturée pour différents types de chargement et pour plusieurs modèles de comportement et en particulier le modèle de Cam Clay Modifié. Les propriétés du matériau et les dimensions du maillage seront les mêmes que celles des échantillons d'argile testés au laboratoire. Dans le chapitre 7, nous présenterons quelques comparaisons entre les résultats numériques obtenus avec le modèle de Cam Clay Modifié et les résultats expérimentaux.

Ces simulations numériques sont faites à l'aide du programme de différences finies FLAC (*Fast Lagrangian Analysis of Continua*). Ce logiciel a été développé particulièrement pour être utilisé dans le domaine de la géotechnique et des mines. Il fonctionne avec des éléments quadrilatères à 4 nœuds et est capable de simuler une géométrie à symétrie axiale. Il peut être configuré pour tenir compte de l'écoulement de l'eau dans un milieu perméable. Il a également la possibilité de modéliser le comportement non drainé d'un matériau poreux saturé. La génération et dissipation de la pression interstitielle dans ce dernier cas sont calculées comme étant dues uniquement aux déformations mécaniques des éléments.

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

4.2 Le maillage

La méthode des différences finies, comme la méthode des éléments finis, est capable de fournir des résultats d'une précision satisfaisante à condition de choisir d'abord un

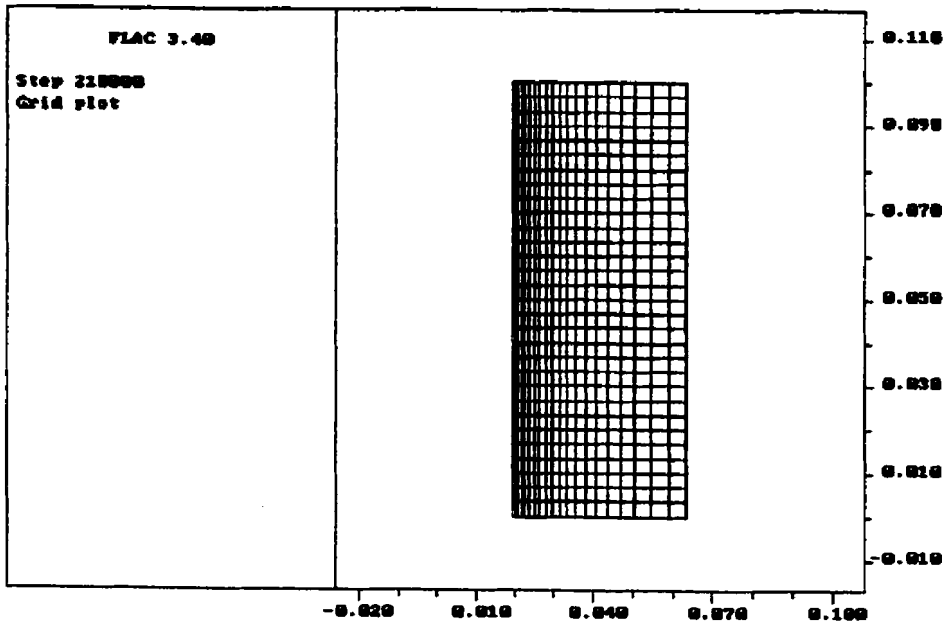


Figure (4-1a): maillage à symétrie axiale

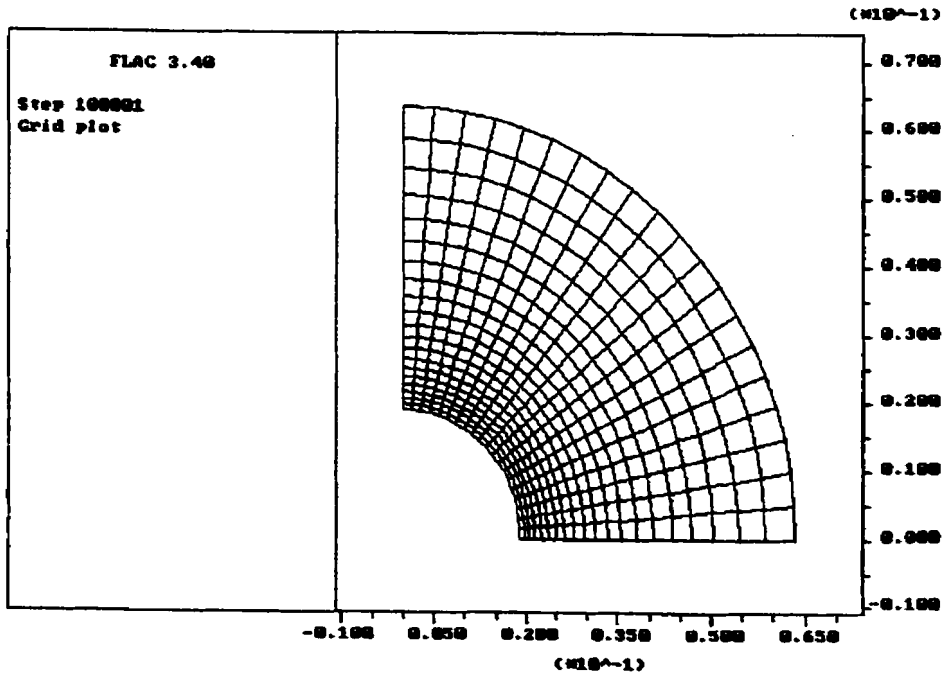


Figure (4-1b) : maillage de déformation plane

maillage convenable du milieu traité. Deux différents modèles de maillage ont été étudiés pour simuler l'expansion de cavité cylindrique dans un cylindre creux : le premier, représente une géométrie à symétrie axiale (figure (4-1a)) où le cylindre creux au complet est représenté par une coupe verticale passant par l'axe de la cavité et où les deux frontières verticales du maillage représentent les deux bords intérieur et extérieur du cylindre creux qui sont situés, conformément aux dimensions de l'échantillon, respectivement à 0.019 et 0.0635m de l'axe de la cavité. Tous les calculs rapportés dans ce chapitre ont été effectués avec ce maillage.

Le deuxième modèle, figure (4-1b), 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. Grâce à la géométrie symétrique du cylindre creux, le quart du maillage seulement est analysé. Ainsi les deux frontières horizontale et verticale du maillage sont des axes de symétrie. Les deux frontières intérieure et extérieure du modèle représentent le bord intérieur et extérieur de la cavité et sont, également, situées à 0.019 et 0.0635 m, respectivement, de l'axe de la cavité qui est représenté par le centre du maillage. Ce modèle a été utilisé seulement pour valider les résultats obtenus dans le premier modèle dans le cas de l'expansion en déformation plane.

4.2.1 Finesse du maillage

Un modèle de maillage qui n'est pas suffisamment fin affecte essentiellement les valeurs des contraintes calculées et par conséquent, la précision 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 à une précision acceptable et à un temps de calcul raisonnable. Deux considérations particulières ont été prises en compte pour la détermination du nombre optimal d'éléments :

a) Étant donné que le chargement du sol correspond à un déplacement radial sur la face intérieure de la cavité, le maillage doit être resserré au voisinage de cette face. Nous avons choisi donc de varier la largeur des éléments, dans la direction perpendiculaire à l'axe de la cavité, suivant un rapport de 1.1 ce qui signifie que la largeur de chaque

élément est égale 1.1 fois la largeur de l'élément adjacent. 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.

b) Maintenir un rapport d'aspect *"shape ratio"* (longueur/largeur) toujours inférieur à 5 afin d'avoir une bonne précision du calcul des contraintes et des déformations dans chaque élément.

Ainsi, nous avons varié le nombre d'éléments de 1200 (30x40) à 300 (15x20) pour le premier maillage et de 600 à 100 éléments pour le deuxième. Pour chaque simulation, la distribution des contraintes totale axiale, radiale et tangentielle ainsi que la distribution des pressions interstitielles ont été déterminées. Ces simulations ont montré qu'avec un nombre d'éléments de 600 (20x30) pour le premier et de 400 pour le deuxième, la précision est jugée satisfaisante car la différence avec le maillage le plus fin était de l'ordre de 1% dans les deux cas.

4.3 Conditions aux frontières

Le premier maillage a été utilisé pour simuler une expansion sans et avec mouvement axial. Dans le premier cas, le déplacement vertical des deux frontières inférieure et supérieure du maillage est empêché alors qu'elles sont libres pour tout déplacement dans la direction horizontale. Dans le deuxième cas, ces deux frontières sont soumises à des contraintes uniformes de compression de 200 kPa et elles sont libres pour tout déplacement vertical et horizontal. Dans les deux cas, la frontière verticale droite, qui représente le bord extérieur du cylindre creux, est soumise à une distribution uniforme de contrainte égale à 200 kPa.

Dans la perspective de simuler des essais à déformation contrôlée, un déplacement uniforme est imposé sur la frontière verticale gauche, qui représente le bord intérieur de la cavité, dans le cas où le mouvement axial est permis comme dans le cas de déformation plane. Le déplacement total imposé variait avec le modèle de comportement du matériau. Ainsi, pour les sols élastique et élastique parfaitement plastique, le déplacement total choisi était de 1.2 mm effectué en 120000 étapes alors que pour le

modèle de Cam Clay Modifié, le déplacement total était de 2.1 mm effectué en 210000 étapes. Cependant, la vitesse de déplacement était toujours gardée constante et égale à $1x10^{-5}$ mm/étape. Le choix de cette vitesse est justifié de deux manières :

1. La distribution des contraintes totales et effectives axiale, radiale et tangentielle pour des simulations dont la vitesse est inférieure à $1x10^{-5}$ mm/étape est restée très proche voir identique de la distribution obtenue avec cette dernière vitesse.
2. Le rapport d'équilibre pour un nombre d'étapes supérieur à celui choisi est resté toujours en dessous de la limite acceptable qui est de 0.01 telle que donnée par le manuel de FLAC alors que pour un nombre d'étapes inférieur à celui qu'on a choisi, ces valeurs sont supérieures, surtout pour les premières étapes, aux limites acceptables ce qui peut fausser complètement les résultats obtenus.

Le deuxième modèle de maillage a été utilisé seulement pour des fins de comparaison et de validation du premier maillage. Dans ce modèle, un déplacement horizontal nul est imposé à la frontière verticale et un déplacement vertical nul est imposé à la frontière horizontale. La frontière extérieure du maillage est soumise à une distribution uniforme de contraintes de 200 kPa alors que la frontière intérieure est soumise à une distribution uniforme et croissante de contraintes partant de 200 à 340 kPa par des étapes de 10 kPa. Une condition de non drainage est imposée dans tout le maillage et dans tous les cas de figures, ainsi toutes les frontières du maillage sont imperméables.

4.4 Validation du modèle numérique

Afin de valider le modèle numérique, la démarche suivante a été adoptée :

1. Les résultats, concernant la distribution des contraintes totales radiale et tangentielle ainsi que la pression interstitielle, obtenus avec le maillage axisymétrique en cas de déformation plane ont été testés et confirmés par comparaison avec des résultats obtenus par le second maillage de déformation plane. Ces résultats ont été quasi identiques. La figure (4-2) montre, à titre d'exemple, la distribution des contraintes totales et la pression interstitielle correspondant à une pression intérieure de 300 kPa obtenues avec les deux maillages dans un sol élastique parfaitement plastique.

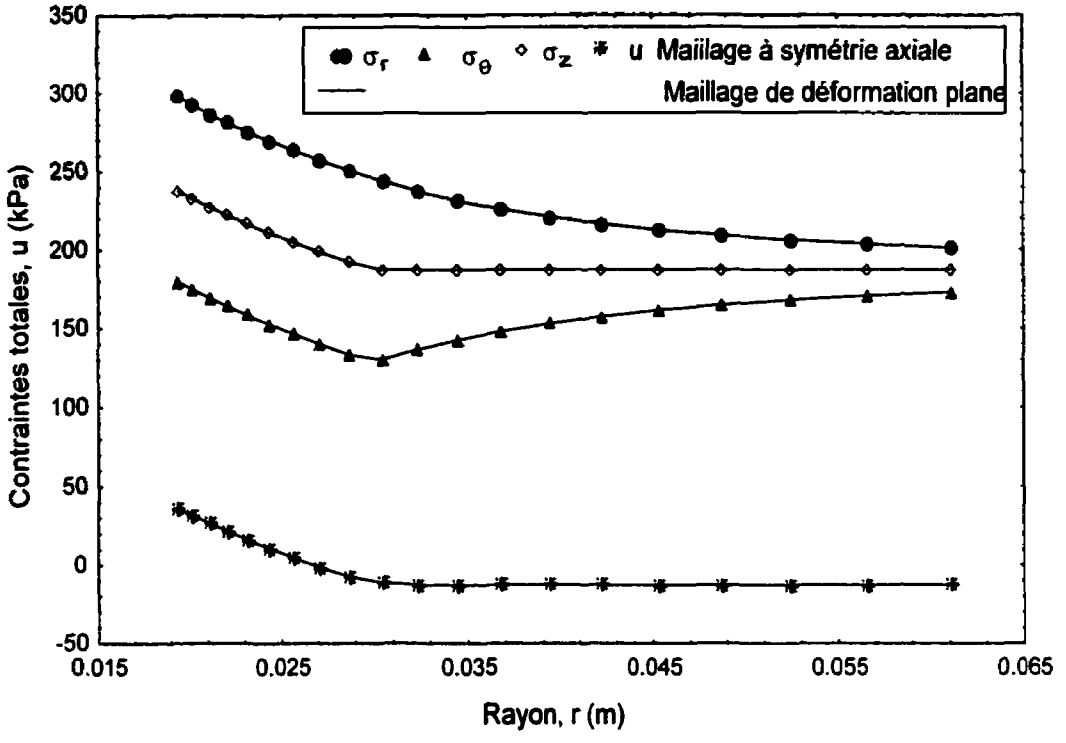


Figure (4-2) : distribution des contraintes totales et des pressions interstitielles obtenues avec les deux maillages : à symétrie axiale et de déformation plane

2. Des simulations numériques ont été faites sur un matériau linéaire élastique en cas de déformation plane. Les résultats obtenus ont été comparés avec la solution théorique de l'élasticité linéaire, en déformation plane, exposée au chapitre 2. Afin de faciliter la comparaison avec les résultats du modèle de Cam Clay Modifié, les propriétés élastiques du matériau correspondaient à celle de l'argile de Saint-Hilaire et qui sont utilisées plus tard dans le chapitre pour représenter les propriétés élastiques du Cam Clay. Ces propriétés sont les suivantes :

   Le module de cisaillement $G = 5570$ kN/m^2, le module de déformation volumique $K = 11140$ kN/m^2, le poids volumique = 15 kN/m^3.

   Les propriétés de l'eau interstitielle sont : $K = 2\text{x}10^5$ kPa, la densité = 10 kN/m^3 et la résistance à la tension = 10^7 kPa.

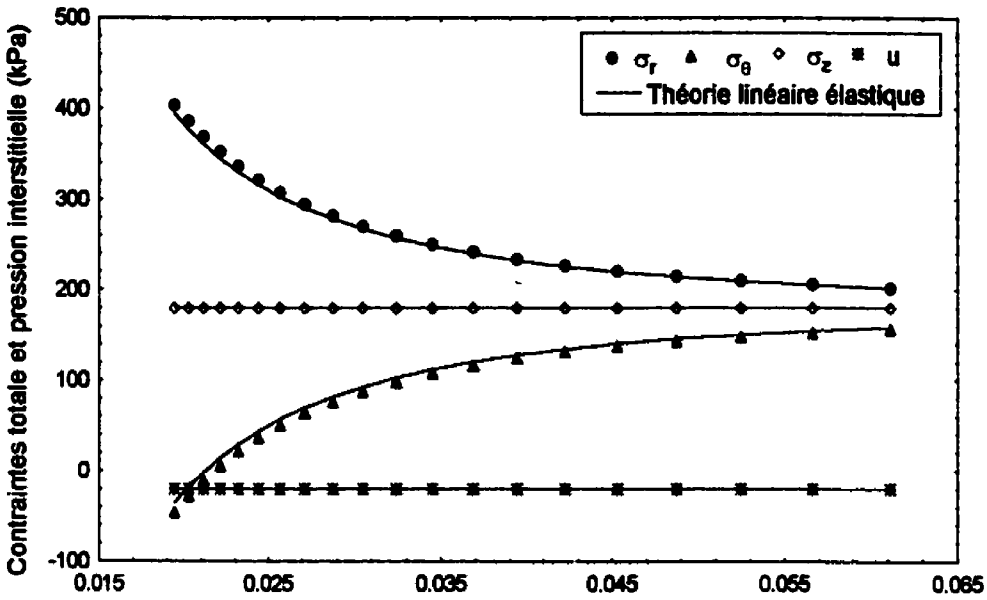
   Tel qu'indiqué plus haut, le déplacement total imposé au bord intérieur de la cavité était de $1.2\text{x}10^{-3}$ m effectué en 120000 étapes. Les figures (4-3a) et (4-3b) montrent,

respectivement, la distribution des contraintes totales radiale, tangentielle et axiale ainsi que la pression interstitielle correspondant aux déplacements, du bord intérieur, suivants : $4x10^{-4}$ m et $1.2x10^{-4}$ m. Les points représentent les résultats numériques et les lignes représentent la solution théorique (équations (2-24) et (2-25)). La comparaison montre une très bonne concordance entre la solution théorique et numérique (FLAC).

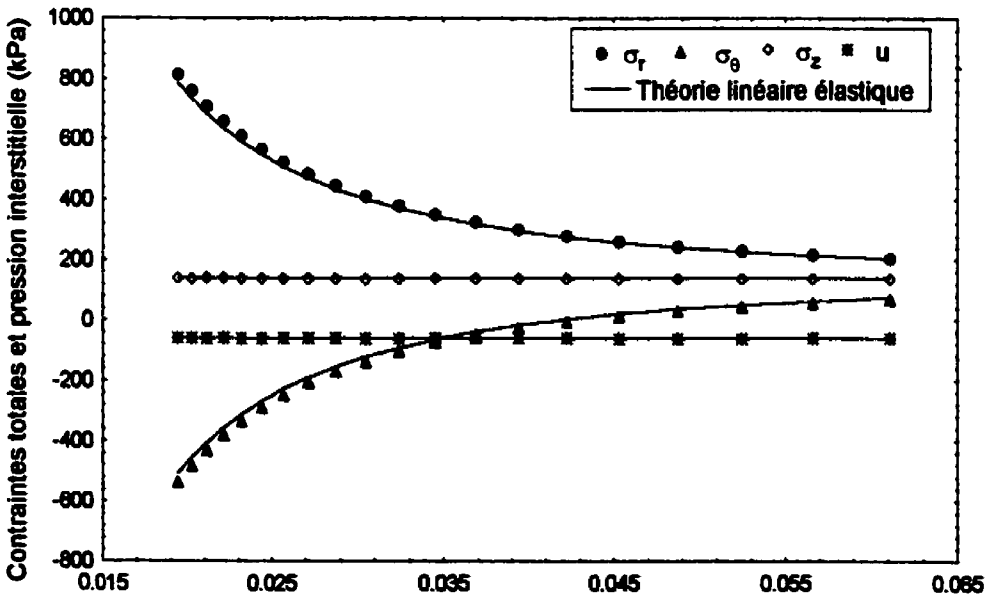
3. D'autres simulations ont été faites en considérant un modèle de comportement élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca comme critère de rupture dans le cas de déformation plane. Les résultats obtenus ont été, également, comparés avec la théorie des matériaux élastiques parfaitement plastiques en déformation plane exposée au chapitre 2. Les propriétés de l'eau interstitielle ainsi que les propriétés élastiques du matériau sont les mêmes que l'étape précédente. La cohésion non drainée c_u a été choisie égale à 66.4 kPa. Comme nous verrons plus loin dans le chapitre, cette valeur correspond à la cohésion non drainée utilisée dans le modèle de Cam Clay Modifié dans le cas d'un indice de surconsolidation isotrope de 1. Le déplacement total imposé au bord intérieur de la cavité est également égal à $1.2x10^{-3}$ m.

   Les figures (4-4a) et (4-4b) représentent la distribution des contraintes totales et la pression interstitielle correspondant aux déplacements de $4x10^{-4}$ m et $1.2x10^{-4}$ m respectivement. Les lignes, représentant la solution théorique, sont calculées à partir des équations (2-26), (2-27) quand le comportement du sol est élastique et les équations (2-28), (2-29) et (2-30) quand le comportement est parfaitement plastique. Le rayon plastique r_p est calculé, pour chaque étape, en fonction du déplacement intérieur y_{ri} selon l'équation (3-54). Là aussi, on trouve que les résultats numériques sont identiques aux résultats théoriques.

   La figure (4-5) présente la courbe d'expansion ainsi que l'évolution de la surpression interstitielle et la contrainte tangentielle, à un point situé sur le bord intérieur de la cavité, en fonction du déplacement. On remarque que, conformément à la théorie élastique parfaitement plastique, la contrainte tangentielle et la pression interstitielle

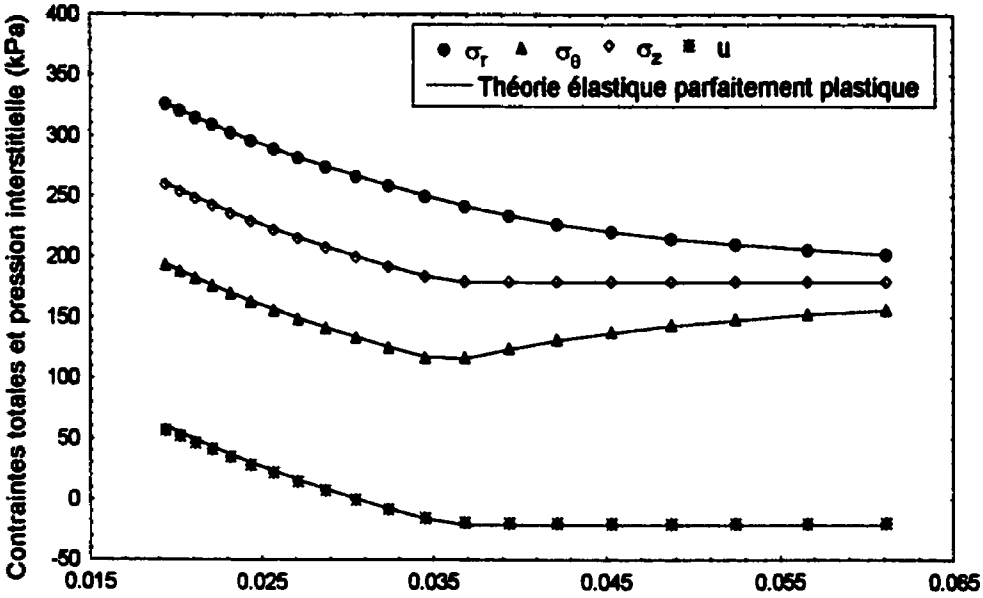


a) déplacement = 4×10^{-4} m

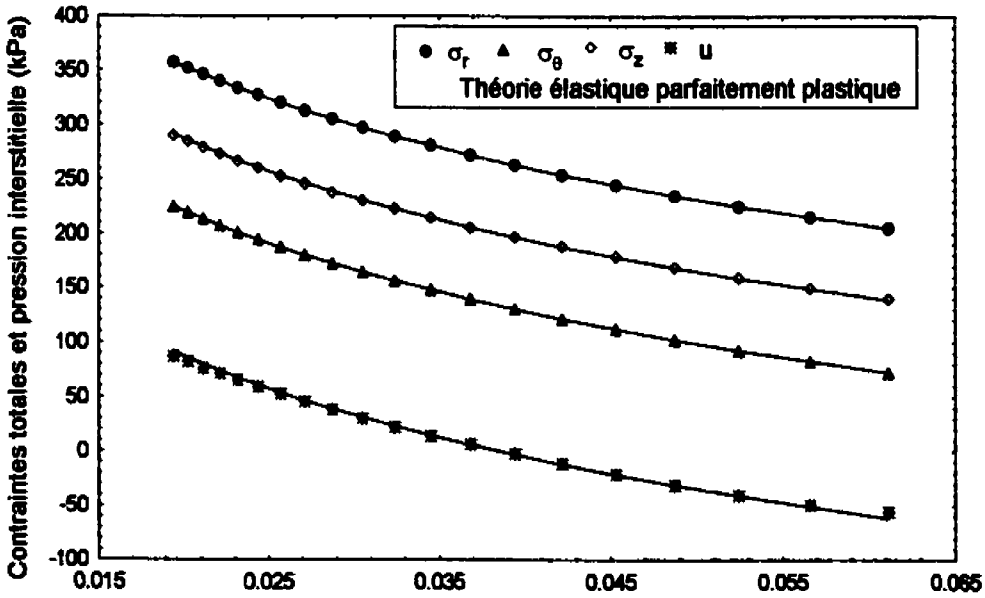


b) déplacement = 1.2×10^{-3} m

Figure (4-3) : comparaison des résultats numériques et théoriques de la distribution des contraintes pour un matériau linéaire élastique



a) déplacement = 0.4×10^{-4} m



b) déplacement = 1.2×10^{-3} m

Figure (4-4) : comparaison des résultats numériques et théoriques de la distribution des contraintes pour un matériau élastique parfaitement plastique

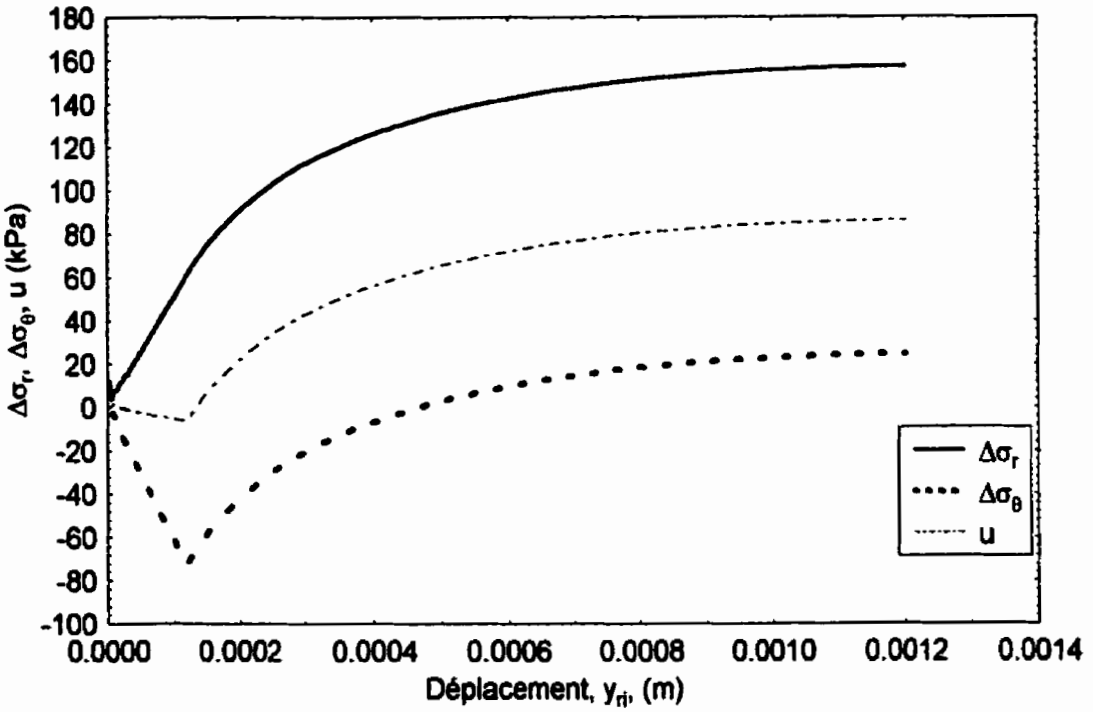


Figure (4-5) : évolution de $\Delta\sigma_r$, $\Delta\sigma_\theta$ et de u au bord de la cavité pour un matériau élastique parfaitement plastique

diminuent quand le comportement au point considéré est élastique et augmentent dès que la plastification commence.

4.5 Conditions initiales

Un état de contrainte totale isotrope initiale a été considéré avec $\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_z = 200$ kPa. Cette contrainte initiale est égale à la charge appliquée sur les frontières extérieures du maillage de telle sorte que l'équilibre initial est assuré. Étant donné que la grande majorité des échantillons testés au laboratoire ont été préconsolidés isotropiquement à 200 kPa, la valeur de $p`_c$, qui représente la contrainte de préconsolidation isotrope dans le modèle Cam Clay Modifié, a été choisie égale à 200 kPa dans toutes les simulations numériques réalisées sur ce modèle. Les valeurs initiales des contraintes effectives et de la pression interstitielle à l'intérieur du maillage dépendaient, bien entendu, de l'indice de surconsolidation isotrope OCR. Par exemple, pour une argile normalement consolidée les contraintes effectives initiales sont telles que $\sigma`_r = \sigma`_\theta = \sigma`_z = 200$ kPa et la pression interstitielle initiale $u = 0$ alors pour un OCR de 4, par exemple, $\sigma`_r = \sigma`_\theta = \sigma`_z = p`_c/\text{OCR} = 50$ kPa et $u = \sigma_r - \sigma`_r = 150$ kPa et ainsi de suite.

4.6 Simulation numérique sur le modèle de Cam Clay Modifié

Le modèle le plus adapté pour simuler le comportement d'une argile saturée est, sans doute, le modèle de Cam Clay Modifié. C'est un modèle de comportement isotrope, non linéaire, élasto-plastique avec écrouissage et où l'écoulement plastique est déterminé par une loi associée. Ce modèle, développé pour les argiles à l'Université de Cambridge, est basé sur le concept d'état critique de la mécanique des sols de Roscoe et Burland (1968). Les applications de ce modèle à des problèmes géotechniques réels (Wroth et Simpson 1972, Wroth 1977 etc.) ont montré qu'il est capable de prédire avec beaucoup de précision le comportement réel de l'argile normalement consolidée et légèrement surconsolidée.

Il est à noter que concernant l'interprétation des résultats des essais d'expansion dans les argiles saturées, les modèles élastique et élastique parfaitement plastique sont très

largement utilisés à cause du fait qu'une solution théorique existe pour ce genre d'interprétation. Cependant, ces deux modèles sont incapables 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 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.

Bien que la solution analytique du problème d'expansion de cavité dans le modèle de Cam Clay Modifié n'est pas connue, ce modèle présente trois avantages principaux sur les deux autres modèles :

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

Cependant, l'applicabilité du modèle de Cam Clay Modifié dans le cas d'une argile très surconsolidée est sujette à contestation (Banerjee et Stipho 1979) malgré le fait que les principales caractéristiques du comportement de l'argile surconsolidée sont prises en compte dans la formulation du modèle. La critique principale concerne la précision dans la prédiction des paramètres de résistance du sol au cisaillement pour les sols très surconsoliés. Toutefois, le modèle a été utilisé par des chercheurs comme, entre autre, Randolph et al. (1979) pour modéliser le comportement d'une argile ayant un indice de surconsolidation aussi élevé que 32.

Nous présentons dans ce qui suit une brève description de la formulation du modèle de Cam Clay Modifié. Cette présentation ne vise qu'à fournir les concepts et définitions de comportement.

4.6.1 Formulation du modèle de Cam Clay Modifié

La figure (4-6) illustre, schématiquement, la surface de charge du modèle de Cam Clay Modifié dans l'espace (p'-q-v) où :

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

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

v est le volume spécifique avec $v = e+1$

Cette surface est souvent représentée par ses projections dans les plans (p'-q) et (v-p'), comme montrée à la figure (4-7) ; ou encore, dans les plans (p'-q) et (v-lnp') où, dans ce dernier plan, la ligne d'état critique comme la ligne de consolidation isotrope sont des lignes droites et parallèles.

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

$$q^2 - M^2\{p'(p'_c - p')\} = 0 \qquad (4\text{-}1)$$

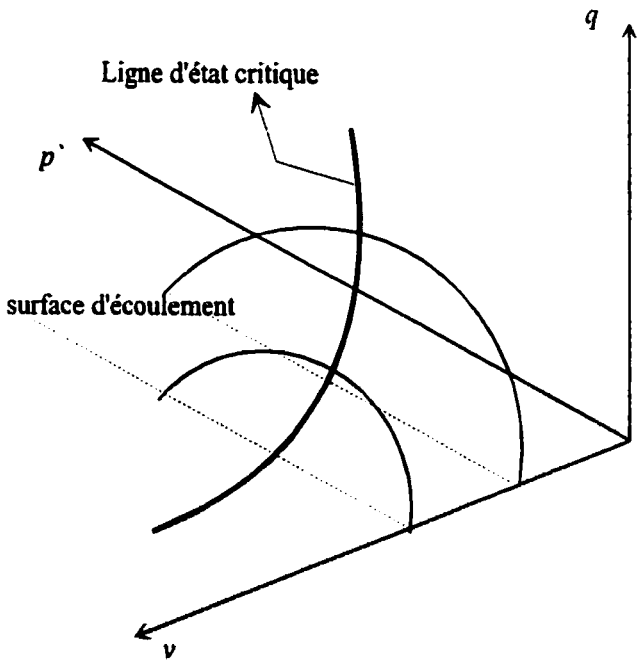


Figure (4-6) : surface de charge du modèle de Cam Clay Modifié

$$v = v_\lambda - \lambda . \ln \frac{p'}{p'_1} \qquad (4\text{-}2)$$

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-lnp`),

$p`_1$ et $v_\lambda$ sont la contrainte 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 :

$p'_c = \frac{\left(q_{max} / M^2 \right)}{p'_{max}} + p'_{max}$, où $p`_{max}$ et $q_{max}$ correspondent aux valeurs maximales atteintes par $p`$ et q, respectivement, durant toute l'histoire du sol.

On note cependant qu'un sol normalement consolidé à K_0 aura un $p'_0 = p'_{max} = \frac{\sigma'_v + 2\sigma'_h}{3}$ et $q'_0 = q'_{max} = \sigma'_v - \sigma'_h$ d'où, en utilisant l'équation (4-1), un indice de surconsolidation isotrope OCR de : $OCR = \frac{p'_c}{p'_0} = 1 + \frac{q_0}{(MP'_0)^2}$.

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

$$v = v_\kappa - \kappa . \ln \frac{p'}{p'_1}$$

où κ est la pente de la courbe de gonflement dans le plan (v-lnp`), 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 (4-1), représente une ellipse qui passe par l'origine et qui coupe l'axe $p`$ à $p`_c$ et la ligne d'état critique à $q = M \frac{p'_c}{2}$.

Ce comportement élastique est caractérisé dans le modèle de Cam Clay Modifié 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 :

$$K = \frac{vp'}{\kappa} \tag{4-3}$$

et par conséquent le module de cisaillement G sera exprimé en fonction de v, $p`$ et κ comme :

$$G = \frac{3\left(vp'/\kappa\right)(1-2\mu)}{2(1+\mu)} \tag{4-4}$$

Il est à noter que pour une valeur constante de coefficient de Poisson μ, 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 v_0 et $p`_0$ comme :

$$K_i = \frac{v_0 p'_0}{\kappa} \tag{4-5}$$

et

$$G_i = \frac{3\left(v_0 p'_0/\kappa\right)(1-2\mu)}{2(1+\mu)} \tag{4-6}$$

où

$$v_0 = v_\lambda - \lambda \ln \frac{p'_c}{p'_1} + \kappa \ln \frac{p'_c}{p'_0} \tag{4-7}$$

On note, cependant, que la valeur de v_0 doit nécessairement correspondre à la valeur de $p`_0$ sur la ligne de déchargement ayant une intersection avec la ligne de consolidation isotrope à $p`_c$.

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 (v-$lnp`$), à un point sur une ligne de déchargement.

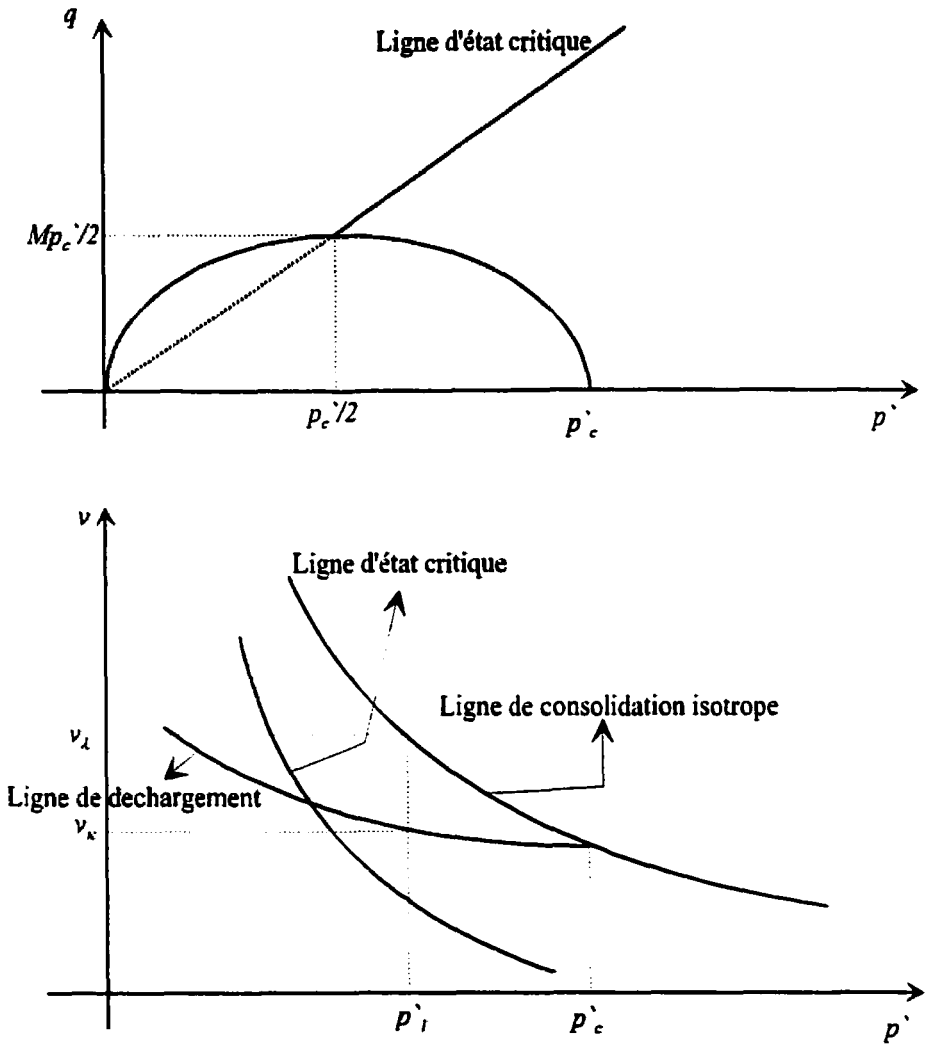


Figure (4-7) : projection de la surface de charge dans les plans (p'-q) et (v-p')

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 effective est donnée par Wood (1990) :

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

où η est le rapport des contraintes qui est égal à : $\left(q/p' \right)$

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

et $\Lambda = \dfrac{\lambda - \kappa}{\lambda}$

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 à la figure (4-8), 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 se définit 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. Cet état critique est représenté sur la figure (4-8) par le point (p'_{cr}, q_{cr}) avec, en raison de la forme elliptique de la surface d'écoulement, $q_{cr} = \dfrac{Mp'_{cr}}{2}$ et où η sera égal à M.

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 :

$$p'_{cr} = p'_0 \left(OCR/2\right)^{1-\kappa/\lambda} \qquad (4\text{-}8)$$

$$q_{cr} = \sqrt{3}.c_u \qquad (4\text{-}9)$$

où $c_u = \dfrac{1}{2}(\sigma'_1 - \sigma'_3)$

On note que la relation (4-9) 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.

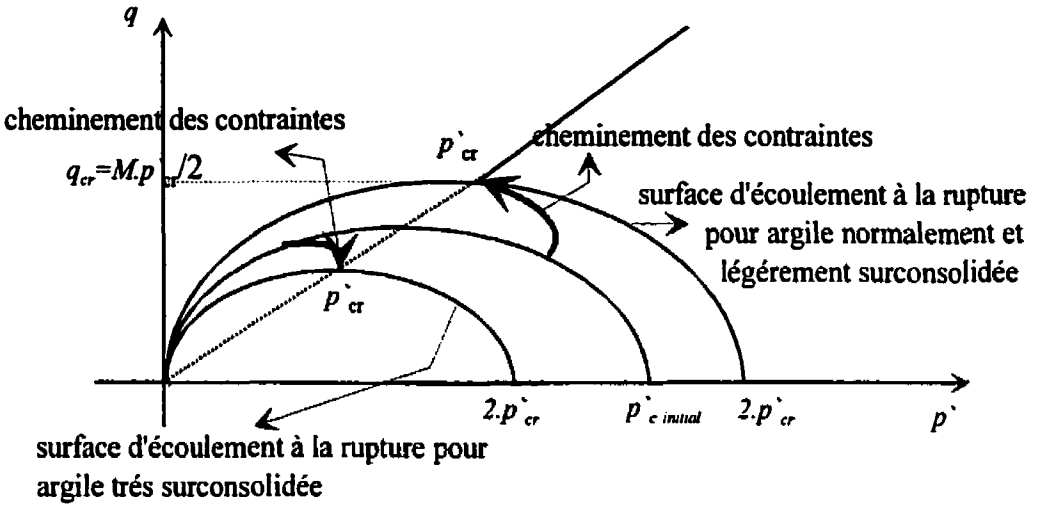


Figure (4-8) : changement de taille de la surface d'écoulement

Dans le cas où le terme (κ/λ) est suffisamment petit devant l'unité, la relation (4-8) s'écrira comme : $p'_{cr} = p'_0 OCR/2$

Wroth et al. (1979) ont fourni une formulation de c_u en fonction des paramètres de Cam Clay Modifié en déformation plane comme :

$$c_u = \frac{Mp'_c}{2\sqrt{3}}\left(\frac{2p'_0}{p'_c}\right)^{\kappa/\lambda} \qquad (4\text{-}10)$$

4.6.2 Propriétés du matériau

Afin de déterminer les paramètres du Cam Clay Modifié pour l'argile de Saint-Hilaire, deux essais de consolidation isotrope par étapes ont été effectués au laboratoire. L'échantillon, dont le volume initial et la teneur en eau initiale sont connus, est soumis à une contrainte effective moyenne donnée. Cette contrainte est augmentée jusqu'à 200 kPa par des étapes qui varient de 20 à 30 kPa. La valeur de l'indice des vides correspondant à chaque étape est calculée en mesurant la quantité d'eau sortant de l'échantillon une fois la consolidation isotrope terminée. Comme montré à la figure (4-9), nous avons tracé la

ligne de consolidation isotrope et la ligne de gonflement dans l'espace (v-lnp') ainsi nous avons pu déterminer les paramètres suivants :

$\lambda = 0.78$, $\kappa = 0.04$, $p'_l = 7.4$ et $v_\lambda = 4.8$.

La valeur de M, quant à elle, est calculée pour une valeur de ϕ', dans le domaine normalement consolidé, de 28° (voir tableau (6-1)), ce qui correspond à $M = 1.11$.

Nous avons mentionné plus haut que pour une valeur donnée du coefficient de Poisson μ, 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 μ (équation (4-4)). Randolph et al. (1979) remarquent 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. Ils suggèrent, donc, de prendre une valeur constante et réaliste de G, plutôt que μ, et, dans ce cas, μ doit varier au fur et à mesure que la contrainte effective moyenne p' augmente afin de garder toujours cette valeur constante de G.

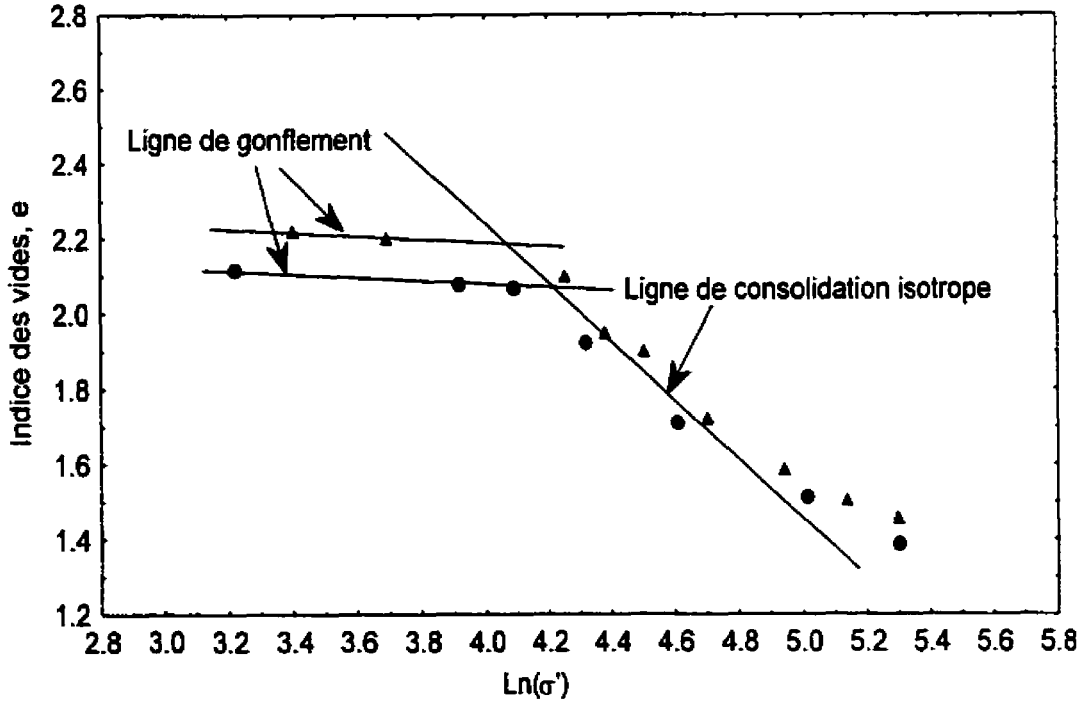


Figure (4-9): ligne de consolidation isotrope et de déchargement

Nous avons pu adopter cette approche de Randolph et al. grâce au fait que le modèle de Cam Clay Modifié implanté dans FLAC offre cette possibilité.

La valeur de G que ces auteurs suggèrent est la suivante :

$$G = 0.5K_{max}$$

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.

Dans notre cas, $p`_{max}$ est égal à 200 kPa et par conséquent v_{min} correspond à OCR = 1 et sera exprimé comme (équation (4-7)) : $v_{min} = v_\lambda - \lambda \ln \frac{p'_{max}}{p'_1} = 2.23$

La valeur de K_{max} sera donc égale à 11140 et par conséquent G sera égal à 5570 kN/m^2.

En observant les équations (4-5) et (4-7), on remarque que les valeurs initiales de v et de K (v_0 et K_i respectivement) dépendent de l'indice de surconsolidation isotrope OCR. Le tableau suivant donne les valeurs de v_0 et de K_i ainsi que c_u, de la façon formulée par Randolph et al. (1979), en fonction de l'OCR.

OCR	v_0	K_i (kPa)	c_u (kPa)
1	2.228	11140	66.40
2	2.256	5639	64.09
4	2.283	2854	61.85
8	2.311	1444	59.69
16	2.339	731	57.60
32	2.367	370	55.59

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 (4-3)). La figure (4-10) illustre bien cette variation de K en fonction du déplacement intérieur y_{ri} dans un

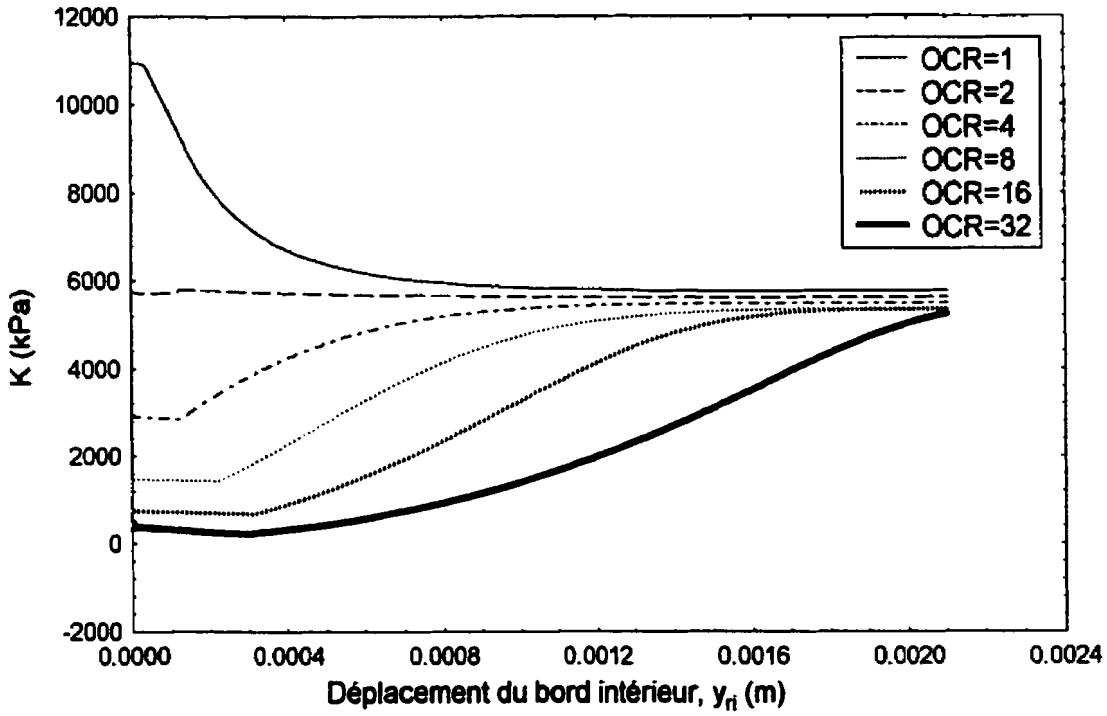


Figure (4-10) : module de déformation volumique en fonction du déplacement pour différentes valeurs d'OCR

élément situé sur le bord intérieur de la cavité pour des valeurs d'OCR de 1, 2, 4, 8, 16 et 32.

4.6.3 Effet de l'indice de surconsolidation sur l'évolution et la distribution des contraintes

Nous présentons dans cette section les résultats des simulations numériques qui ont été effectuées avec le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane et pour des valeurs d'OCR de 1, 2, 4, 8, 16 et 32. La figure (4-11) présente les courbes d'expansion en fonction du déplacement du bord intérieur de la cavité pour les valeurs d'OCR qui sont citées plus haut. Il parait clair que la valeur de la pression intérieure, pour chaque courbe d'expansion, tend vers une valeur limite. Le déplacement du bord intérieur qui correspond à cette contrainte limite dépend de l'indice de surconsolidation où plus le sol est surconsolidé plus le déplacement nécessaire pour atteindre la valeur limite est grande. Les figures (4-12) et (4-13) représentent, respectivement, la variation de u au bord de la cavité et au milieu de l'échantillon pour les mêmes valeurs d'OCR. Nous remarquons que lorsque l'indice de surconsolidation est supérieur à 4, l'excès de la pression interstitielle est négatif, ce qui correspond à une tendance du matériau à augmenter de volume alors que cet excès est positif pour les sols normalement et légèrement surconsolidés. D'autre part, les valeurs de Δu diminuent, pour tous les OCR, d'une façon quasi linéaire lorsque le comportement du sol, au point considéré, est élastique, ce qui correspond ainsi à un état de contrainte qui se trouve à l'intérieur de la surface d'écoulement initial. Cette variation de u ne commence à augmenter que lorsque la plastification commence à avoir lieu au même point.

De plus, ces figures montrent que le déplacement y_{ri} nécessaire pour atteindre l'état plastique du matériau au bord intérieur du maillage dépend de l'indice de surconsolidation où plus le sol est surconsolidé, plus cette valeur de y_{ri} est grande. Par exemple, on remarque que pour l'argile normalement consolidée, u au bord de la cavité commence immédiatement à augmenter, indiquant que la plastification commence dès les premières étapes de la simulation alors que pour l'argile ayant un OCR de 8, cette

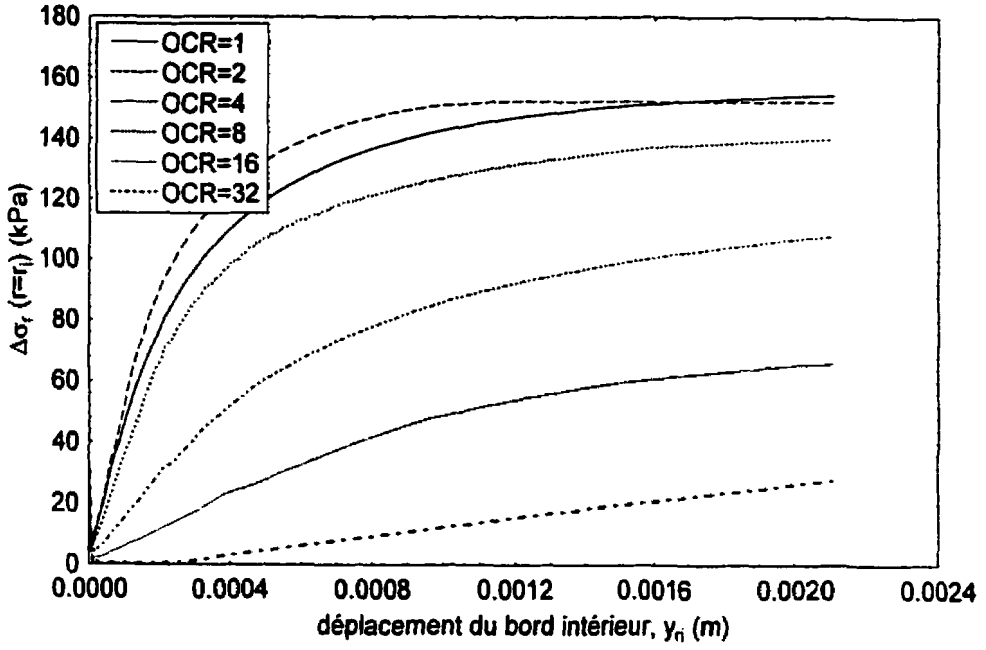


Figure (4-11) : courbe d'expansion en fonction du déplacement intérieur pour le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane

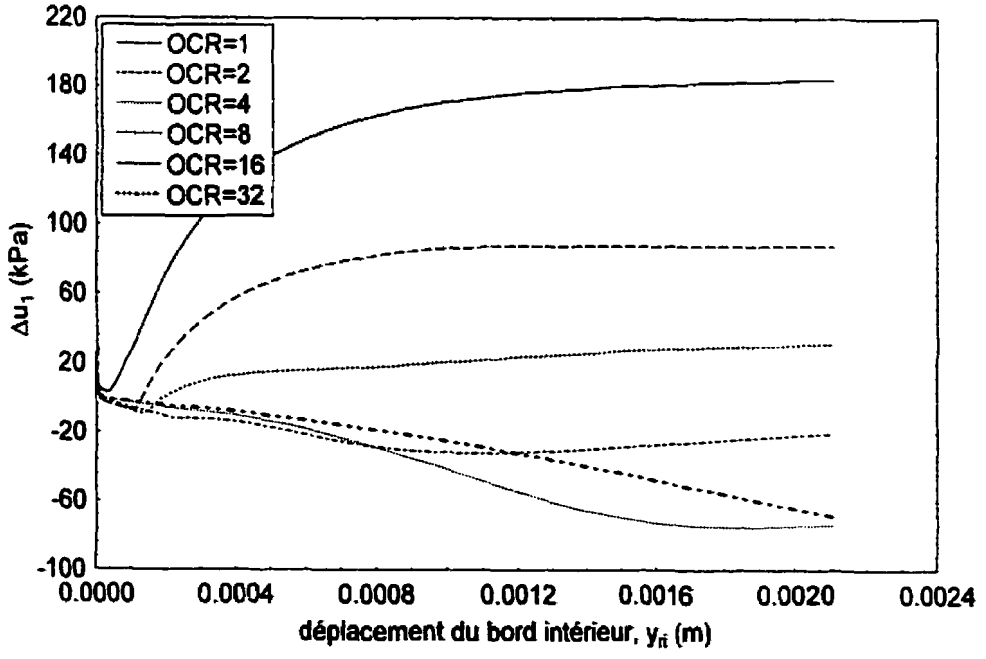


Figure (4-12) : variation de la pression interstitielle au bord de la cavité pour le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane

plastification ne commence que pour y_{ri} est égal à 1.2 mm et pour l'argile qui a un OCR de 32, Δu diminue continuellement jusqu'à la fin de la simulation.

Nous avons tracé à la figure (4-14) la variation de u, en fin d'expansion, en fonction du logarithme d'OCR où il semble que, selon le modèle de Cam Clay Modifié, cette variation est logarithmique en fonction de l'OCR.

Les figures (4-15) à (4-20) présentent la distribution des contraintes effectives et la pression interstitielle à travers l'échantillon pour les mêmes indices de surconsolidation. Les déplacements intérieurs correspondant à chaque distribution des contraintes sont indiqués sur les figures. On remarque, à partir de ces figures, qu'en général, la contrainte effective radiale σ'_r et la contrainte effective tangentielle σ'_θ restent pratiquement constantes avec une légère diminution dans la zone plastique. Une telle constatation a été également faite par Baguelin et al (1986) qui ont simulé l'expansion d'une cavité cylindrique dans un milieu infini, en utilisant également le modèle de Cam Clay Modifié.

D'autre part, on constate que la condition $\sigma'_z = \frac{1}{2}(\sigma'_r + \sigma'_\theta)$ est généralement vérifiée à travers l'échantillon pour toutes les simulations effectuées. De plus, le terme $(\sigma'_r - \sigma'_\theta)$ dans les résultats numériques est égal ou légèrement inférieur à $2c_u$ dans la zone remaniée où c_u est donnée par l'équation (4-10).

On remarque que pour des valeurs d'OCR supérieures ou égales à 8, la contrainte tangentielle effective σ'_θ prend des valeurs négatives dans des endroits à l'intérieur du maillage 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 y_{ri} et de l'indice de surconsolidation.

Nous avons tracé aux figures (4-21) et (4-22), respectivement, les cheminements des contraintes totales et effectives dans un élément situé au bord de la cavité pour des valeurs d'OCR de 1, 2, 4, 8, 16 et 32. Nous constatons que, contrairement aux sols élastiques parfaitement plastiques, à l'exception du cas où l'OCR est égal à 2, la variation de la contrainte effective moyenne p' n'est pas nulle durant l'expansion dans le cylindre

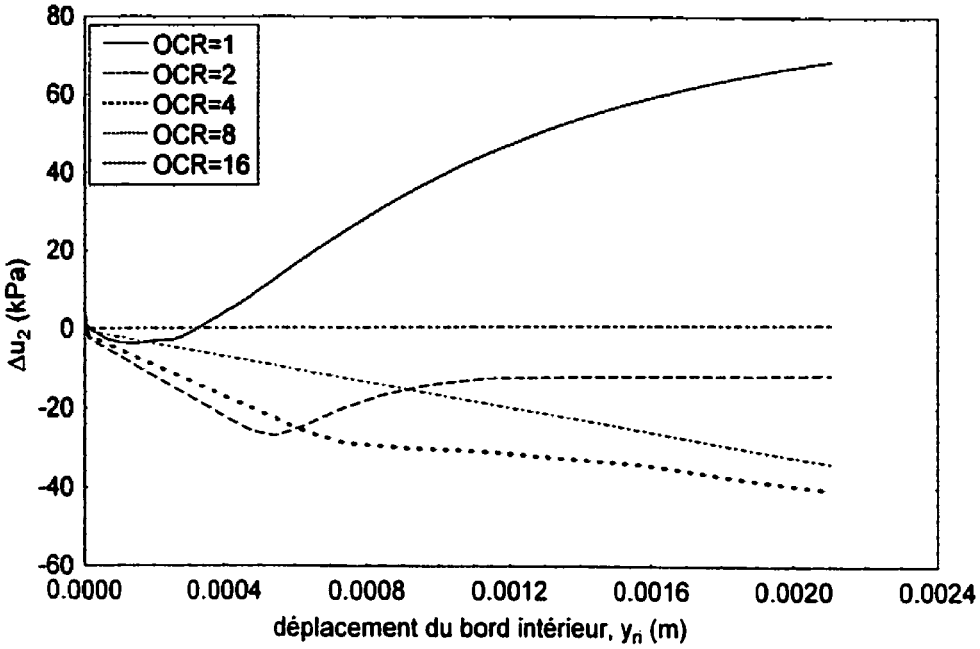


Figure (4-13) : variation de la pression interstitielle au milieu du maillage pour le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane

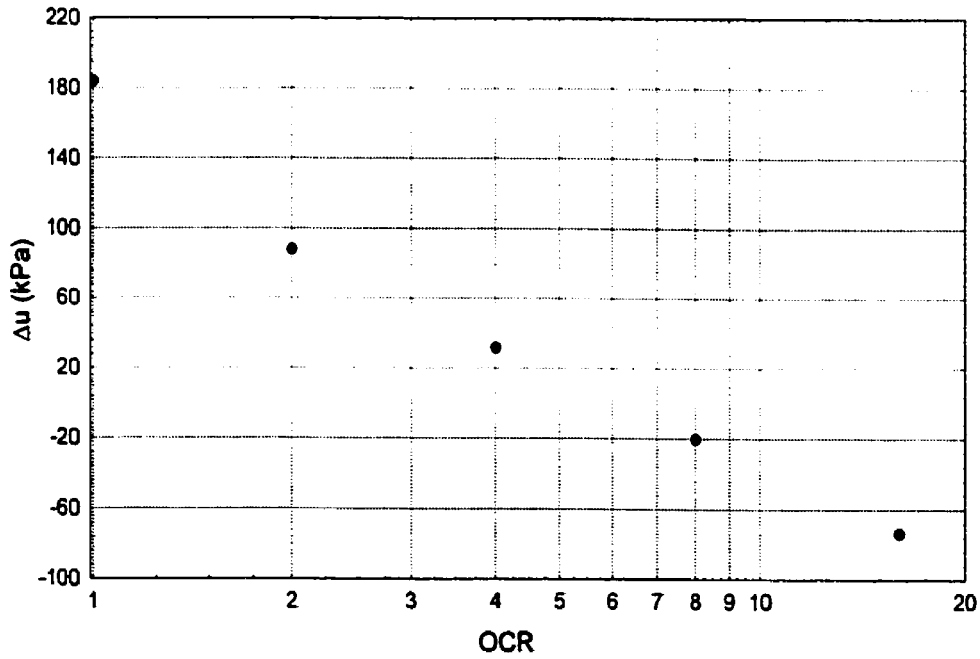


Figure (4-14) : variation de la pression interstitielle en fonction de l'indice de surconsolidation, en fin d'expansion, pour le modèle de Cam Clay Modifié en déformation plane

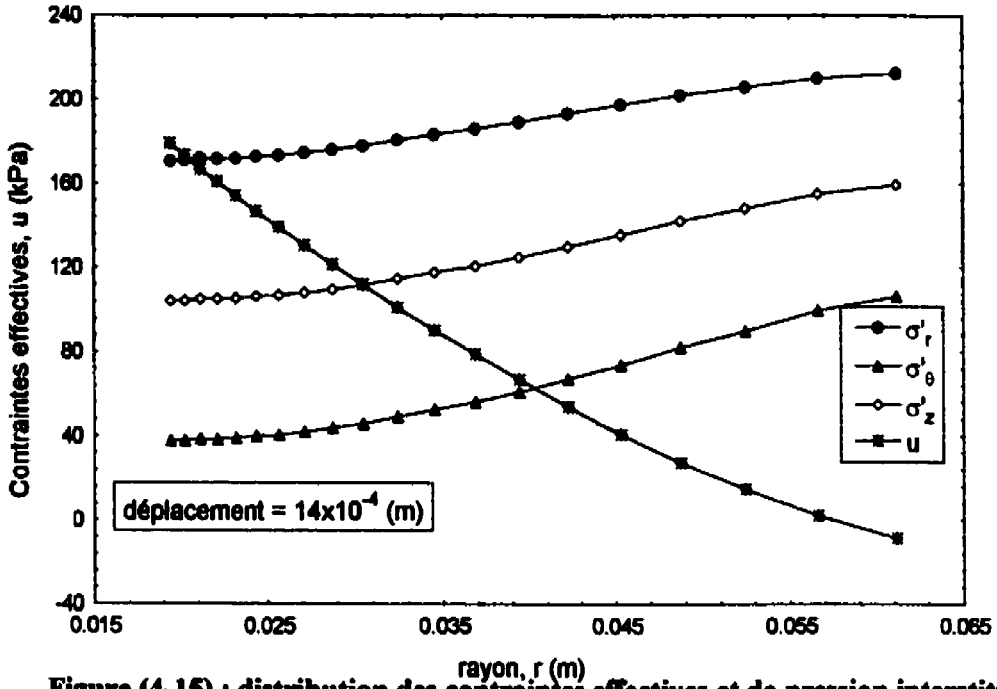


Figure (4-15) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 1$

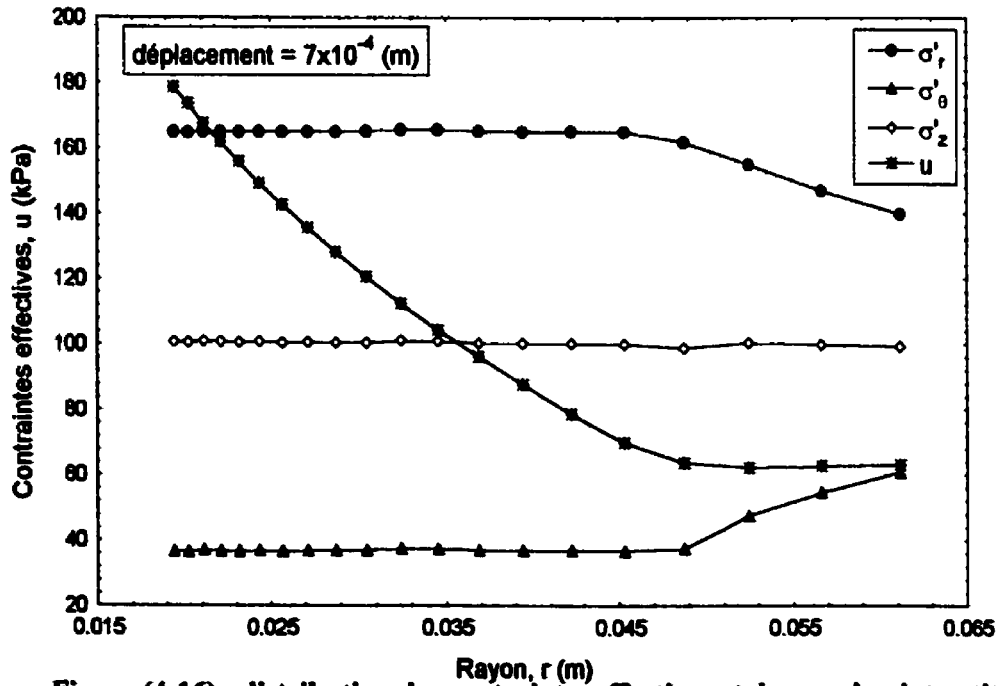


Figure (4-16) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 2$

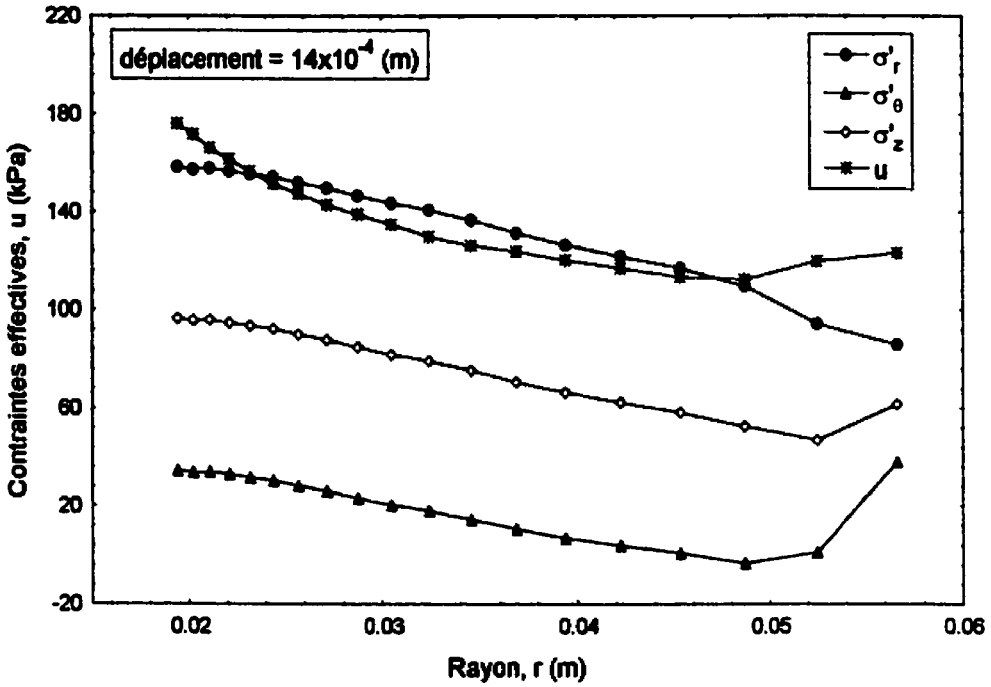


Figure (4-17) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 4$

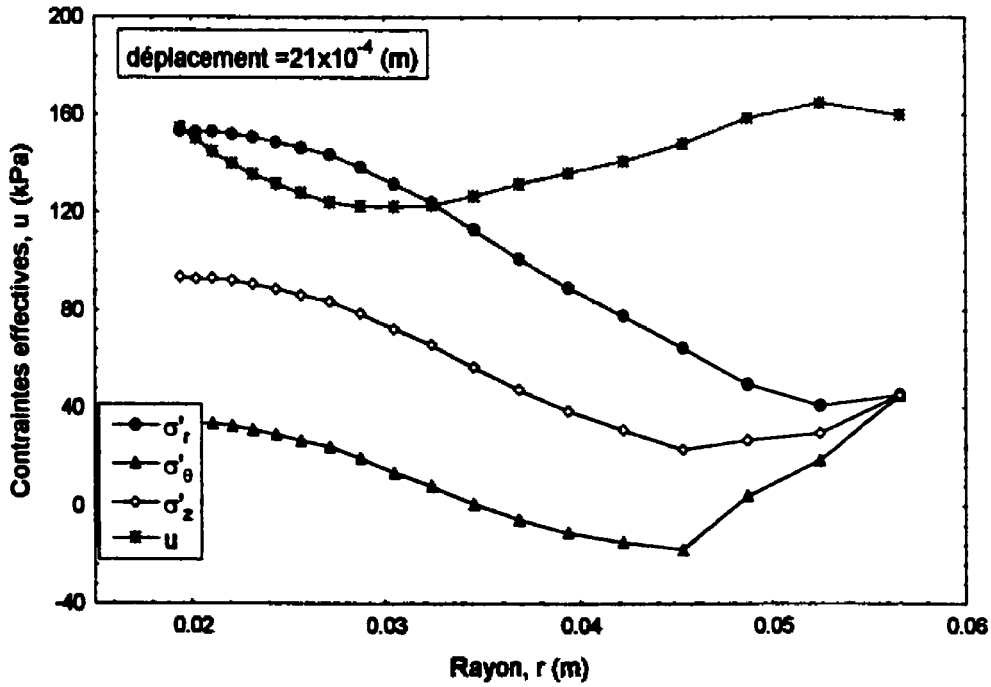


Figure (4-18) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 8$

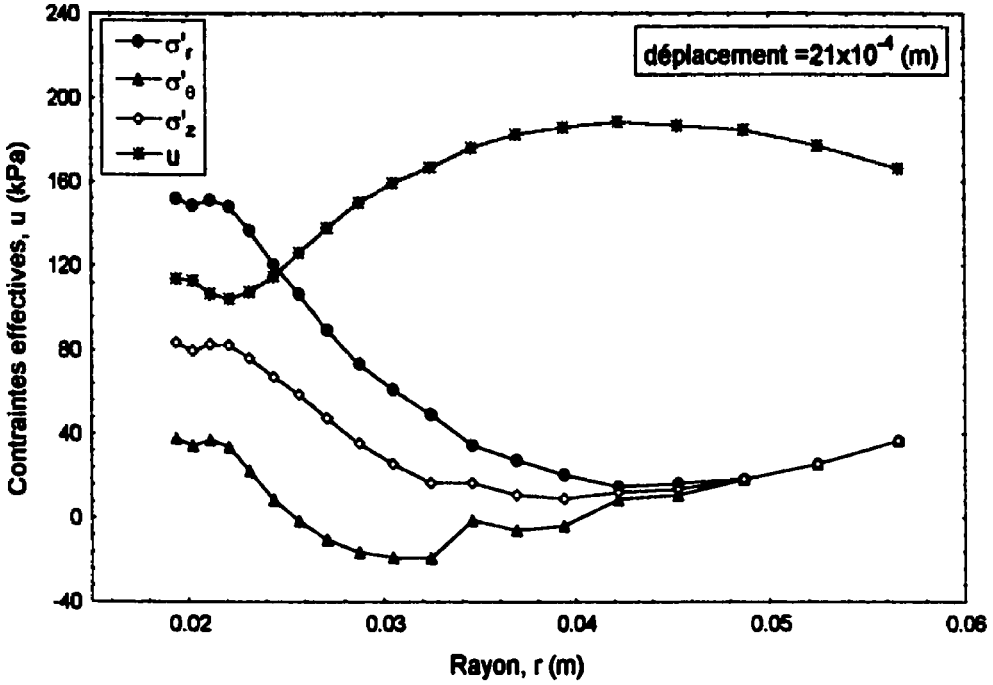


Figure (4-19) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 16$

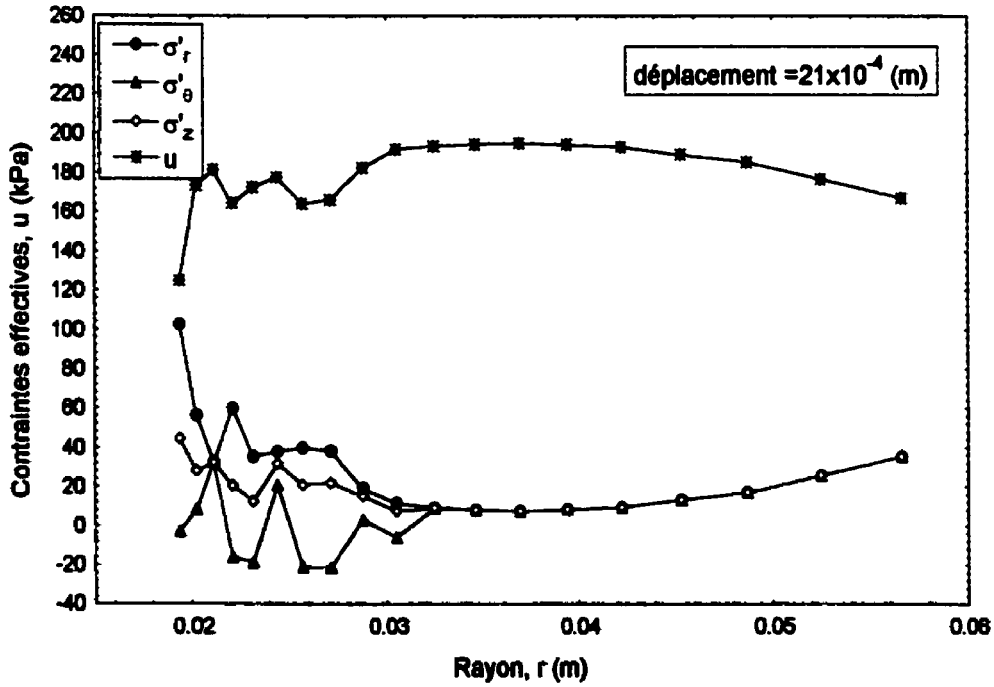


Figure (4-20) : distribution des contraintes effectives et de pression interstitielle pour $OCR = 32$

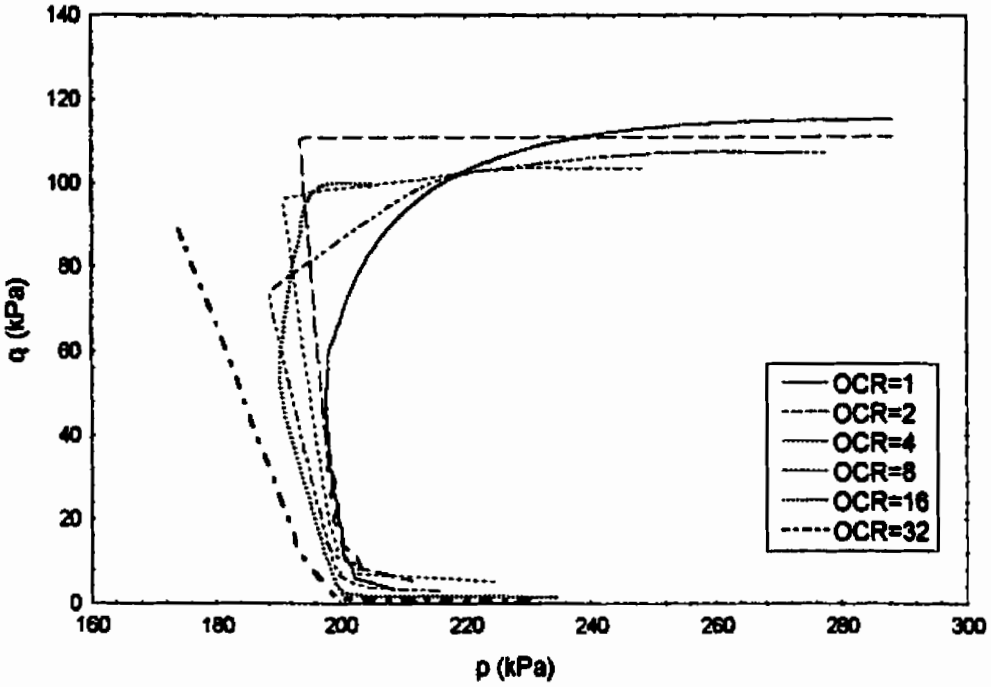


Figure (4-21) : cheminement des contraintes totales pour différentes valeurs d'OCR

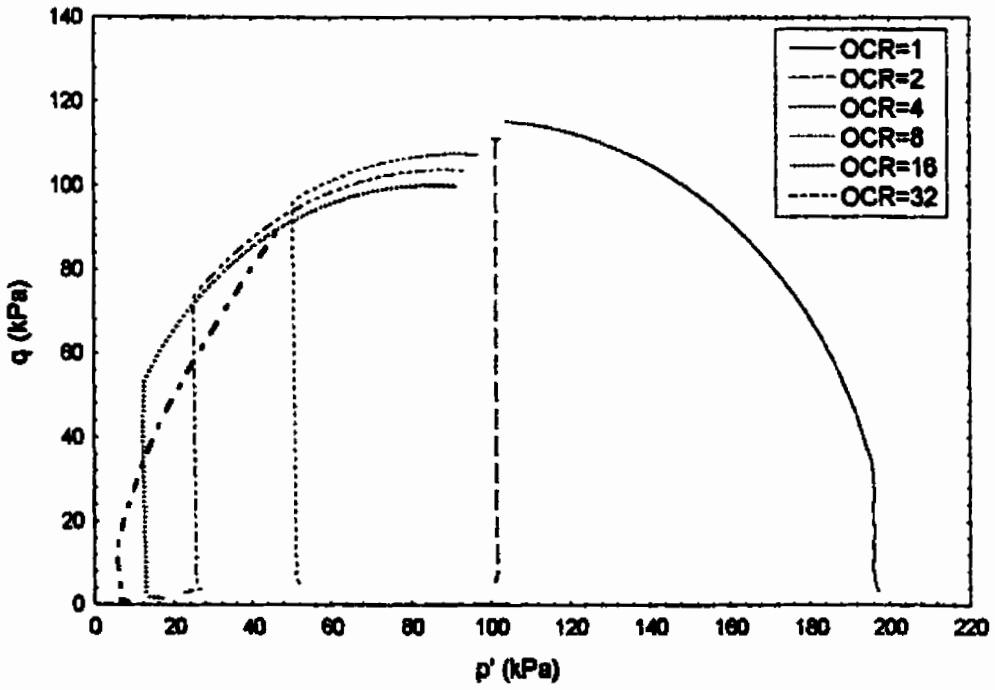


Figure (4-22) : cheminement des contraintes effectives pour différentes valeurs d'OCR

creux. Cependant, cette contrainte est pratiquement constante quand le comportement au point considéré est élastique. Les cheminements des contraintes totales montrent que la pente de la partie initiale est quasiment identique pour toutes les valeurs d'OCR, cependant, dès que la plastification commence, ces cheminements dévient graduellement vers la droite en commençant par le cheminement correspondant à OCR = 1 et ainsi de suite. On remarque par ailleurs que cette déviation n'a pas eu lieu pour le sol qui a un OCR égal à 32 indiquant que le matériau est resté en état élastique jusqu'à la fin de la simulation. On note que cette remarque a été, également, formulée lors de la présentation de la pression interstitielle générée dans ce cas.

La figure (4-23) montre l'évolution de la contrainte tangentielle σ_θ dans un élément situé au bord intérieur de la cavité en fonction de y_{ri} pour les mêmes valeurs d'OCR. Ces courbes montrent que, comme pour les sols élastiques parfaitement plastiques, tant que le comportement du matériau est élastique, σ_θ diminue en fonction du déplacement intérieur. Quand l'état des contraintes, dans l'élément en question, traverse la surface d'écoulement initiale σ_θ se met à augmenter graduellement jusqu'à la fin de la simulation. Encore une fois, on trouve que le début de la plastification dépend de la valeur d'OCR.

4.7 Expansion de cavité cylindrique avec mouvement axial permis

Nous nous proposons dans cette section de faire des simulations numériques en permettant le mouvement axial dans un matériau élastique et élastique parfaitement plastique, dans un premier temps, et de comparer les résultats numériques avec la solution théorique que nous avons présentée au chapitre 3. Dans un deuxième temps, des simulations seront faites avec le modèle de Cam Clay Modifié et les résultats obtenus seront comparés au cas d'un mouvement axial nul.

Les propriétés des matériaux pour les sols élastiques et élastiques parfaitement plastiques sont les mêmes que celles exposées plus haut dans la section (4-4). La distribution des contraintes totales radiales, tangentielle, axiale et la surpression interstitielle, dans le cas d'un matériau linéaire élastique, sont présentées aux figures (4-24 a et b)

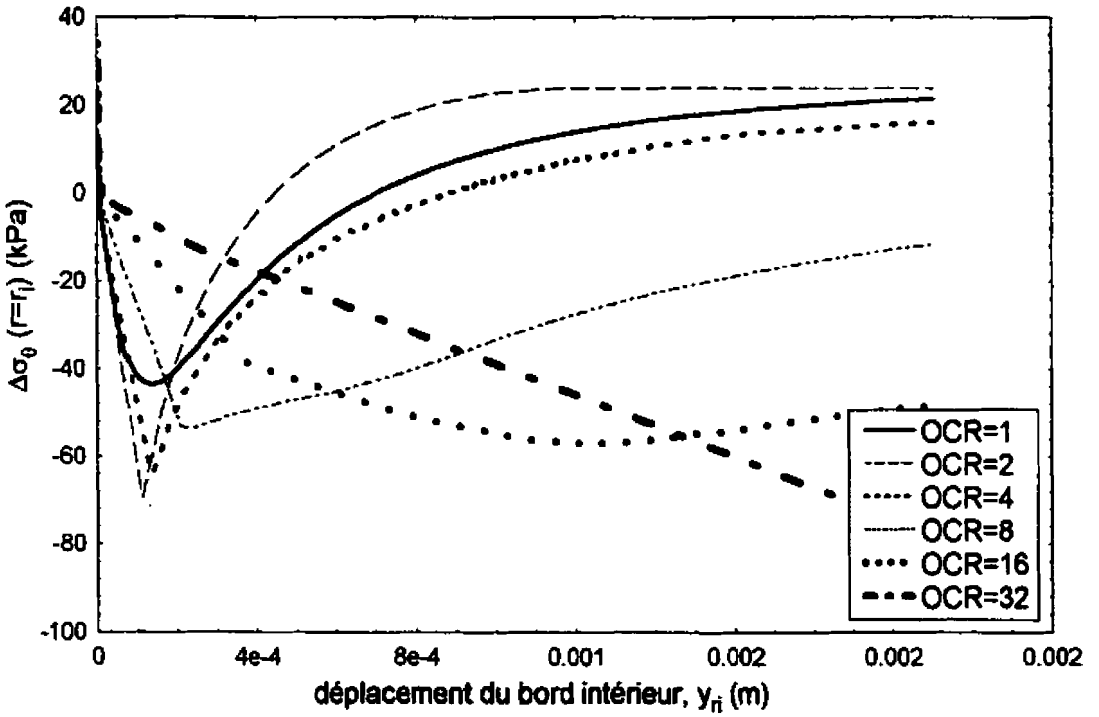
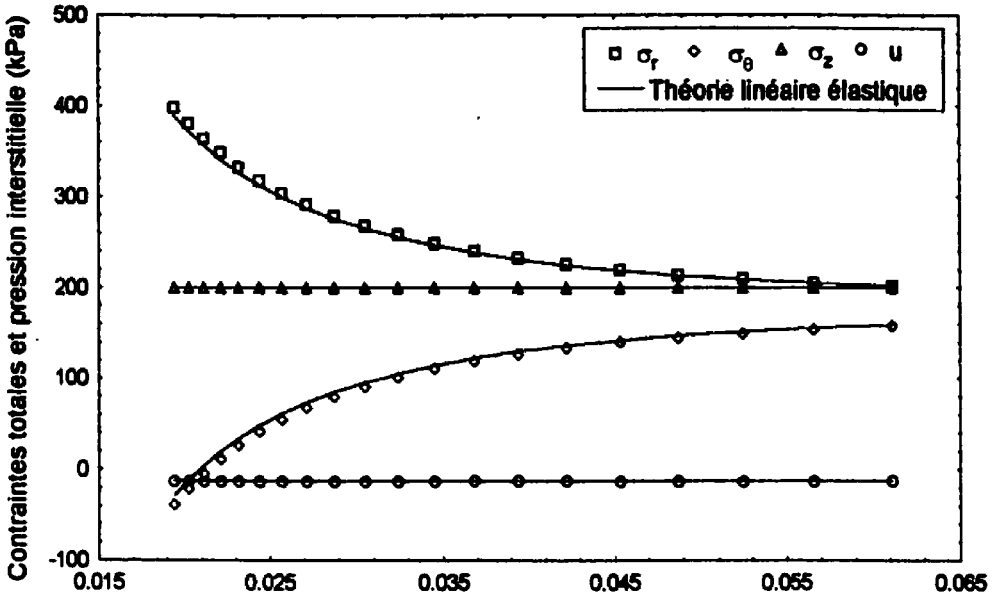
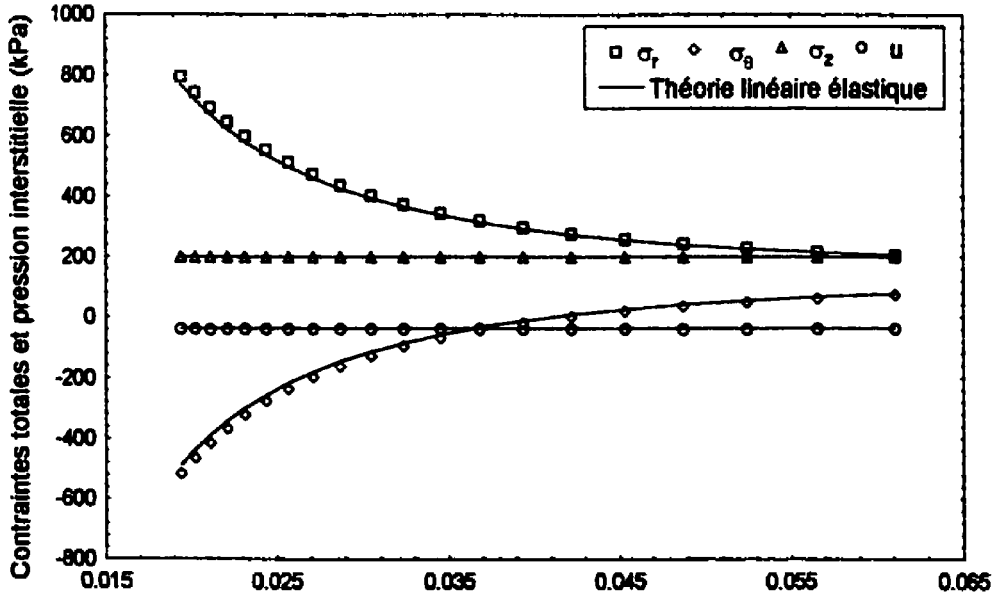


Figure (4-23) : évolution de la contrainte tangentielle en fonction de l'OCR



a) déplacement = 4×10^{-4} m



b) déplacement = 1.2×10^{-3} m

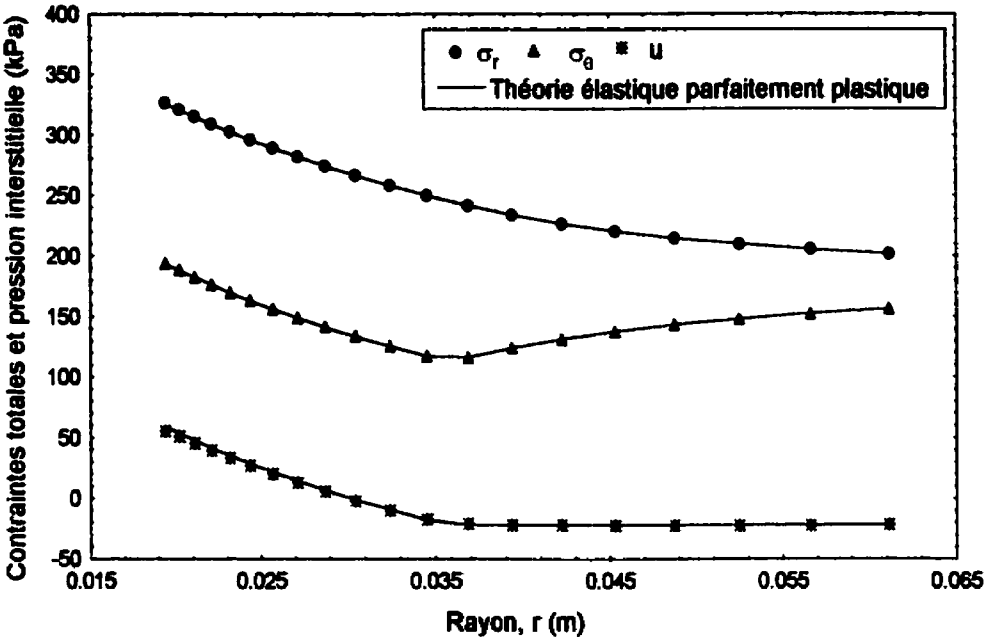
Figure (4-24) : comparaison des résultats numériques et théoriques de la distribution des contraintes pour un matériau linéaire élastique avec mouvement axial

correspondant, respectivement, au déplacement radial, du bord intérieur de la cavité, de $4x10^{-4}$ m et $1.2x10^{-4}$ m. Les points dans les figures représentent les résultats numériques et les lignes représentent la solution théorique telle que donnée par les équations (3-26), (3-27) et (3-29). Les figures (4-25 a et b) sont les mêmes que les figures précédentes mais pour un matériau élastique parfaitement plastique. Dans ce dernier cas, la solution théorique est donnée par les équations (3-35) et (3-36) dans la phase élastique et (3-38), (3-39) et (3-40) dans la phase plastique. Les paramètres A et B, pour chaque étape de la simulation, sont calculés en appliquant les équations (3-8) et (3-9) et le rayon plastique r_p est calculé à l'aide de l'équation (3-51).

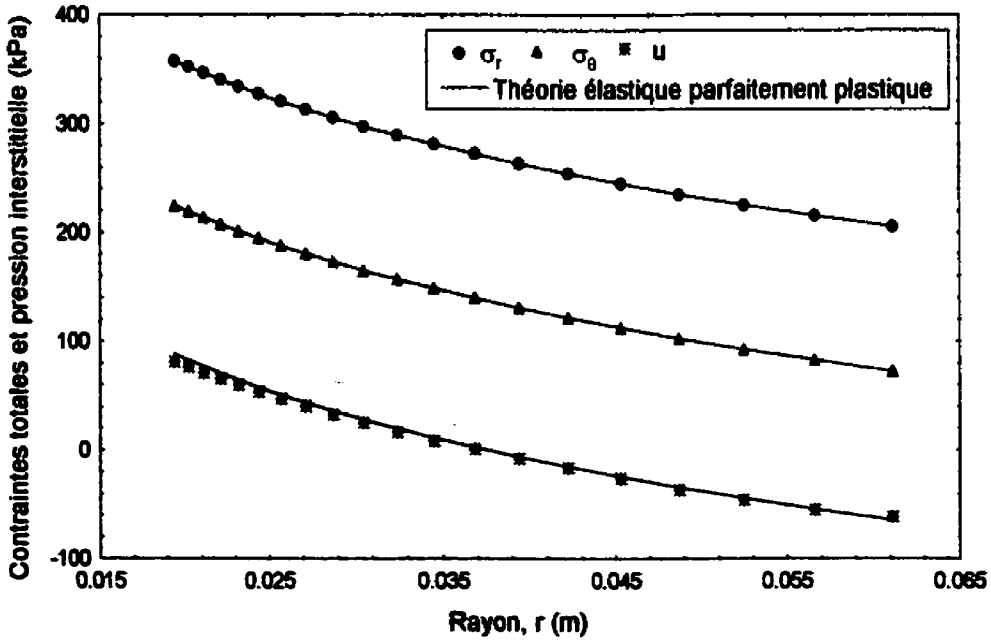
En observant ces figures, il parait clair que la ressemblance entre la solution théorique que nous avons présentée au chapitre 3 et les résultats numériques obtenus par FLAC est évidente, ce qui nous permet de valider à la fois le développement de la solution théorique et le modèle numérique.

La figure (4-26) représente la courbe d'expansion et l'évolution de la contrainte tangentielle et de la surpression interstitielle au cours de l'expansion à un point situé sur le bord intérieur de la cavité. On remarque que, comme dans le cas de déformation plane, la contrainte tangentielle et la pression interstitielle diminuent linéairement au moment où le comportement est élastique et ne commencent à augmenter que lorsque le critère de Tresca est atteint sur la paroi intérieure du maillage. D'autre part, on remarque, en comparant la figure (4-26) avec la figure (4-5), que la courbe d'expansion et la contrainte tangentielle sont très légèrement inférieures quand le mouvement axial est permis. Nous avons tracé sur la figure (4-27) l'évolution de la pression interstitielle au bord de la cavité et au milieu du maillage correspondant aux cas où le mouvement axial est permis et de déformation plane, et il parait bien que Δu est légèrement supérieure dans le deuxième cas.

Les courbes d'expansion obtenues avec le modèle de Cam Clay Modifié avec un mouvement axial, pour des valeurs d'OCR de 1, 2, 4, 8 et 16, sont présentées à la figure (4-28). Comme dans le cas de déformation plane, on constate que la pression intérieure tend vers une pression limite dont la valeur, comme la valeur du déplacement intérieur



a) déplacement = 0.4×10^{-4} m



b) déplacement = 1.2×10^{-4} m

Figure (4-25) : comparaison des résultats numériques et théoriques de la distribution des contraintes pour un matériau élastique parfaitement plastique avec mouvement axial

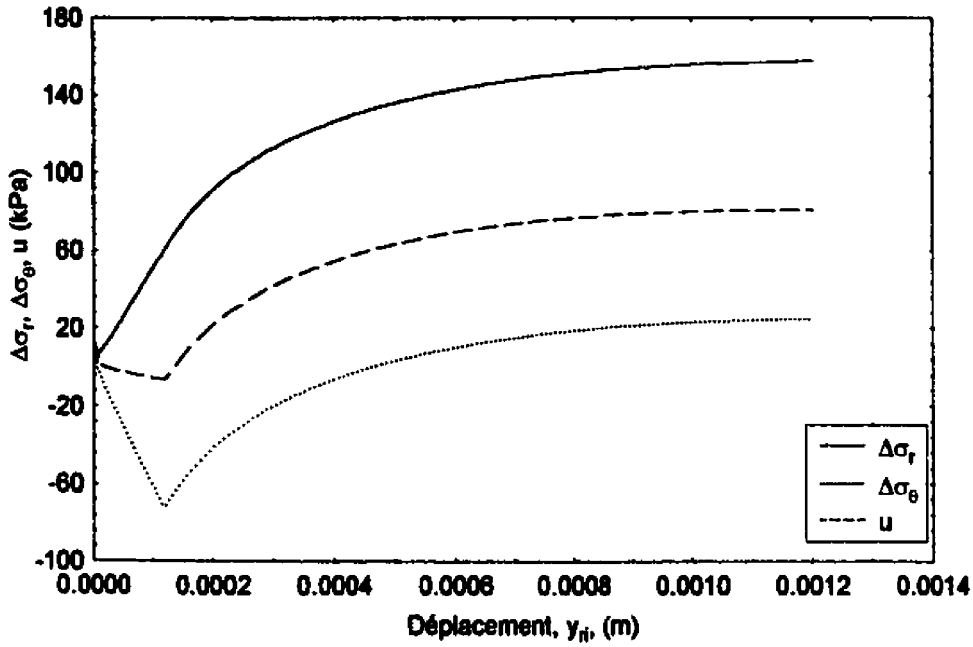


Figure (4-26) : évolution de $\Delta\sigma_r$, $\Delta\sigma_\theta$ et de u au bord de la cavité pour un matériau élastique parfaitement plastique avec mouvement axial

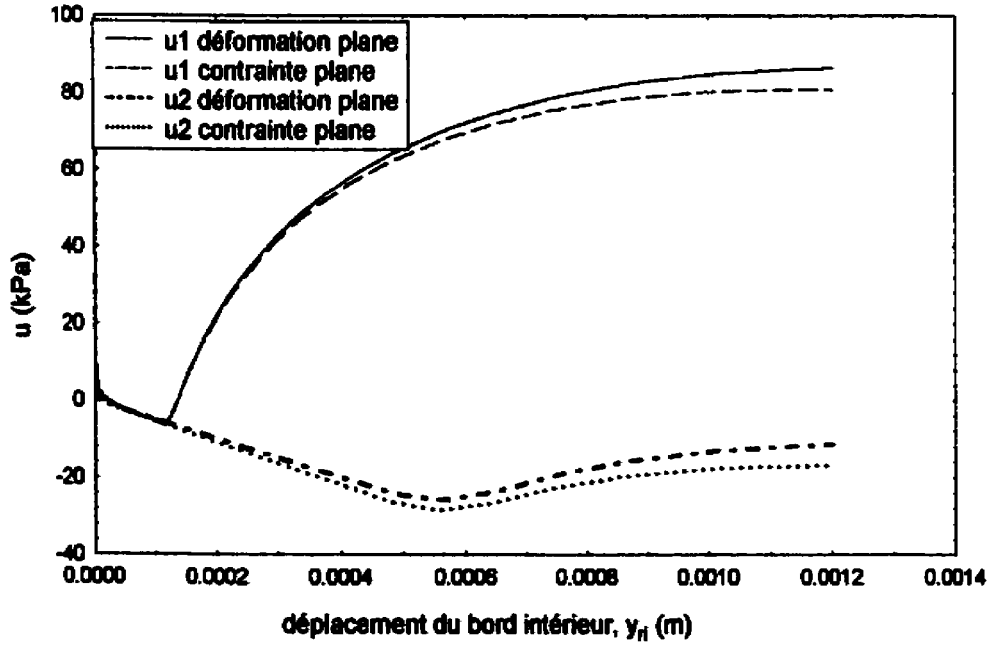


Figure (4-27) : évolution de la pression interstitielle au bord de la cavité et au milieu du maillage correspondant aux cas où le mouvement axial est permis et le cas de déformation plane

correspondant, dépend de l'indice de surconsolidation où plus le sol est surconsolidé, plus la pression limite est petite et plus le déplacement intérieur nécessaire pour atteindre cette pression est grand. En comparant ces courbes avec les courbes de la figure (4-11) qui correspondent au cas de déformation plane, on trouve que, comme dans le sol élastique parfaitement plastique, les valeurs de la pression intérieure sont légèrement inférieures à celles du cas de déformation plane. La même remarque s'applique également à la pression interstitielle générée lors de l'expansion. Afin d'illustrer ceci, nous avons tracé aux figures (4-29) et (4-30) la variation de la surpression interstitielle, respectivement, au bord de la cavité et au milieu de l'échantillon en fonction de y_{ri}. Dans la perspective de faciliter la comparaison entre les deux cas, nous avons tracé sur les mêmes figures, cette même variation de u mais en déformation plane. On trouve, à partir de ces figures, que Δu, au milieu de l'échantillon comme au bord de la cavité, est légèrement inférieure lorsque le mouvement axial est permis et d'autre part, il parait clair que la plastification commence à avoir lieu plus rapidement en déformation plane. Ces figures montrent aussi qu'un déplacement du bord de la cavité de 0.0021m n'est pas suffisant pour générer de la surpression interstitielle au milieu de l'échantillon pour un OCR=16 où on voit que dans les deux cas, Δu est restée toujours nulle.

Nous présentons dans les figures (4-31) et (4-32) une comparaison de la distribution des contraintes effectives et la pression interstitielle entre le cas où le mouvement axial est permis et le cas de déformation plane pour des valeurs d'OCR de 1 et de 4, respectivement. On constate que, selon le modèle de Cam Clay Modifié, les contraintes effectives radiale et tangentielle sont légèrement inférieures et la pression interstitielle est légèrement supérieure dans le cas de déformation plane.

4.8 Comparaison entre les modèles de Cam Clay Modifié et élastique parfaitement plastique

Nous présenterons dans cette section une comparaison de la distribution des contraintes totales et effectives entre le modèle de Cam Clay Modifié et le modèle élastique parfaitement plastique. Étant donné que l'indice de surconsolidation n'est pas pris en compte dans le calcul des contraintes dans le sol élastique parfaitement plastique alors

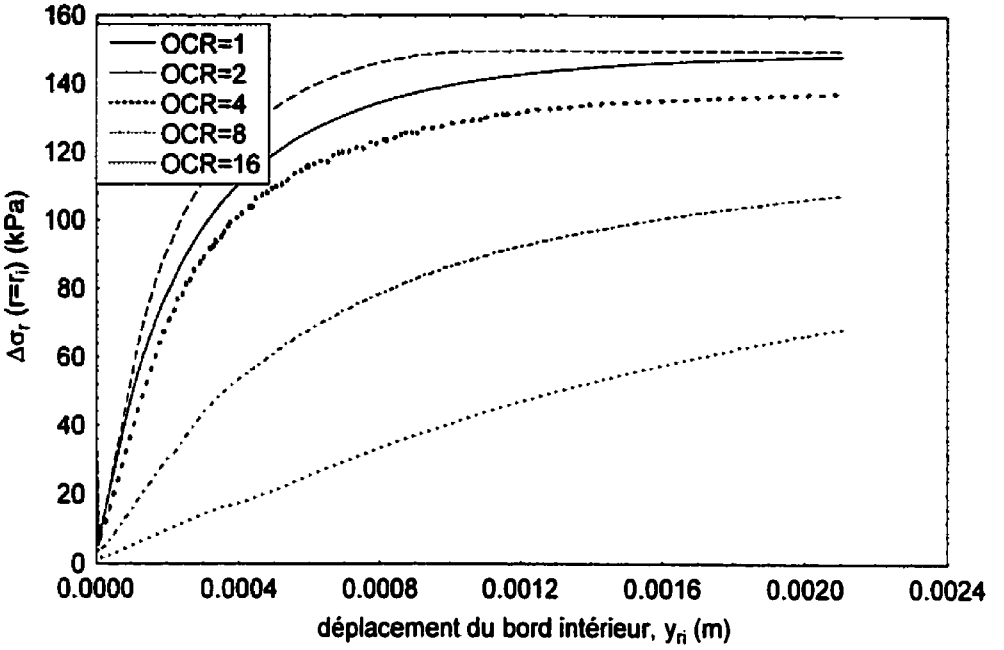


Figure (4-28) : courbe d'expansion en fonction du déplacement intérieur pour le modèle de Cam Clay Modifié dans le cas d'un mouvement axial permis

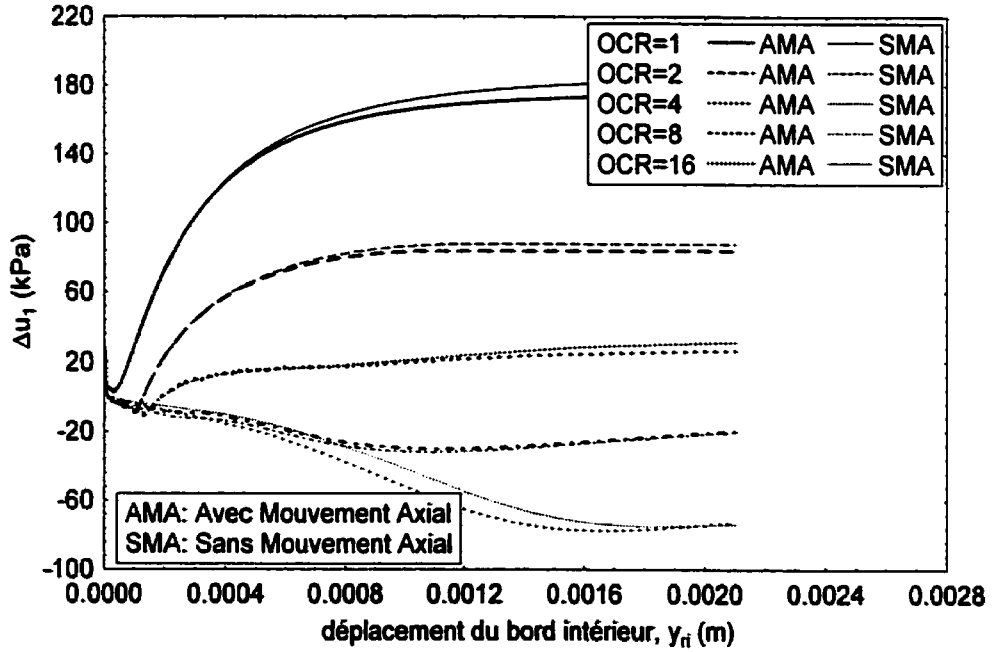


Figure (4-29) : variation de la pression interstitielle au bord de la cavité pour le modèle de Cam Clay Modifié dans le cas d'un mouvement axial permis

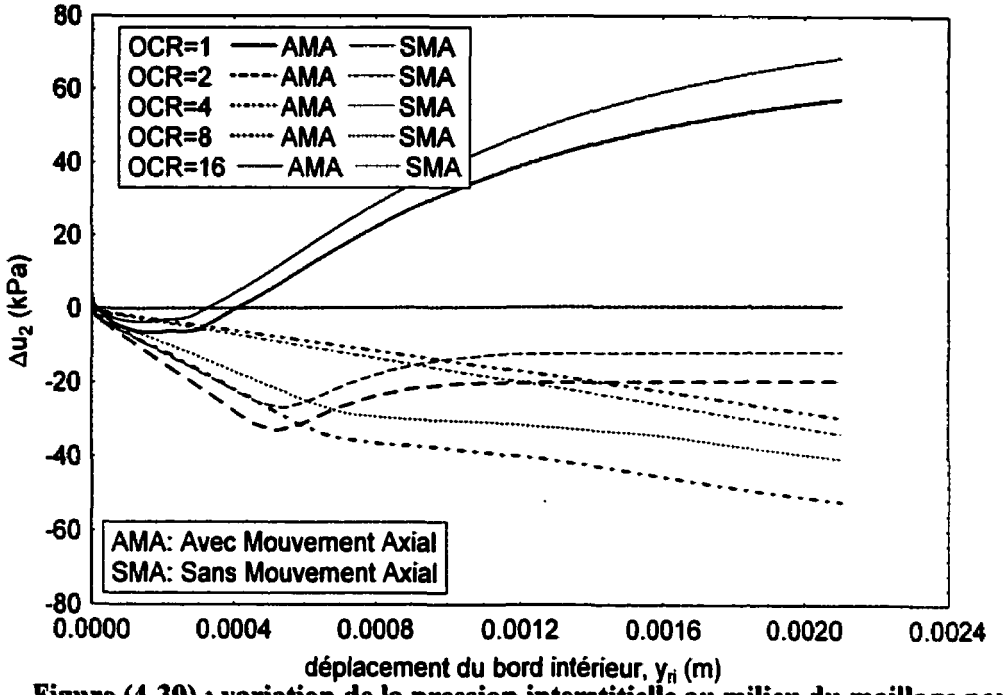


Figure (4-30) : variation de la pression interstitielle au milieu du maillage pour le modèle de Cam Clay Modifié dans le cas d'un mouvement axial permis

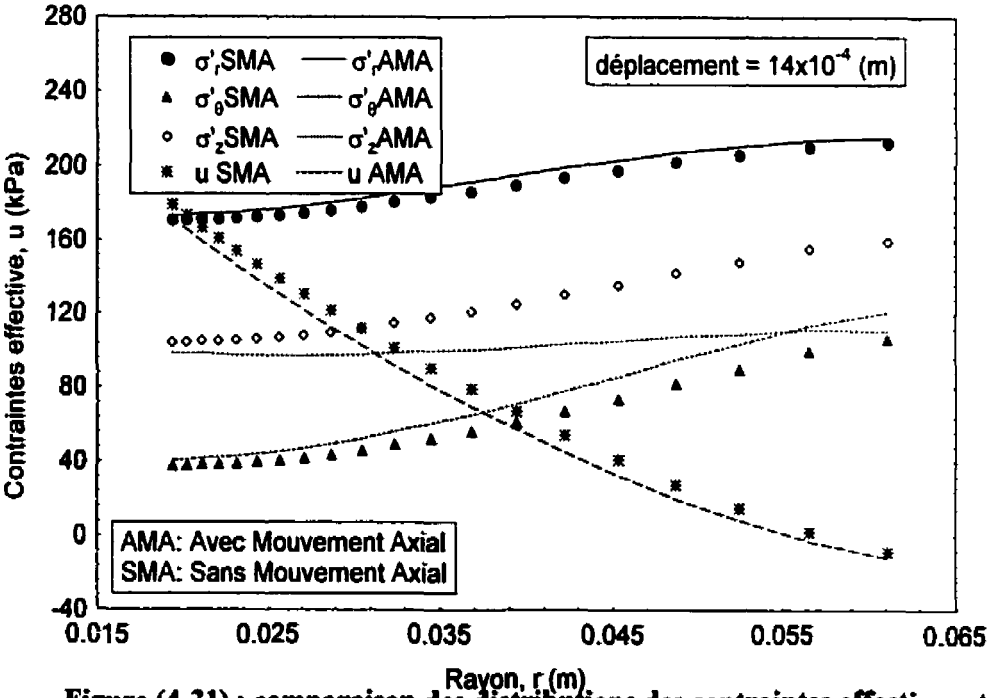


Figure (4-31) : comparaison des distributions des contraintes effectives et de pression interstitielle entre le cas où le mouvement axial est permis et le cas de déformation plane pour *OCR* = 1

qu'il l'est dans le Cam Clay Modifié, la question qui se pose est la suivante : quel indice de surconsolidation faudrait-il introduire dans le modèle de Cam Clay Modifié pour comparer adéquatement les résultats des deux modèles.

Pour répondre à cette question nous nous sommes basés sur les travaux de Carter et al. (1979) qui ont simulé, en utilisant la méthode d'éléments finis, l'installation d'un pieu dans un matériau de Cam Clay Modifié par une expansion de cavité cylindrique partant d'un rayon initial nul. Ces auteurs ont formulé, en se basant sur leurs résultats numériques, la distribution de la pression interstitielle dans la zone critique d'un milieu infini, en déformation plane, comme :

$$u = (p'_0 - p'_{cr}) + 2c_u \ln\frac{r_p}{r} \qquad (4\text{-}11)$$

Or, en observant l'expression (4-8), on remarque que pour un OCR égal à 2, $p'_{cr} = p'_0$. En remplaçant ceci dans l'équation (4-11), on exprimera u, dans le cas où OCR = 2, comme :

$$u = 2c_u \ln\frac{r_p}{r}$$

Cette dernière expression est la même qu'on obtient dans la zone plastique d'un sol élastique parfaitement plastique dans un milieu infini en déformation plane.

D'autre part, en observant les cheminements des contraintes effectives dans l'espace (p'-q) (Figure (4-22)), on remarque que le seul cas où la variation de la contrainte effective moyenne est nulle (hypothèse faite dans le modèle élastique parfaitement plastique) est celui d'un sol ayant un OCR égal à 2.

Pour ces deux raisons, nous avons choisi d'introduire OCR = 2 dans le modèle de Cam Clay Modifié pour comparer les résultats d'expansion des deux modèles dans le cylindre creux. Dans ce cas, la valeur de c_u (équation (4-10)) sera égale à 64.09 kPa et le rapport G/c_u sera égal à 86.91.

Les figures (4-33) et (4-34) montrent, respectivement, la comparaison de la distribution de la contrainte effective radiale, tangentielle et axiale correspondante à un déplacement, du bord intérieur, de $4\text{x}10^{-4}$ m et de $8\text{x}10^{-4}$ m alors que la figure (4-35) représente la comparaison, entre les deux modèles, de la pression interstitielle qui correspond aux

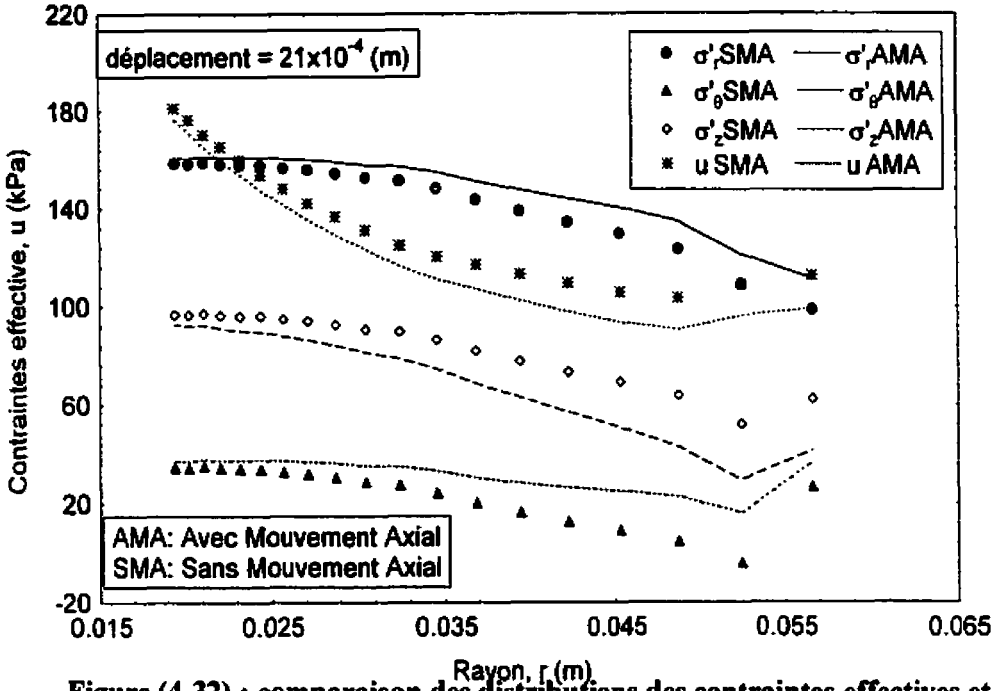


Figure (4-32) : comparaison des distributions des contraintes effectives et de pression interstitielle entre le cas où le mouvement axial permis et le cas de déformation plane pour $OCR = 4$

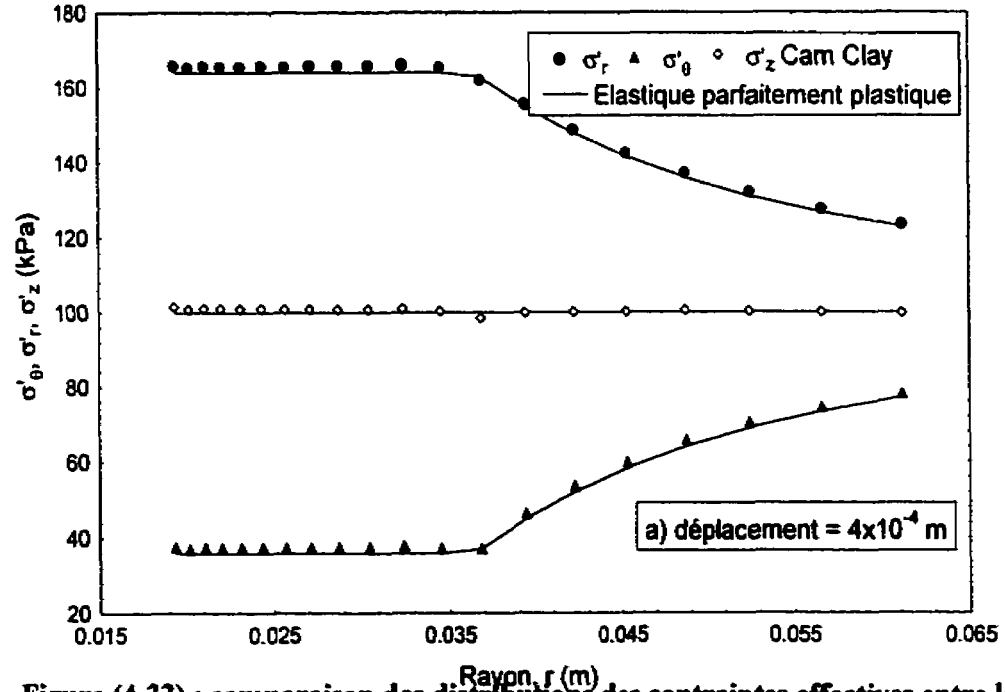


Figure (4-33) : comparaison des distributions des contraintes effectives entre le Cam Clay Modifié avec $OCR = 2$ et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane pour un déplacement de $4x10^{-4}$ m

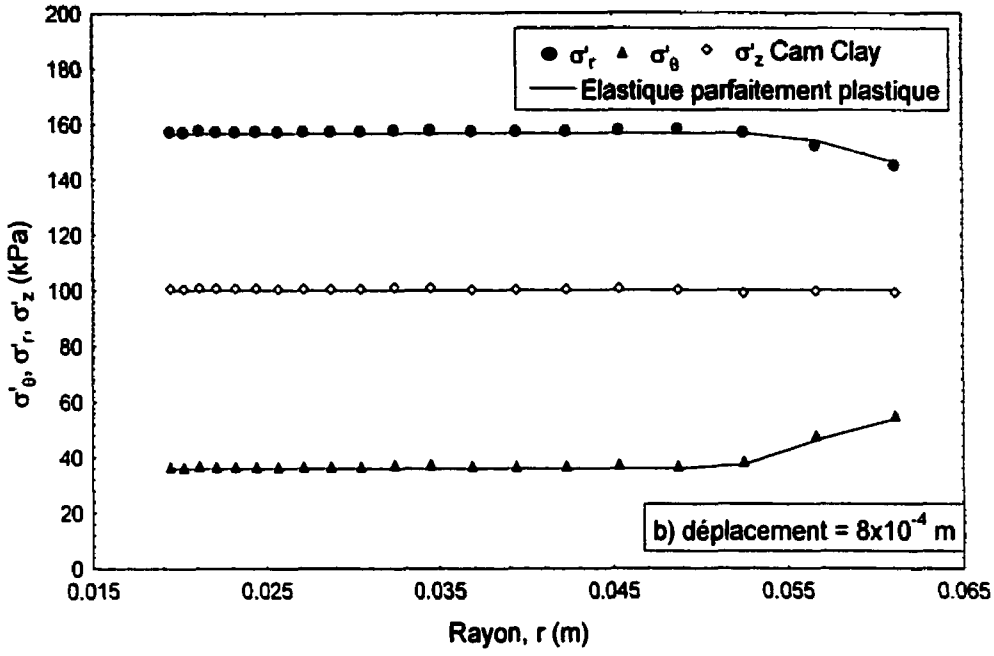


Figure (4-34) : comparaison des distributions des contraintes effectives entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 2 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane pour un déplacement de $8x10^{-4}$ m

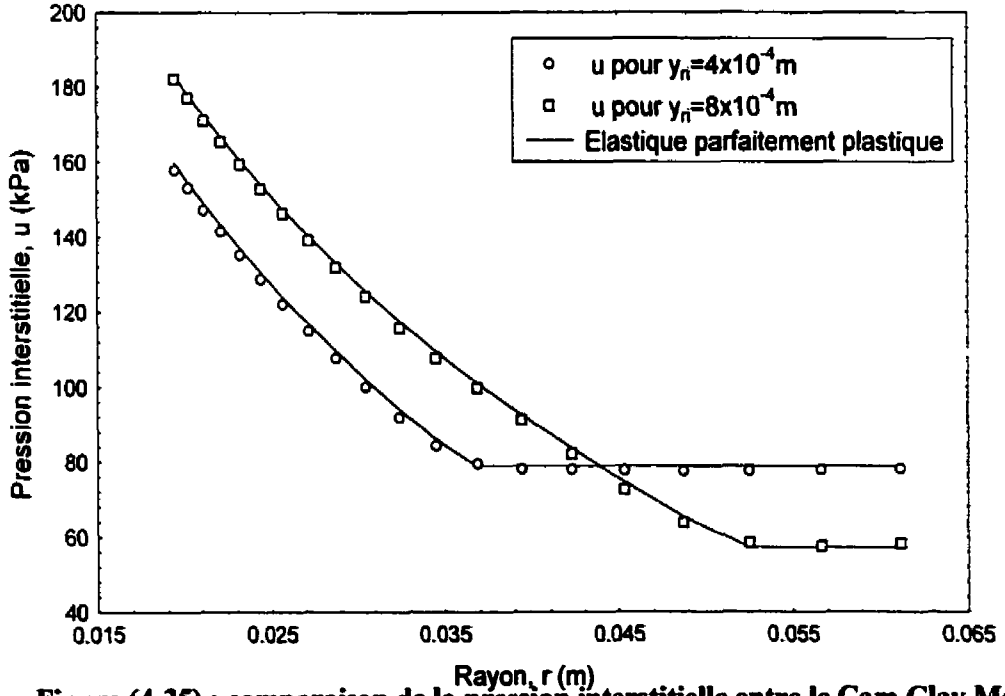


Figure (4-35) : comparaison de la pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 2 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane

mêmes déplacements. Les points dans ces figures représentent les résultats numériques du modèle de Cam Clay Modifié pour OCR égal à 2 et les lignes représentent les résultats théoriques du modèle élastique parfaitement plastique.

Ces figures montrent, qu'effectivement, la distribution des contraintes effectives et celle des pressions interstitielles autour de la cavité dans le cylindre creux concordent très bien entre les deux modèles en question dans le cas où l'OCR est égal à 2.

Nous présentons dans les figures (4-36) et (4-37) d'une part et (4-38) et (4-39) d'autre part, la même comparaison des contraintes effectives et des pressions interstitielles mais pour, respectivement, un indice de surconsolidation de 1 et de 4. Dans ce cas, les valeurs de c_u (équation (4-10)) seront égales, respectivement, à 66.4 et 61.85 kPa. Il parait évident que la concordance entre les deux modèles pour ces indices de surconsolidation est beaucoup moins bonne que dans le cas où OCR = 2.

Finalement, nous présentons aux figures (4-40) et (4-41) une comparaison entre le modèle de Cam Clay Modifié avec un indice de surconsolidation de 2 et le modèle théorique du matériau élastique parfaitement plastique dans le cas d'un mouvement axial permis. Ces figures montrent que la ressemblance entre les deux modèles est moins évidente qu'en cas de déformation plane. Ceci est dû, en partie, aux différentes hypothèses considérées dans le développement du modèle théorique lorsque le mouvement axial est permis et en partie au fait que la cohésion non drainée que nous avons utilisée pour calculer les contraintes dans le matériau élastique parfaitement plastique a été trouvée à l'aide de l'équation (4-10) qui a été développée par Carter et al. (1978) pour le cas de déformation plane.

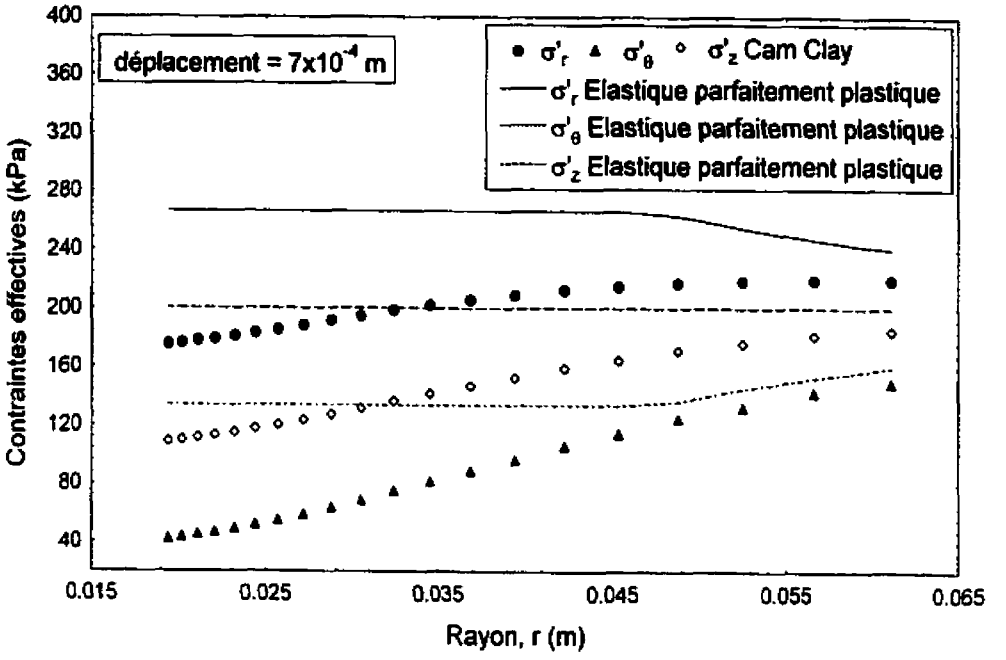


Figure (4-36) : comparaison des distributions des contraintes effectives entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 1 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane

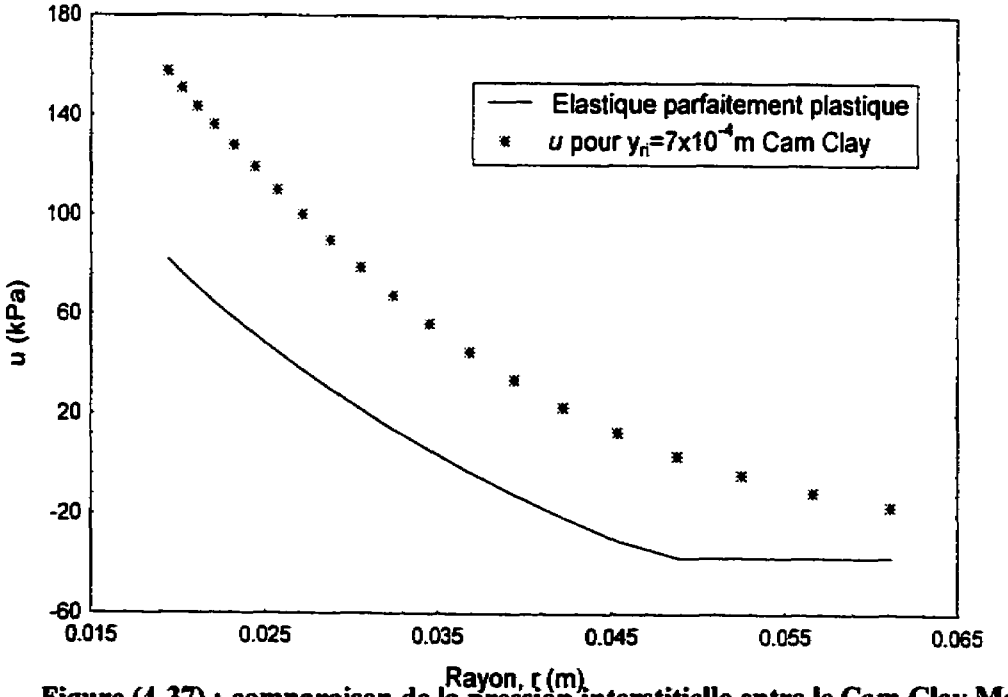


Figure (4-37) : comparaison de la pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 1 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane

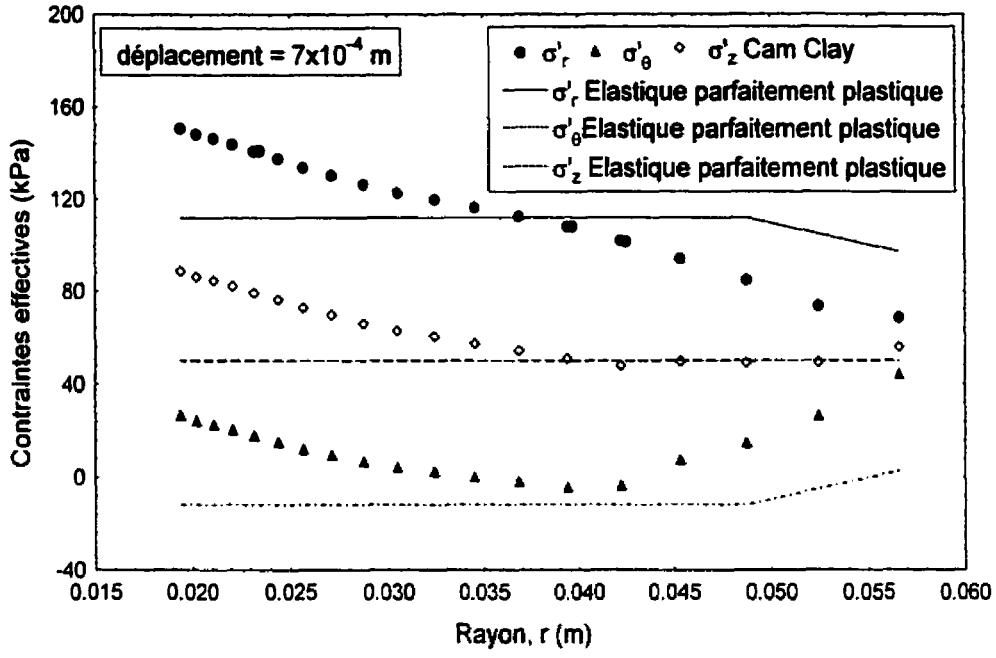


Figure (4-38) : comparaison des distributions des contraintes effectives entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 4 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane

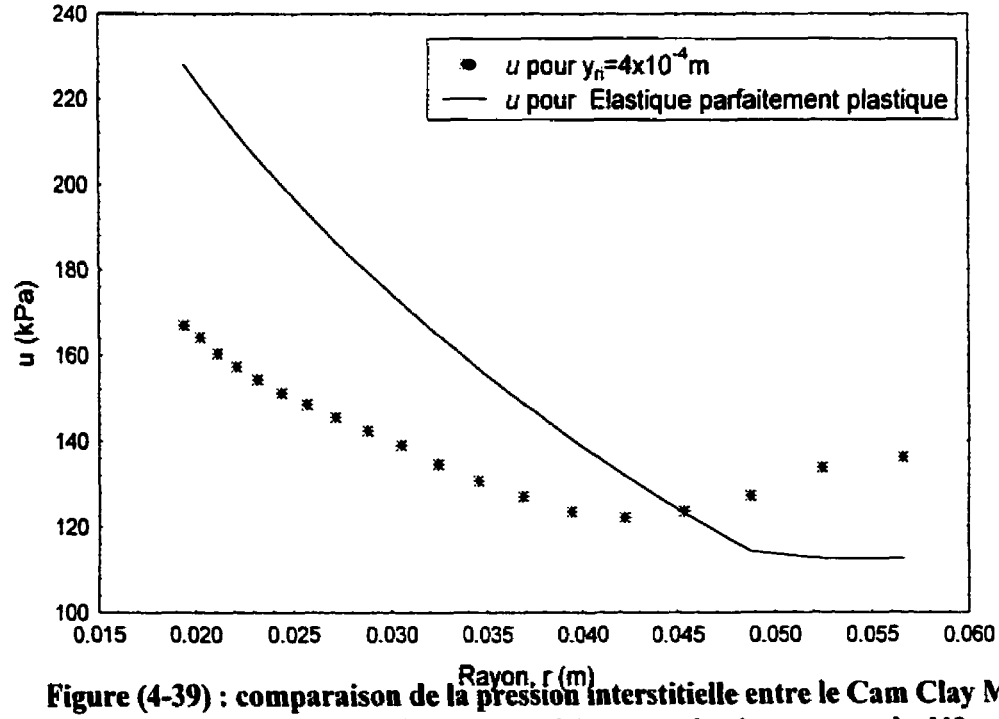


Figure (4-39) : comparaison de la pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 4 et le modèle élastique parfaitement plastique en cas de déformation plane

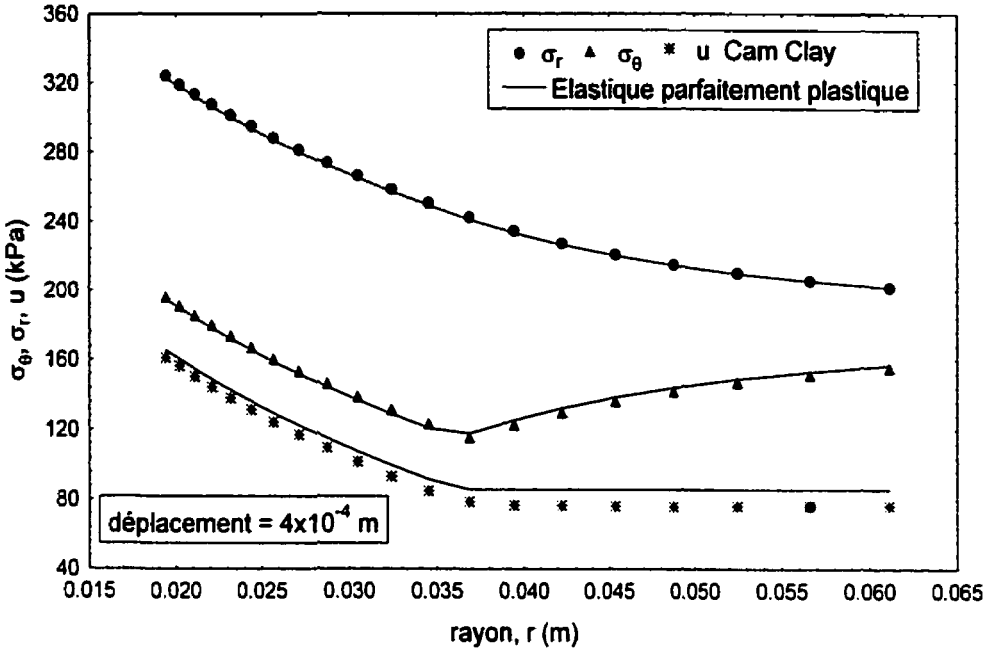


Figure (4-40) : comparaison des distributions des contraintes effectives et de pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 2 et le modèle élastique parfaitement plastique dans le cas où le mouvement axial est permis

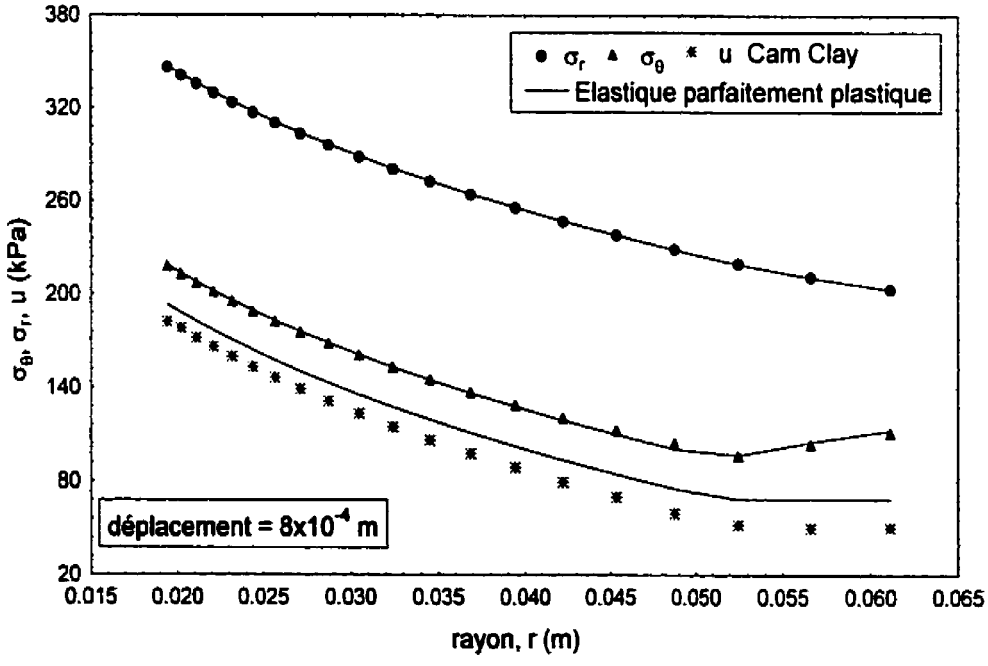


Figure (4-41) : comparaison des distributions des contraintes effectives et de pression interstitielle entre le Cam Clay Modifié avec *OCR* = 2 et le modèle élastique parfaitement plastique dans le cas où le mouvement axial est permis

CHAPITRE 5
APPAREILLAGE ET PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE

5.1 Choix des caractéristiques géométriques de l'échantillon

Nous voulons faire des essais d'expansion de cavité cylindrique non drainés sur des échantillons cylindriques creux d'argile saturée avec différents degrés de surconsolidation. Deux modes de rupture peuvent avoir lieu : la rupture en traction ou la rupture en cisaillement. Nous avons indiqué dans les chapitres précédents que le mode de rupture dépend non seulement du degrés de surconsolidation mais également des caractéristiques géométriques de l'échantillon et en particulier du rapport r_e/r_i où r_e et r_i sont, respectivement, les rayons extérieur et intérieur de l'échantillon cylindrique creux.

Le choix du rapport r_e/r_i est très délicat car pour étudier le premier mode de rupture (traction), nous devons avoir un rapport r_e/r_i le plus petit possible pour les deux raisons suivantes : 1) plus le rapport r_e/r_i est petit plus la contrainte tangentielle au bord de la cavité, qui est de signe négatif, est grande en valeur absolue et 2) plus ce rapport est petit, plus la distribution de contrainte à travers l'échantillon est uniforme. Dakpo (1993), en se basant sur les travaux de Vaid et al. (1988) et Hight et al. (1983), a conclu qu'un rapport de 2.5 répondrait bien aux conditions d'un essai de traction.

Pour le deuxième mode de rupture (cisaillement), nous avons intérêt à avoir un rapport r_e/r_i élevé pour augmenter la valeur de σ_θ au bord de la cavité et diminuer, par ce fait, le risque d'avoir une rupture par traction. Toutefois, nous voulons inclure dans les analyses l'effet de la frontière extérieure sur les résultats d'expansion et, par conséquent, il ne faut pas que le rapport r_e/r_i dépasse une valeur à partir de laquelle le milieu est considéré comme étant semi-infini. Anderson et al. (1987) ont trouvé qu'un rapport supérieur à 6 simule, si la face extérieure est flexible et sujette à une contrainte constante, le milieu semi-infini. Ce rapport a été estimé à 9 par Penumadu et al. (1998) qui ont appliqué, tout simplement, la théorie de l'élasticité pour étudier l'effet de la frontière extérieure ; alors que Carter et al. (1979) l'ont estimé à 20. Ceci permet de dire qu'un rapport de l'ordre de 5 répondrait bien aux conditions que nous voulons étudier pour ce mode de rupture.

Un autre facteur que nous devons prendre en considération est le fait de vouloir prendre des mesures ponctuelles de pression interstitielle à différents endroits de l'échantillon. Pour cela, l'épaisseur de l'échantillon doit être suffisante pour permettre de mesurer, à des rayons significativement différents, des pressions interstitielles.

À tous ces éléments s'ajoute le fait que le choix du diamètre extérieur de l'échantillon est limité par la dimension de la cellule-même qui a un diamètre intérieur de 20 cm. Par conséquent, il est clair qu'un échantillon dont le diamètre extérieur dépasse 13 cm sera, non seulement difficile à installer dans la cellule, mais aussi difficile à manipuler.

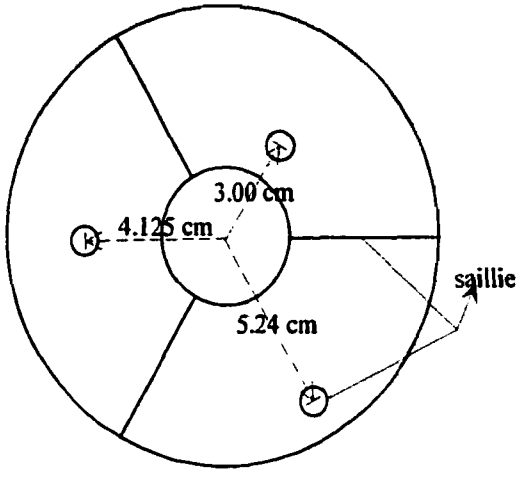
Pour satisfaire à toutes les conditions mentionnées plus haut, nous choisissons un rapport r_e/r_i de l'ordre de 3.5, mais étant donné que nous voulons utiliser une membrane extérieure et une membrane intérieure, il vaudrait mieux satisfaire aux dimensions standards des membranes sur le marché, ce qui nous conduit à choisir un rayon extérieur de 6.35 cm, un rayon intérieur de 1.9 cm (ce qui correspond à un rapport r_e/r_i de 3.34). Les mesures de pression interstitielles se feront à des distances de 1.11 cm les unes des autres ce qui correspond à des rayons de : 3.01, 4.13 et 5.24 cm.

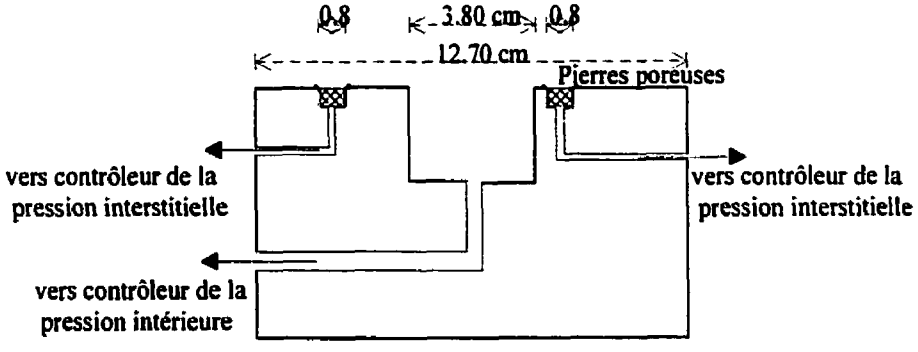
5.2 Cellule

La cellule qui sera utilisée dans le cadre de cette recherche est la cellule PHCT modifiée (*Polytechnique Hollow Cylinder Tensile-test*). La cellule originale a été développée par Dakpo (1993) à l'École Polytechnique de Montréal et a été destinée à faire des essais de traction sur cylindre creux. En effet, la PHCT n'est rien d'autre que la cellule du modèle 100 de la compagnie GDS (*Geotechnical Digital System*) qui est fabriquée pour tester des échantillons cylindriques pleins. Dakpo a modifié cette cellule en ajoutant aux circuits ordinaires déjà existants (pression cellulaire, pression interstitielle et pression axiale) un quatrième circuit qui permet l'application d'une pression interne au cylindre creux, différente de celle agissant à l'extérieur du cylindre.

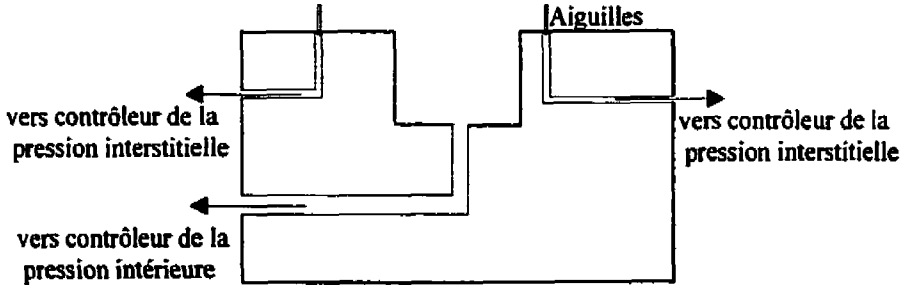
Nous avons modifié la cellule de Dakpo en y ajoutant trois autres circuits, chacun est connecté à un capteur de pression, qui permettent de mesurer des pressions interstitielles ponctuelles à différents endroits du cylindre creux. Plusieurs configurations ont été

envisagées dans la perspective d'avoir la meilleure réponse de pression interstitielle. La première configuration consistait à encastrer 3 petites pierres poreuses, de diamètre de 0.8 cm, dans la base de la cellule (figure (5-1)) à des distances de : 3, 4.1 et 5.2 cm du centre de la cavité au centre des pierres poreuses.





Première configuration: avec 3 pierres poreuses



Deuxiéme configuration: avec 3 aiguilles

Figure (5-1): Vue en plan et coupe de la base

On note que le diamètre de 0.8 cm était le plus petit qu'on pouvait concevoir vu la difficulté à fabriquer et à encastrer des pierres poreuses de plus petite taille.

Plusieurs essais ont été faits avec cette configuration et, pour éviter que l'eau située entre l'échantillon et la base ne circule entre les pierres poreuses, chacune des pierres poreuses a été isolée par une fine couche de graisse de silicone autour d'elle. Cette graisse ne devrait pas être très proche de la pierre poreuse pour qu'elle ne vienne pas la boucher lors de l'application de la pression axiale et de confinement et, en même temps, étant donné que le capteur de pression interstitielle lit une pression moyenne de l'eau enfermée dans le cercle que forme la graisse, cette couche devait être suffisamment épaisse pour assurer l'étanchéité et pas très loin de la pierre poreuse pour avoir une réponse la plus ponctuelle possible. Cette configuration n'a pas donné de bons résultats car pour certains essais, la différence entre les réponses de chacun des 3 capteurs de pression interstitielle n'était pas significative et souvent semblable alors que pour d'autres essais, une ou plusieurs pierres poreuses ne répondaient pas du tout aux changements de pressions. Nous avons attribué ces mauvais résultats aux difficultés que constitue l'isolement des pierres poreuses avec une couche de graisse. Afin d'essayer de remédier à cette situation nous avons conçu une base avec 3 saillies circulaires entourant les trois pierres poreuses, de plus et pour s'assurer une meilleure étanchéité, trois saillies droites coupant la base en 3 parties égales, comme le montre la figure (5-1), ont été conçues également. Plusieurs essais ont été faits avec cette configuration mais nous avons remarqué que les valeurs de la pression intérieure P_i, pour le même OCR, étaient inférieure à celles trouvées à la première configuration, ce qui laissait croire que la présence des saillies circulaires influençait la réponse de sol face à l'expansion. Ceci nous a amené à remplacer les pierres poreuses par des aiguilles de longueur de 1 cm comme le montre la figure (5-1). Mais, la présence de ces aiguilles rendaient l'installation de l'échantillon sur la base très délicat car il fallait, dés le premier coup, que l'échantillon se mette à sa place exacte, sinon, avec les aiguilles en place, le moindre mouvement pour ajuster l'échantillon à sa place risquait de remanier considérablement le sol aux endroits où nous voulions mesurer la pression interstitielle.

De plus, et malgré une réponse ponctuelle de la pression interstitielle, nous avons trouvé que les échantillons cassaient suivant des plans de rupture passant par les aiguilles. Nous avons, donc, conclu que les aiguilles, malgré leur petite épaisseur, gênaient le mouvement du sol lors de l'expansion et créaient des plans de faiblesse à travers l'échantillon.

La configuration que nous avons adoptée finalement consistait en 3 tubes flexibles de diamètre de 0.7 mm que nous pouvons insérer latéralement dans l'échantillon comme le montre la figure (5-2). Les extrémités des tubes sont remplies avec un très mince papier filtre roulé minutieusement avec les doigts afin d'empêcher les particules d'argile d'entrer dans les tubes et de les boucher. Pour éviter au maximum le remaniement de l'échantillon à l'endroit où on veut mesurer la pression interstitielle et aussi pour faciliter l'insertion des tubes dans l'échantillon, un avant-trou est fait minutieusement avec une mèche du même diamètre que les tubes et pénétrant jusqu'à la profondeur à laquelle nous voulons insérer les tubes. La réponse des tubes était ponctuelle et précise et, d'autre part, le mouvement du sol lors de l'expansion n'est pas affecté par la présence de ces tubes étant donné qu'ils sont insérés latéralement dans l'échantillon.

La figure (5-3) représente une vue en coupe des deux pièces utilisées au sommet de l'échantillon que nous appelons le haut et la tête. Le haut est muni d'une grande pierre poreuse qui aura 3 fonctions principales : a) mesurer la pression interstitielle moyenne à travers l'épaisseur de l'échantillon b) servir pour la procédure de saturation de l'échantillon avant le début de l'essai et c) servir comme porte de sortie pour l'eau de l'échantillon pendant la consolidation du cylindre creux.

5.3 Taillage des cylindres creux

Le taillage de l'échantillon cylindrique se fait en utilisant la méthode conventionnelle avec la tour de taillage. En raison de la grande taille de l'échantillon que nous utilisons (12.7 cm de diamètre), nous avons conçu une base plus élargie que la base conventionnelle sur laquelle se pose le bloc d'argile que nous voulons tailler sans qu'il se penche sur les cotés. Cette partie est délicate car il faut éviter de remanier l'échantillon sur la face extérieure.

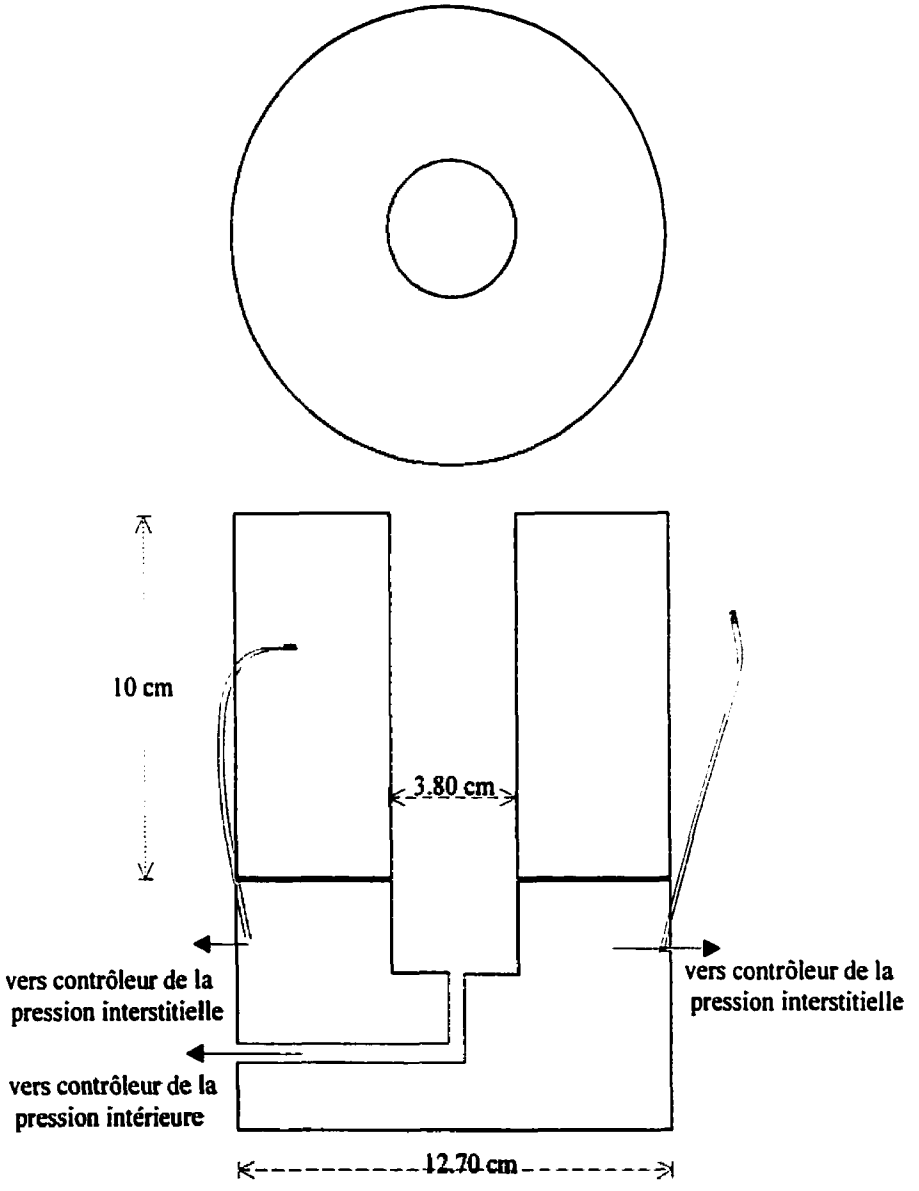


Figure (5-2): Vue en coupe et en plan de la configuration adoptée avec 3 tubes flexibles

Pour pouvoir réaliser le vide intérieur, nous suivons la même procédure utilisée par Dakpo (1993). Ainsi, l'échantillon cylindrique plein est installé dans un tube cylindrique fendu dont la hauteur et le diamètre sont équivalents à ceux de l'échantillon.

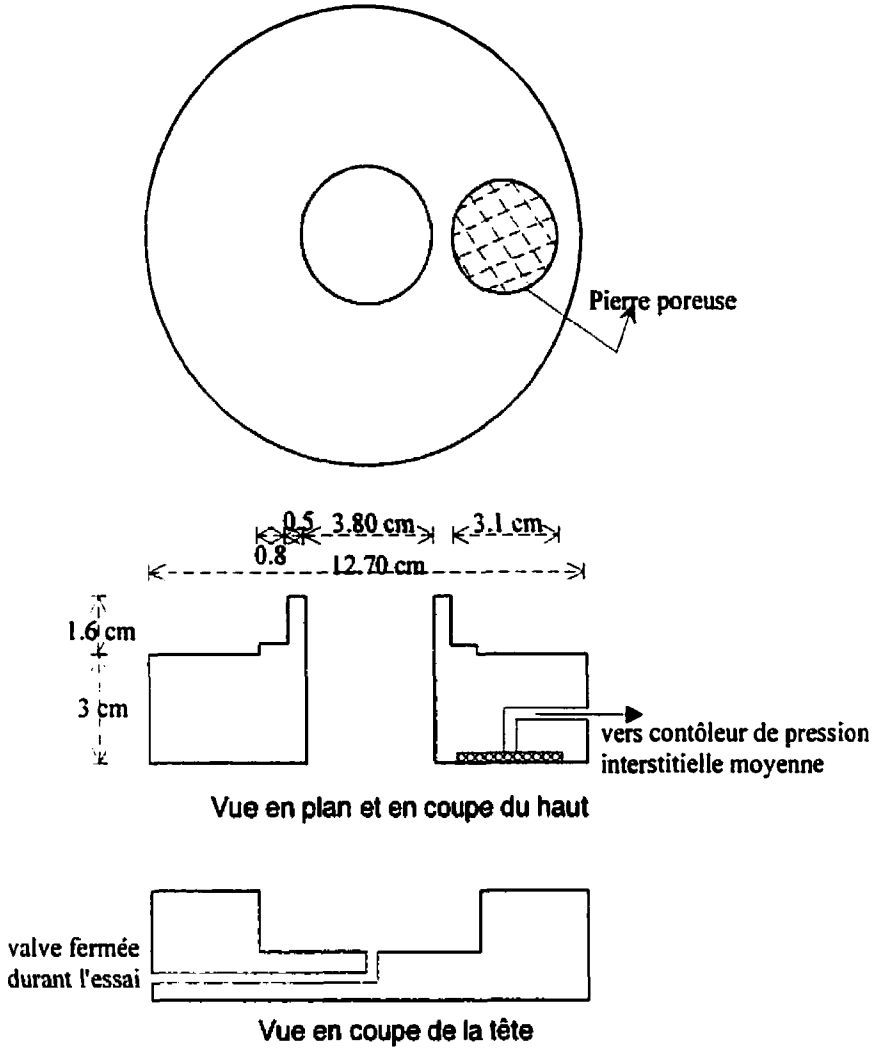


Figure (5-3): pièces utilisées au sommet de l'échantillon

Le tube est couvert par la surface supérieure et inférieure par 2 couvercles au milieu desquels est fait un trou circulaire de diamètre égal au diamètre intérieur de l'échantillon. Comme le montre la figure (5-4), une fois que les 2 couvercles sont fixés aux extrémités du tube avec l'échantillon en place, on introduit à travers le centre de l'échantillon un fil métallique attaché à une aiguille. Une fois le fil métallique placé au milieu et à travers l'échantillon, l'aiguille est enlevée. On fixe les deux extrémités du fil métallique à une poignée en forme de U. Cette poignée est munie d'un dispositif permettant la mise en

tension du fil métallique. On manœuvre la poignée en faisant des rotations suivant la circonférence imposée par le trou central des couvercles. On retire le fil métallique et on expulse le cylindre intérieur, déjà découpé, avec une tige du même diamètre que le diamètre intérieur de l'échantillon et qui a été conçue pour cette fin. On retire alors les deux couvercles et nous avons l'échantillon cylindrique creux qui est prêt à être testé.

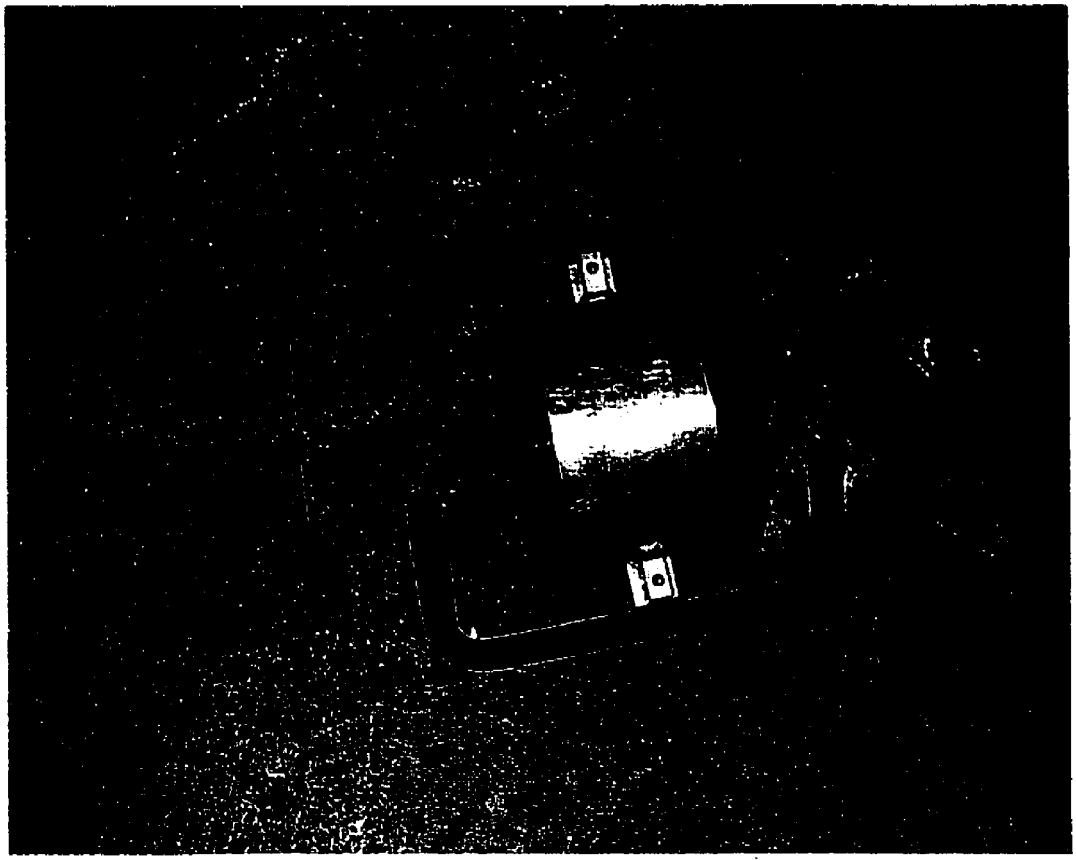


Figure (5-4) : taillage du cylindre intérieur

La figure (5-5), cependant, montre le tube fendu avec, à l'intérieur, l'échantillon cylindrique creux, après expulsion du cylindre intérieur, ainsi que les deux pièces posées au sommet de l'échantillon qui sont le haut et la tête.

5.4. Les contrôleurs de pression et de volume

Les contrôleurs de pression et de volume que nous utilisons sont des microprocesseurs de contrôle hydraulique de la compagnie GDS. Au cours des essais, ces contrôleurs

génèrent, mesurent, contrôlent les pressions et les volumes de l'eau désaérée dont ils sont remplis. La capacité maximale de pression et de volume du modèle des contrôleurs que nous utiliserons est de 2000 kPa et 1500 cm^3 respectivement. Ces contrôleurs de pression et de volume peuvent être commandés manuellement à partir d'un clavier digital dont ils sont munis, ou d'un ordinateur auquel ils peuvent être reliés via des cartes d'interfaces.

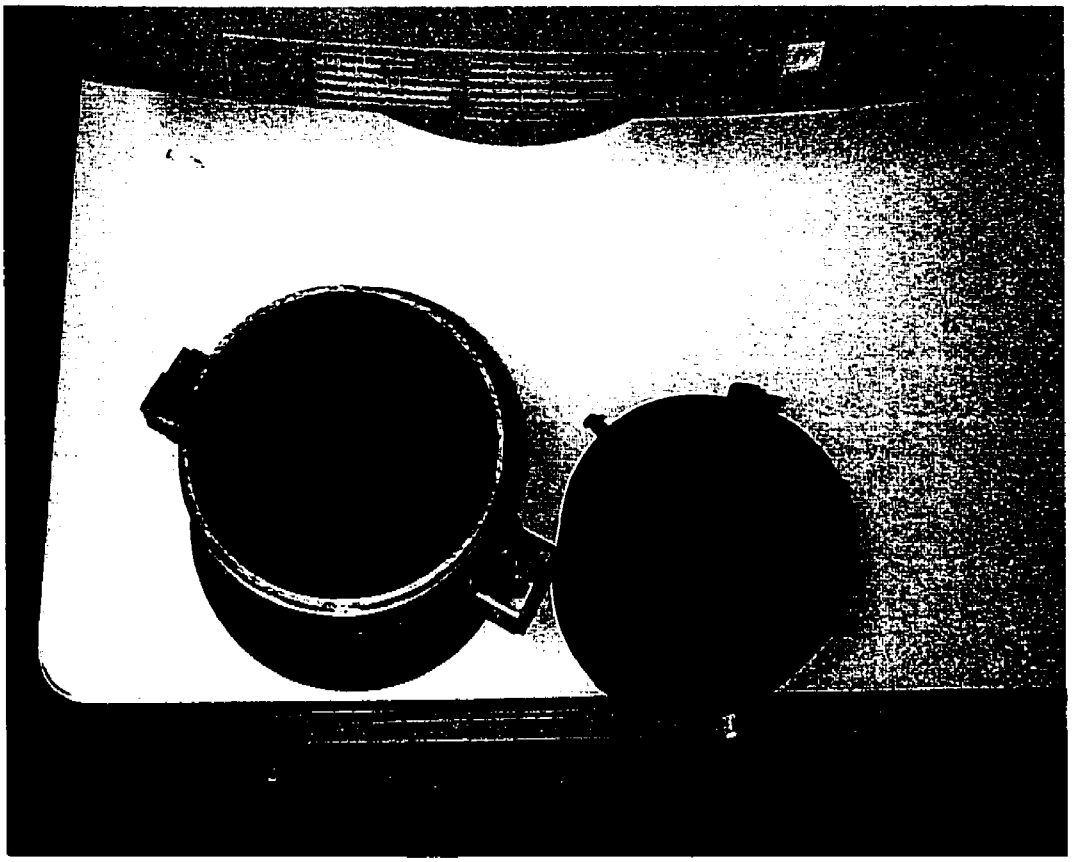


Figure (5-5) : échantillon cylindrique creux, le haut et la tête

Ces contrôleurs peuvent fonctionner avec trois niveaux de précision : simple, grande et très grande, et peuvent ainsi supporter des programmes informatiques écrits pour des contrôleurs ayant juste un ou deux niveaux de précision. Les contrôleurs sous le mode de «très grande précision» que nous utiliserons dans tous les essais sont capables de lire et d'appliquer une pression de 0.03125 et de 0.5 kPa respectivement, d'autre part, ils sont capables de lire et d'appliquer un volume de 0.5 mm^3. Il est à noter que cela représente une amélioration considérable par rapport aux anciens modèles de contrôleurs (comme

celui utilisé par Dakpo par exemple) qui ne fonctionnent qu'en mode «simple» qui n'est capable que de lire et d'appliquer une pression de 1 kPa ainsi que de lire et d'appliquer, respectivement, un volume de 1 et 0.5 mm^3. Le mode «grande précision» permets la lecture et l'application des pressions de 0.5 kPa et la lecture et l'application, respectivement, d'un volume de 1 et 0.5 mm^3.

Dans le cadre de cette recherche, 4 contrôleurs sont utilisés pour la mesure, le contrôle et l'application des pressions intérieure P_i, extérieure P_e, axiale P_z et interstitielle moyenne u_m. De plus, 3 capteurs, qui ne sont capables que de lire des pressions, sont utilisés pour la lecture des pressions interstitielles ponctuelle u_1, u_2 et u_3. On note cependant que les capteurs sont fabriqués par la même compagnie que les contrôleurs (GDS) et ont la même capacité maximale de pression et la même possibilité de fonctionner sur les trois niveaux de précision.

Avant de commencer les essais, nous avons procédé à la calibration des contrôleurs et capteurs. Pour ce faire, nous avons connecté tous les contrôleurs et capteurs au même point pour pouvoir lire la même pression. Un programme informatique a été écrit pour augmenter la pression d'un des contrôleurs de 0 à 1600 kPa avec un pas de 10 kPa. À chaque pas, le programme informatique fait 10 lectures de tous les autres contrôleurs et capteurs et enregistre la moyenne. Cette procédure a été répétée pour chacun des contrôleurs et les donnés sont rentrées dans une feuille de calcul informatique. Pour les contrôleurs et capteurs dont la réponse est légèrement différente des autres, nous avons établi des facteurs de correction de telle sorte qu'après l'application de ces facteurs tous les contrôleurs et capteurs sont bien calibrés et donnent des réponses identiques avec un degré de précision de ±0.3 kPa. Afin d'éviter que cette petite différence n'affecte les résultats, nous garderons le même ordre des contrôleurs et capteurs de telle sorte qu'un contrôleur ou capteur mesure toujours la même contrainte et pour tous les essais.

5.5 Le logiciel informatique contrôlant l'essai d'expansion

Le programme informatique qui contrôle les essais a été écrit, à l'origine, par Dakpo (1993) en langage *Basic-HP*. Dégué (1998) a réécrit le programme en *HP-Vee* tout en

l'adaptant aux nouveaux contrôleurs de pression de «grande» et «très grande précision». Ce programme se résume en 4 parties :

1) Détermination du type de précision désirée (simple, grande ou très grande) et l'initialisation des contrôleurs et capteurs.
2) L'introduction des paramètres initiaux de l'essai qui comprennent les dimensions initiales de l'échantillon et les pressions initiales qu'on voudrait appliquer à l'échantillon.
3) L'application de la pression de confinement. Cette étape consiste à augmenter les pressions intérieure et extérieure par des pas de 1 kPa jusqu'à la pression de confinement désirée à laquelle on voudrait réaliser l'essai d'expansion. Il est bien entendu que cela se fait à valve fermée.
4) Réalisation de l'essai de l'expansion qui se fait en gardant la pression extérieure constante et en augmentant la pression intérieure. Le programme offre la possibilité de réaliser cet essai à déformation contrôlée en donnant un débit d'injection constante en mm^3/sec ou à charge contrôlée en donnant une vitesse de chargement constante en kPa/heure.

Les modifications que nous avons apportées au programme se résument comme suit :

1) Procéder à la prise en considération, dans toutes les étapes du programme, des capteurs que nous avons ajoutés dans le but de mesurer les pressions interstitielles ponctuelles u_1, u_2 et u_3 et d'autre part d'apporter les modifications nécessaires concernant les adresses identifiant les contrôleurs et les capteurs afin d'éviter tout genre de conflit entre eux, et enfin, l'introduction des facteurs de correction mentionnés plus haut pour la calibration des contrôleurs et capteurs.
2) Possibilité de passer, par l'intermédiaire de l'ordinateur, à une étape de saturation de l'échantillon. Cette étape consiste à augmenter les pressions intérieure et extérieure simultanément par des pas de 1 kPa, faire la lecture enregistrée par le contrôleur de la pression interstitielle moyenne u_m et calculer le paramètre de Skempton $B = \Delta u_m / \Delta P$. Si le paramètre B est inférieur à 0.96, on rentre la valeur de u_m qu'on souhaite que le

contrôleur correspondant impose. On peut recommencer cette même procédure jusqu'à avoir un paramètre B qui soit égal ou supérieur à 0.96.

3) Possibilité de procéder à une étape de consolidation. Ce sous-programme offre la possibilité de consolider l'échantillon cylindrique creux à la contrainte de consolidation qu'on désire. Etant donné que le drainage, dans notre cas, n'est permis qu'à travers la grande pierre poreuse installée au sommet de l'échantillon, cette consolidation se fait d'une façon unidimensionnelle. La consolidation se fait en commandant au contrôleur de pression interstitielle moyenne u_m de maintenir une pression constante en haut de l'échantillon et aux contrôleurs de pression intérieure et extérieure de garder une pression de confinement supérieure à la pression de u_m d'une valeur égale à la contrainte de consolidation. Le programme enregistre continuellement la variation du volume correspondant au cylindre du contrôleur de u_m, qui correspond au volume d'eau sortant de l'échantillon et trace, en même temps, la courbe de consolidation.
4) Possibilité d'appliquer, par l'intermédiaire de l'ordinateur, d'une pression axiale sur l'échantillon afin d'établir le contact entre le piston de chargement et l'échantillon. Une attention doit être faite pour que cette pression axiale n'affecte pas les pressions intérieure et extérieure qu'on ne voudrait, probablement, pas changer dans cette étape. Pour cette raison la pression axiale doit être appliquée par des pas de 1 kPa, suivis par un ajustement des contrôleurs intérieur et extérieur.
5) Possibilité de réaliser des essais d'expansion en condition drainées. Pour ce faire, le programme commande au contrôleur de u_m de maintenir une pression constante. Cette pression est, par défaut, celle que le contrôleur enregistre au moment où on choisit de faire un essai drainé mais avec la possibilité de la changer. Il faut, bien entendu, s'assurer que la valve de ce contrôleur est ouverte pour permettre le drainage. L'essai doit être suffisamment lent pour permettre la dissipation de toute surpression interstitielle de telle sorte que la pression interstitielle, en tout point, doit rester égale à la pression choisie. Cela est vérifié, par le programme, à partir des 3 capteurs de pressions interstitielles ponctuelles u_1, u_2 et u_3.

6) Possibilité de réaliser des essais avec un mouvement axial permis tout en maintenant, durant tout l'essai, une variation de contrainte axiale moyenne $\Delta\bar{\sigma}_z$ nulle. Pour ce faire, le contrôleur de la pression axiale s'ajuste, tout au long de l'essai, afin de maintenir à tout moment $\Delta\bar{\sigma}_z = 0$. En se basant sur des considération d'équilibre (figure (5-6), la contrainte axiale moyenne $\bar{\sigma}_z$ s'exprime comme : $\bar{\sigma}_z = \frac{P_z A_B - P_e(A_B - A_e) - P_i A_i}{\pi(r_e^2 - r_i^2)}$ où A_B est la section du diaphragme = 20587 mm^2, A_i est la section de la cavité intérieure = 1134.115 mm^2, et A_e est la section extérieure de l'échantillon = 12667.687 mm^2. Par conséquent, le volume d'eau dans le réservoir de ce contrôleur va augmenter ou diminuer, au fur et à mesure que l'essai progresse, selon que la hauteur de l'échantillon s'allonge ou se réduit. Il est clair que cette contrainte moyenne est indépendante de la loi constitutive du matériau. Dans le cas de déformation plane, la contrainte axiale moyenne est donnée, dans notre cas, par : $\Delta\bar{\sigma}_z = 1.786\Delta P_z - 0.09833\Delta P_i$ ce qui montre bien que $\Delta\bar{\sigma}_z$ ne peut être déterminée que si P_z, qui se génère pour empêcher tout mouvement axial, est connue. Cependant, afin de maintenir $\Delta\bar{\sigma}_z = 0$, la variation de ΔP_z doit, à tout moment de l'essai, satisfaire à la condition suivante : ΔP_z = 0.0551 ΔP_i. Dans ce dernier cas, la déformation axiale ε_a est donnée par $\varepsilon_a = \frac{\Delta H}{H}$ avec $\Delta H = \frac{\Delta V_a}{A_B}$ où ΔV_a représente la variation du volume du cylindre correspondant au contrôleur de la pression axiale.

5.6 Montage de l'essai

Une fois que l'échantillon est taillé à un diamètre de 12.7 cm avec la méthode conventionnelle, il est installé horizontalement dans le tube cylindrique fendu et coupé des deux extrémités, par l'intermédiaire d'un fil métallique, pour donner une hauteur de 10 cm. Les deux couvercles sont ensuite posés et nous procédons au taillage du cylindre intérieur. Une fois cette étape terminée, on expulse le cylindre intérieur en utilisant la tige

conçue pour cette raison. On enlève les deux couvercles et on sort l'échantillon cylindrique creux qui est prêt à être monté dans la cellule.

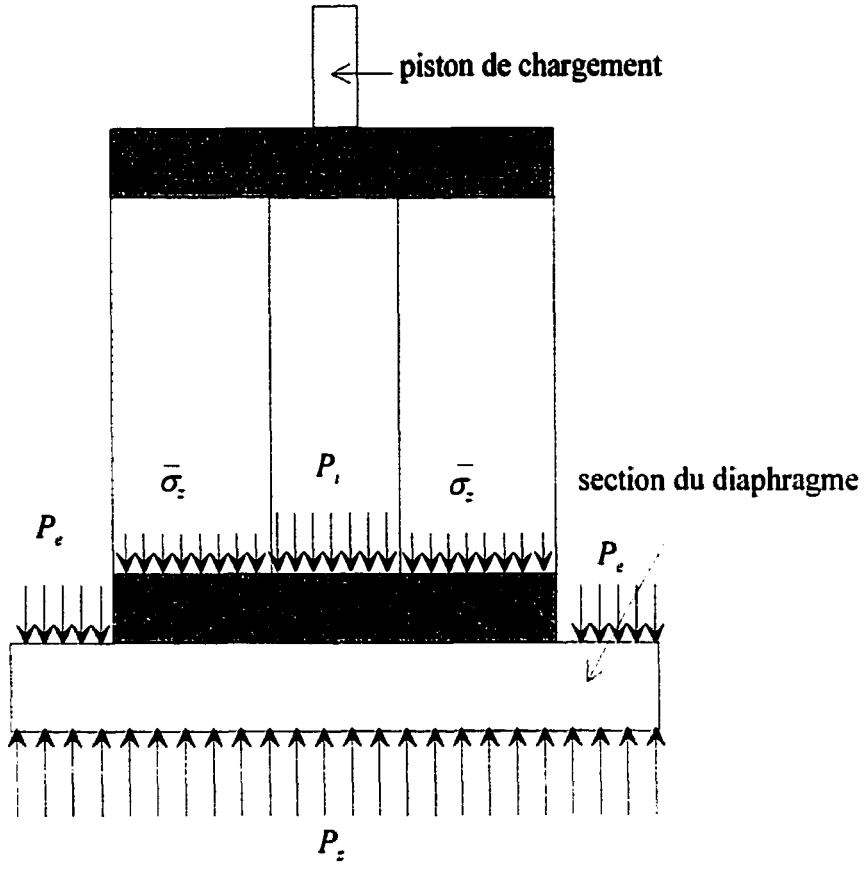


Figure (5-6): contraintes apliquées sur le système

La seconde étape consiste à installer les deux membranes intérieure et extérieure : la membrane intérieure est installée, selon la procédure décrite par Dakpo (1993), en serrant une vis creuse qui applique une force sur un cône fait en caoutchouc expansif (figure 5-7). Cette force provoque de l'expansion dans le caoutchouc qui, à son tour, écrase la membrane sur le piédestal en la fixant fermement. On installe ensuite la membrane extérieure en la fixant sur le piédestal avec 2 O-rings, on la roule soigneusement sur la base (voir figure (5-8)) de telle sorte qu'il sera facile de la rouler, dans le sens inverse, sur l'échantillon une fois que ce dernier est installé.

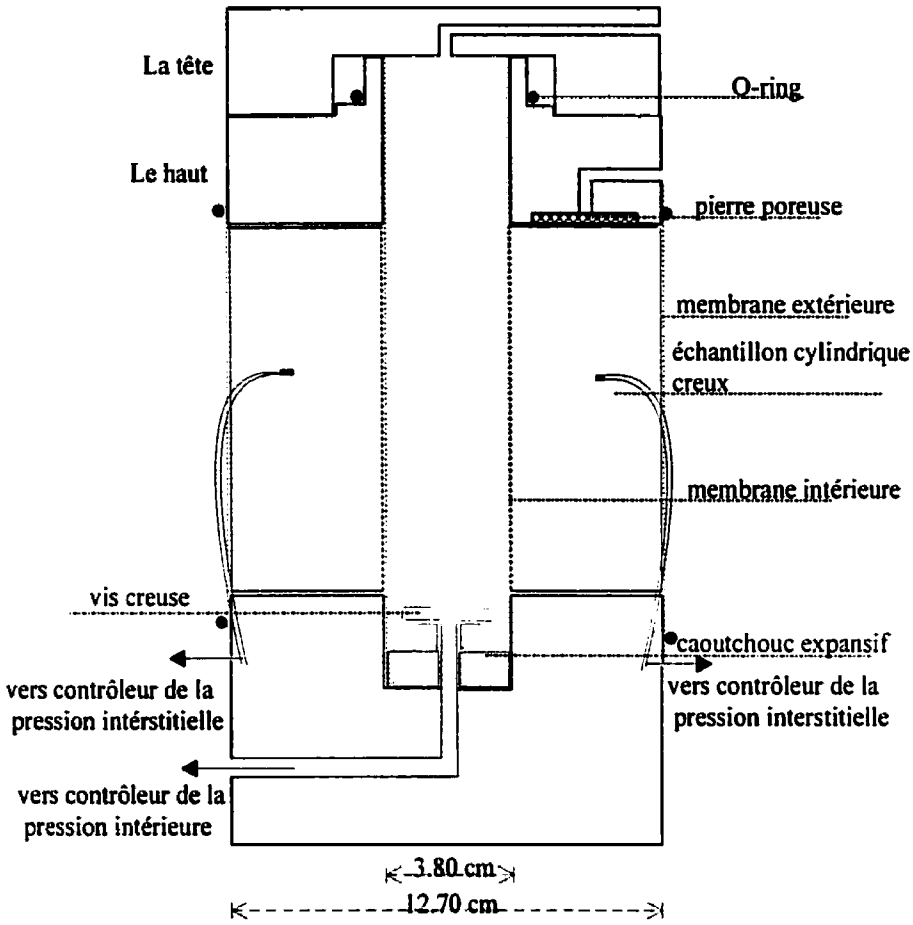


Figure (5-7): Schéma de détail du montage

Dans la troisième étape, on remplit les contrôleurs avec de l'eau désaérée et on procède à la connexion des contrôleurs et des capteurs à la cellule. On lève la membrane intérieure au moyen d'un cylindre plastique posé, temporairement pour cette fin, au creux du piédestal, ce cylindre a un diamètre légèrement inférieur au diamètre intérieur de l'échantillon. On procède ensuite à la saturation de la pierre poreuse et des tubes flexibles par l'intermédiaire directe des contrôleurs. Cela se fait manuellement en utilisant le clavier digital des contrôleurs pour injecter de l'eau à travers la pierre poreuse et les tubes flexibles. Une fois que l'eau commence à couler dans les tubes, on insère dans leurs extrémités ouvertes des papiers filtres roulés auparavant et qui vont agir comme des filtres empêchant les particules d'argile de venir boucher les tubes. On sature ces papiers filtres en laissant l'eau couler à travers les tubes pour quelques minutes sous une très

faible pression. Pendant ce temps, on creuse latéralement l'échantillon d'argile au moyen d'une mèche très fine aux profondeurs auxquelles nous voulons mesurer les pressions interstitielles ponctuelles u_1, u_2 et u_3.

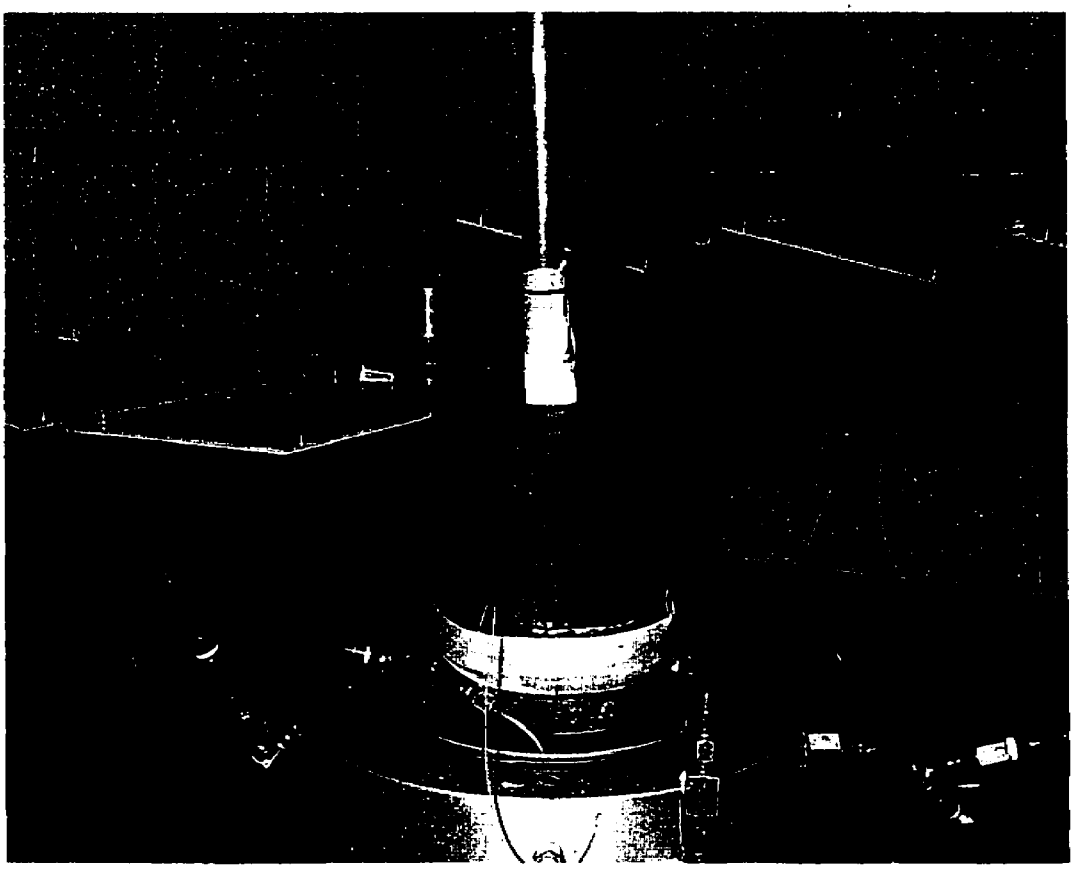


Figure (5-8) : montage de l'échantillon cylindrique creux dans la cellule

Cela se fait dans la perspective de créer les avant trous servant à une insertion facile des tubes flexibles. Nous avons trouvé qu'il est très important de faire l'étape de saturation des circuits directement par l'intermédiaire des contrôleurs pour éliminer tout risque d'avoir des bulles d'air dans les circuits durant les connexions, spécialement dans les circuits reliant les capteurs aux tubes flexibles car la moindre bulle d'air dans ces tubes influence considérablement les résultats concernant les pressions interstitielles surtout pour des faibles pressions de confinement. Une fois l'étape de saturation terminée, on insère les tubes flexibles, très minutieusement, dans les avant trous, on pose un papier

filtre annulaire, dont l'épaisseur est égale au diamètre de la pierre poreuse, sur la face supérieure de l'échantillon et on roule la membrane extérieure sur l'échantillon.

Dans la dernière étape (voir figure (5-9)), on pose le haut sur la face supérieure de l'échantillon, on retire le cylindre plastique qui tient la membrane intérieure, on installe la tête avec la valve ouverte et on remplit le cylindre intérieur. Une fois que celui-ci est rempli, l'eau commence à couler à travers la valve de la tête, on ferme alors cette valve et on procède au remplissage de la cellule.

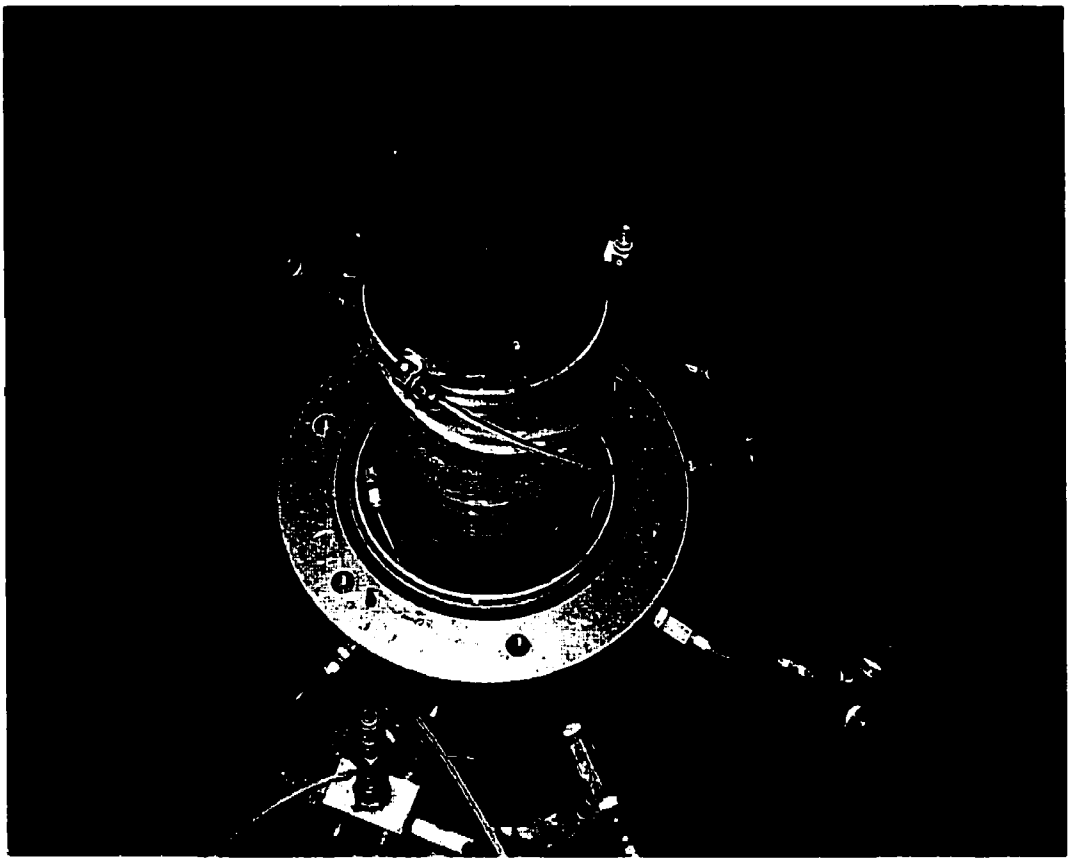


Figure (5-9) : installation de la tête au sommet de l'échantillon

5.7. Réalisation de l'essai d'expansion

Une fois le montage terminé (voir figure (5-10)), on lance le programme informatique écrit pour la réalisation et le contrôle de l'essai. Le déroulement de l'essai se résume aux étapes suivantes :

a) Nous entrons le type de précision désirée (très grande précision dans notre cas).

b) Nous introduisons les dimensions initiales de l'échantillon (hauteur, diamètre intérieur et extérieur). Le programme calcule le volume et la surface de la section radiale de l'échantillon. On entre, également, les pressions initiales.



Figure (5-10) : cellule PHCT modifiée connectée aux controleurs GDS

c) On applique une légère pression axiale (de l'ordre de 2 kPa) pour s'assurer que le contact entre l'échantillon et le piston de chargement est fait.

d) On procède à la saturation de l'échantillon par une procédure répétitive, décrite plus haut, jusqu'à l'obtention d'un paramètre B qui soit supérieur à 0.96.

e) On applique une pression de confinement de l'ordre de 200 kPa pour permettre, s'il y a lieu, à toutes les bulles d'air dans les circuits de se dissoudre dans l'eau. En général, on laisse cette pression pour une période de 20 heures.

f) On procède à la consolidation de l'échantillon. Etant donné que le drainage est unidimensionnel, cette étape peut prendre entre 12 et 24 heures même pour une petite contrainte de consolidation.

g) Après avoir choisi le type d'essai désiré (mouvement axial permis ou déformation plane, à déformation contrôlée ou à charge contrôlée), la dernière étape consiste en l'expansion de la cavité intérieure. Les essais qui ont été réalisés sont des essais non drainés à déformation contrôlée. Le débit d'injection est maintenu, durant tout l'essai, à 2 mm^3/sec. La justification d'une telle vitesse est présentée au chapitre suivant.

CHAPITRE 6
PRÉSENTATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

6.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons uniquement les résultats des différents essais effectués au laboratoire. L'analyse de ces résultats est présentée au chapitre suivant.

Dans la perspective d'appliquer l'approche théorique mise au point au chapitre 3 concernant l'interprétation de la courbe d'expansion dans un cylindre creux, deux types d'essais ont été effectués : le premier est en déformation plane où le mouvement vertical est nul sur les extrémités de l'échantillon alors que ce mouvement est permis dans le deuxième type d'essai.

D'autre part, dans le but d'investiguer l'effet de l'OCR sur la réponse du sol durant l'expansion dans un cylindre creux, une gamme de valeurs de degrés de surconsolidation est prise en compte allant d'un OCR égal à 1 (argile normalement consolidée) à un OCR de 40.

Cependant, afin de rendre les résultats moins variables, nous avons choisi de consolider préalablement les échantillons d'argile à une contrainte excédant la contrainte de consolidation maximale in situ. Ceci aura comme effet de normaliser, en quelque sorte, le comportement de l'argile et, par le fait même, d'annuler l'effet de la différence de profondeur. En ce faisant, les échantillons seront testés à l'état déstructuré.

De plus, dans la perspective d'investiguer la zone de transition entre une rupture en traction et une rupture en cisaillement, les valeurs de l'OCR choisies doivent être suffisamment élevées pour permettre une rupture en traction étant donné que le mode de rupture dépend considérablement de l'état initial de l'argile représenté par l'OCR ; ainsi, une comparaison entre les deux comportements sera possible.

Quelques essais d'expansion seront faits sur l'argile à l'état naturel permettant ainsi de voir l'influence de la consolidation préalable ainsi que l'effet de la rupture de la structure initiale de l'argile sur les résultats. Il est évident que ces essais sont plus délicats et plus

difficiles à réaliser étant donné que l'argile, dans cet état, est plus molle et qu'il faut faire attention à ne pas remanier les échantillons afin de ne pas déstructurer l'argile.
Finalement, quelques essais triaxiaux standards seront effectués sur l'argile intacte et sur l'argile déstructurée dans le but de comparer la résistance au cisaillement et la pression interstitielle générée obtenues avec celles qu'on obtient dans un essai triaxial sur cylindre creux dans les mêmes conditions.

6.2 Caractéristique du sol étudié

L'argile qui fait l'objet de cette recherche provient de la région de Saint-Hilaire au Québec. Le site est constitué d'un dépôt argileux d'origine marine formé dans la mer Champlain. Les échantillons que nous utilisons se présentent sous forme de blocs cubiques d'environ 25 cm d'arête et qui ont été prélevés à une profondeur de 3.8 mètres.
Les caractéristiques géotechniques de cette argile ont fait l'objet de plusieurs essais au laboratoire de mécanique des sols à l'École Polytechnique. Nous présentons au tableau (6-1) une synthèse des résultats des essais faits sur les blocs que nous utilisons et qui ont été obtenus dans le cadre du cours "Mécanique des sols expérimentale".

6.3 Présentation des essais effectués

Les essais d'expansion que nous avons effectués sont des essais non drainés à déformation contrôlée, ainsi le débit d'injection est maintenu constant, durant tout l'essai, à 2 mm^3/sec. Cette vitesse est choisie en fonction des deux critères suivants :

- Étant donné que nous prenons des mesures de pression interstitielle à l'intérieur de l'échantillon par l'intermédiaire de tubes flexibles très minces, il est important de laisser aux contrôleurs correspondants le temps nécessaire pour agir correctement. Les essais préliminaires effectués sur la même argile ont montré que la réaction de ces contrôleurs n'est que rarement immédiate et que le temps de réponse change d'un essai à l'autre et d'un contrôleur à l'autre dans le même essai. Cependant, nous avons constaté, pendant l'application de la pression de confinement, qu'un délai de quelques secondes était suffisant pour avoir une réponse précise.

- La vitesse d'injection ne doit pas être très lente pour ne pas laisser aux pressions interstitielles à l'intérieur de l'échantillon le temps de se réajuster permettant ainsi un mouvement de l'eau de la zone de forte déformation, en l'occurrence proche de la cavité, vers la zone de faible déformation.

Tableau 6-1 : Synthèse des caractéristiques géotechniques de l'argile de Saint-Hilaire

Limite de liquidité (*LL*)	53.6%
Limite de plasticité (*LP*)	23.4%
Teneur en eau naturelle (*W*)	75.7%
Indice de plasticité (*IP*)	30.3%
Poids spécifique des grains (*Gs*)	2.74
Poids volumique (γ)	15.1 kN/m^3
Indice des vides (e_0)	2.17
Indice de recompression (c_r)	0.029
Indice de compression (c_c)	2.348
Coefficient de consolidation (Bishop) (c_v)	1.52×10^{-5} cm^2/sec
Contrainte de préconsolidation (σ'_p)	59 kPa
Degré se surconsolidation (OCR)	1.88
Résistance au cisaillement intact (cône suédois) ($c_{u\,int}$)	16.5 kPa
Résistance au cisaillement remaniée (cône suédois) ($c_{u\,rem}$)	0.67 kPa
Résistance au cisaillement (compression simple) ($c_u=q_u/2$)	21.16 kPa
Angle de frottement effectif NC (triaxial CIU) (ϕ')	28°

Nous avons trouvé, donc, qu'une vitesse d'injection de 2 mm^3/sec était la vitesse la plus rapide qui permettait d'avoir une réponse précise de pressions interstitielles. En terme de déformation radiale, cette vitesse correspond à $\frac{\Delta r}{r}/\Delta t = \frac{1}{2}\frac{\Delta V}{V_0}/\Delta t = 0.105\%/\min$

(=3.17%/hr). Il est à noter que cette vitesse est à peu prés 3 fois plus rapide que la vitesse de déformation axiale utilisée, en général, dans les essais triaxiaux standards qui est de l'ordre de 1%/hr. D'autre part, cette vitesse est neuf fois plus lente que l'essai pressiométrique in-situ dans lequel la vitesse est de l'ordre de 1%/min.

Comme nous l'avons mentionné à l'introduction, la plupart des essais sont faits sur de l'argile consolidée préalablement à une contrainte supérieure à la contrainte de préconsolidation in situ. Cependant, les essais de consolidation par étape que nous avons réalisés sur deux échantillons d'argile et dont les résultats sont présentés au chapitre 4 ainsi qu'au tableau (6-1) montrent que cette contrainte de préconsolidation in situ σ'_c est de l'ordre de 60 kPa. La contrainte de consolidation à laquelle les échantillons doivent être soumis doit être, donc, supérieure à 60 kPa pour s'assurer que les échantillons sont testés à l'état déstructuré et, par le fait même, avoir un temps de consolidation raisonnable. En même temps, cette pression ne doit pas être très élevée pour ne pas avoir des échantillons difficiles à tailler et à manipuler. Nous avons choisi, donc, de consolider les échantillons à une contrainte de 200 kPa.

Ainsi, des échantillons cylindriques, de hauteur totale ($2H$) de 13.5 cm et de diamètre (R) de 15 cm, ont été consolidés isotropiquement à une contrainte de 200 kPa. Des papiers filtres ont été installés sur les deux extrémités de l'échantillon, de même que des languettes de papier filtre ont été posées sur le contour de l'échantillon afin de diminuer le temps d'uniformisation des pressions interstitielles à l'intérieur de celui-ci. La figure (6-1) montre une courbe typique de consolidation sur une échelle semi-logarithmique où il parait bien que le temps nécessaire pour achever la consolidation primaire, t_{100}, est approximativement de 44 heures. Le coefficient de consolidation, dans les conditions de l'essai, est donné par Bishop et al. (1968) comme :

$$c_v = \frac{\pi h^2}{4t_{100}}\left(\frac{1}{\left(1+2h/R\right)^2}\right) = 6.26\text{x}10^{-5}\ \text{cm}^2/\text{sec}$$

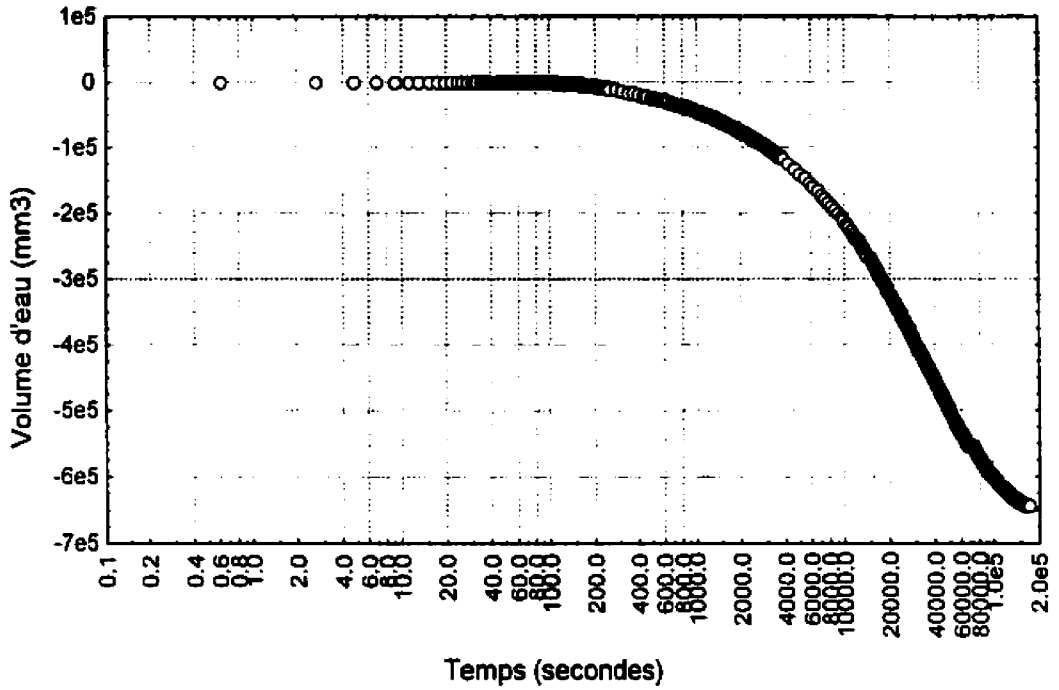


Figure (6-1): courbe de consolidation isotrope à 200 kPa

Les essais effectués peuvent être classifiés en 4 groupes, à savoir :

- Le premier est une série d'essais d'expansion en déformation plane réalisée sur l'argile consolidée préalablement à 200 kPa. Ces échantillons sont reconsolidés, après taillage en cylindre creux, à des contraintes de 5, 10, 15, 20, 25, 30, 50, 100 et 200 kPa donnant ainsi une gamme de valeurs d'OCR de 1 à 40.
- Le deuxième groupe d'essai d'expansion est effectué sur l'argile naturelle consolidée, après taillage en cylindre creux, à 10 et à 25 kPa pour avoir des OCR respectivement de 6 et de 2.2. Ces essais sont réalisés également en déformation plane.
- Les essais du troisième groupe sont des essais d'expansion avec un mouvement axial permis. Ces essais sont effectués sur des échantillons consolidés préalablement à 200 kPa et reconsolidés, après taillage, à 5, 10, 15, 20, 25, et 30 kPa donnant ainsi des valeurs d'OCR de 40, 20, 13.3, 10, 8 et 6.7 respectivement.

Il est à noter que pour les trois groupes d'essai, les pressions interstitielles sont mesurées, par l'intermédiaire des tubes flexibles, à des distances de 3 cm pour u_1, 4.1 cm pour u_2 et 5.2 cm pour u_3 à partir du centre de la cavité.

- Finalement, le quatrième groupe consiste en une série d'essais triaxiaux standards sur des échantillons intacts consolidés à 10 et 25 kPa et sur des échantillons consolidés préalablement à 200 kPa et reconsolidés après taillage en cylindre plein à 15 et 30 kPa.

Des mesures de la teneur en eau moyenne pour les argiles à l'état naturel (w_{ini}), immédiatement après consolidation à 200 kPa ($w_{consolidé}$) et à la fin de chaque essai (w_{fin}) ont été effectuées. Le tableau (6-2) montre un résumé des 4 séries d'essais effectués ainsi que les teneurs en eau pour chaque étape de l'essai.

Tableau (6-2) : résumé des séries d'essais effectués

Séries 1 : essais d'expansion en déformation plane Échantillons consolidés préalablement à 200 kPa									
σ'_c (kPa)	5	10	15	20	25	30	50	100	200
w_{ini}(%)	73.7	74.2	78.0	71.1	82.6	71.8	75.1	76.9	77.4
$w_{consolidé}$ (%)	52.4	53.3	53.6	51.1	54.2	49.4	53.4	51.3	52.8
w_{fin} (%)	53.4	54.5	54.8	52.3	55.1	50.2	54.5	52.1	51.7

Séries 2 : essais d'expansion en déformation plane Échantillons à l'état naturel		
σ'_c (kPa)	10	25
w_{ini}(%)	82.1	79.9
w_{fin} (%)	81.7	78.4

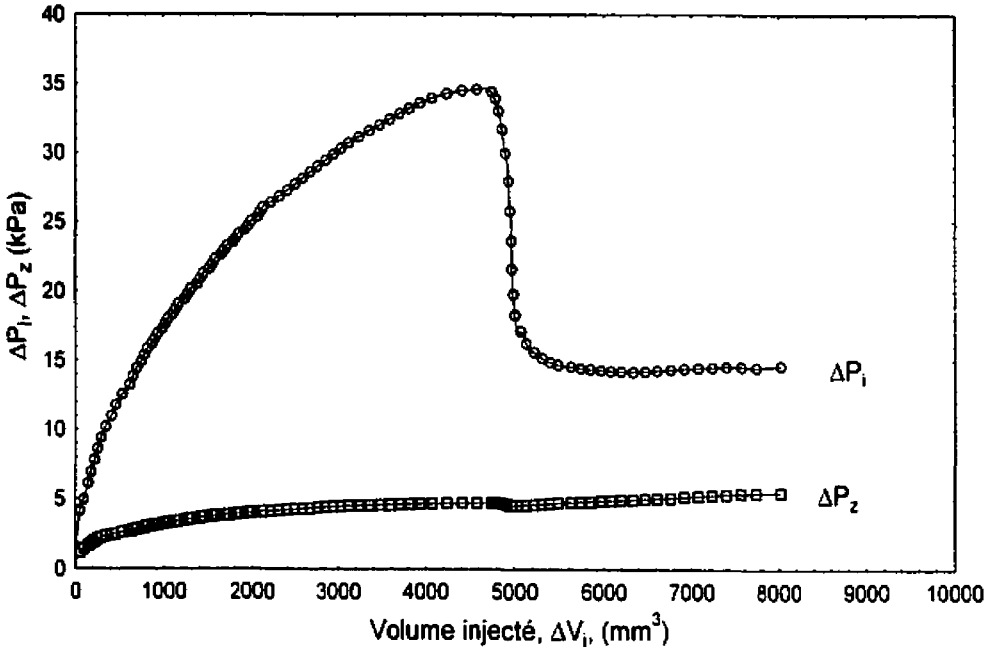
Échantillons consolidés préalablement à 200 kPa						
σ'_c (kPa)	5	10	15	20	25	30
w_{ini}(%)	74.8	75.6	78.2	76.6	77.1	72.4
$w_{consolidé}$(%)	51.9	51.5	53.8	53.4	52.8	50.2
w_{fin} (%)	53.0	52.6	54.7	54.2	54.0	51.2

Série 4 : essais triaxiaux standards		
Échantillons consolidés préalablement à 200 kPa		
σ'_c (kPa)	15	25
w_{ini}(%)	73.4	81.4
$w_{consolidé}$ (%)	50.7	53.5
w_{fin} (%)	51.7	54.5
Échantillons à l'état naturel		
σ'_c (kPa)	10	25
w_{ini}(%)	74.6	78.8
w_{fin} (%)	74.2	77.2

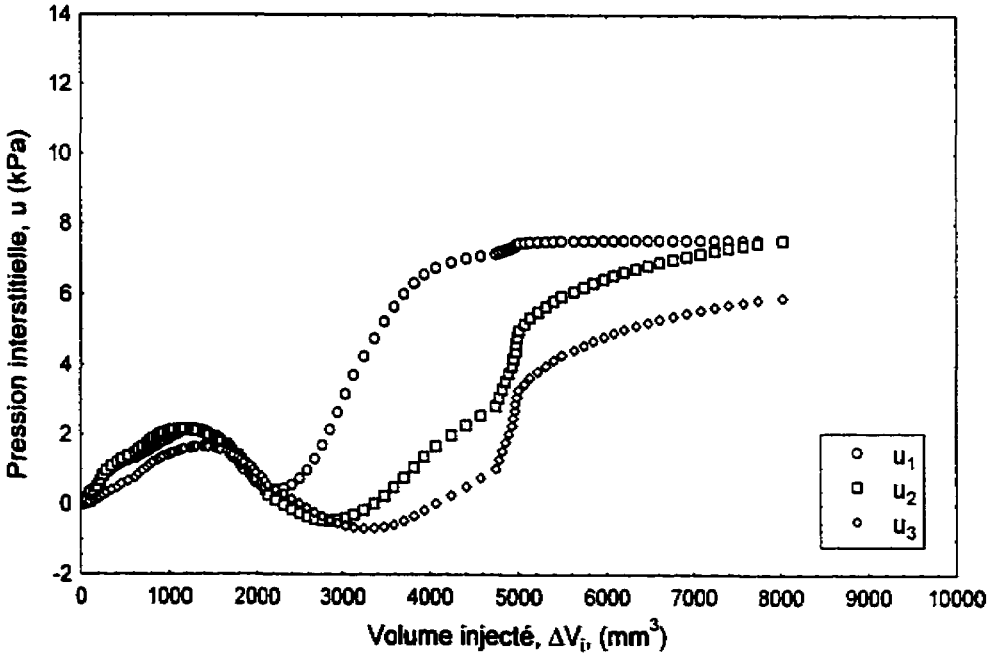
6.3.1 Essais d'expansion en déformation plane sur l'argile préconsolidée à 200 kPa

Neuf essais ont été effectués dans cette série où la pression de consolidation variait de 5 à 200 kPa. Les courbes d'expansion de la cavité sont représentées par la variation de la pression interne en fonction de la variation relative du volume de la cavité ΔV_i. Les figures (6-2 a et b) à (6-10 a et b) montrent, d'une part, ces courbes d'expansion et l'évolution de l'accroissement de la pression axiale ΔP_z tel que mesuré par le contrôleur correspondant et, d'autre part, l'évolution des pressions interstitielles à l'intérieur de l'échantillon en fonction du volume d'eau injecté à l'intérieur de la cavité ΔV_i pour les pressions de consolidation de 5, 10, 15, 20, 25, 30, 50, 100, 200 kPa respectivement.

Pour les échantillons consolidés à 5 et 10 kPa nous remarquons que la rupture a lieu rapidement (volume injecté de l'ordre de 5000 mm^3). Ces courbes sont caractérisées par

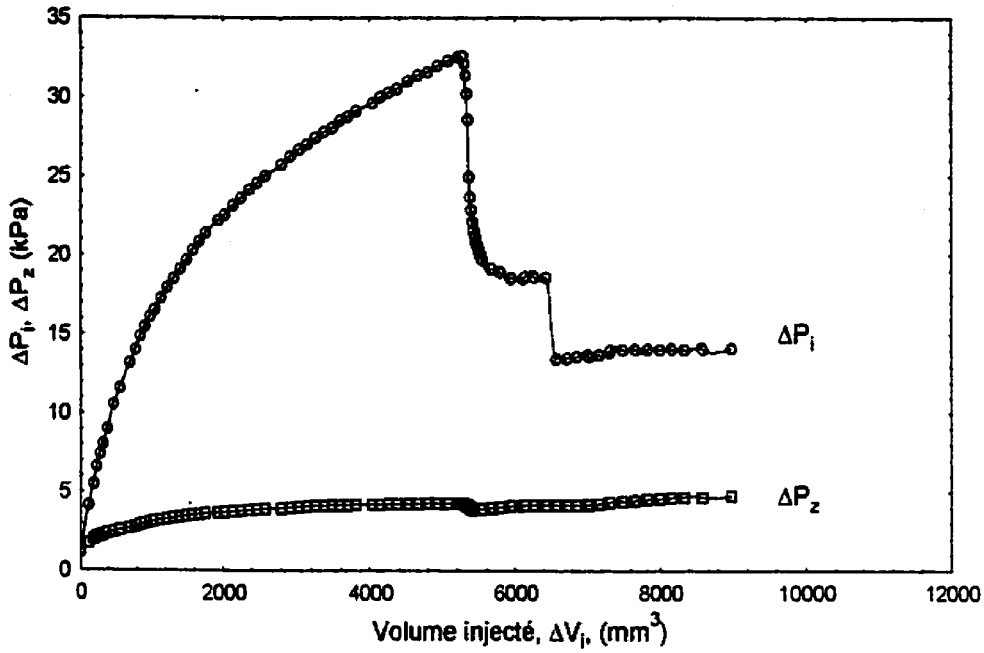


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

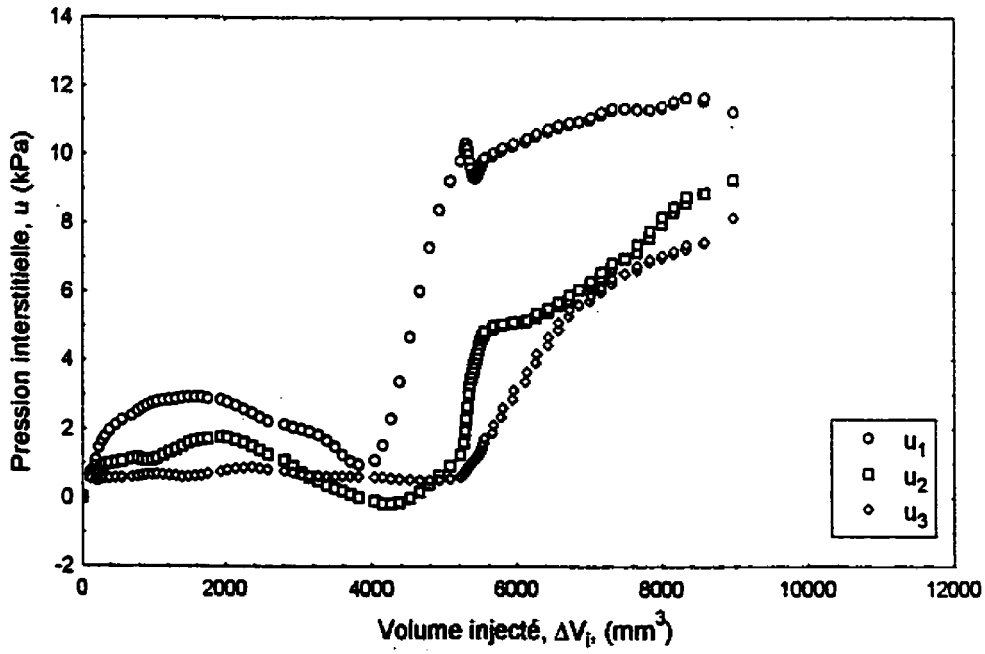


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-2) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma`_c = 5$ kPa dans la première série d'essais

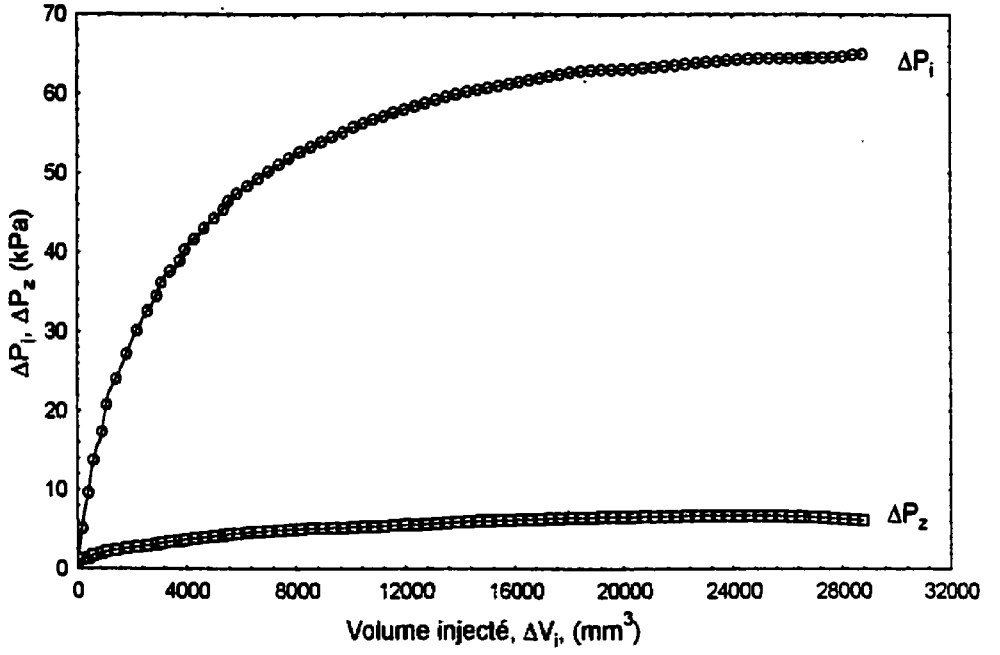


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

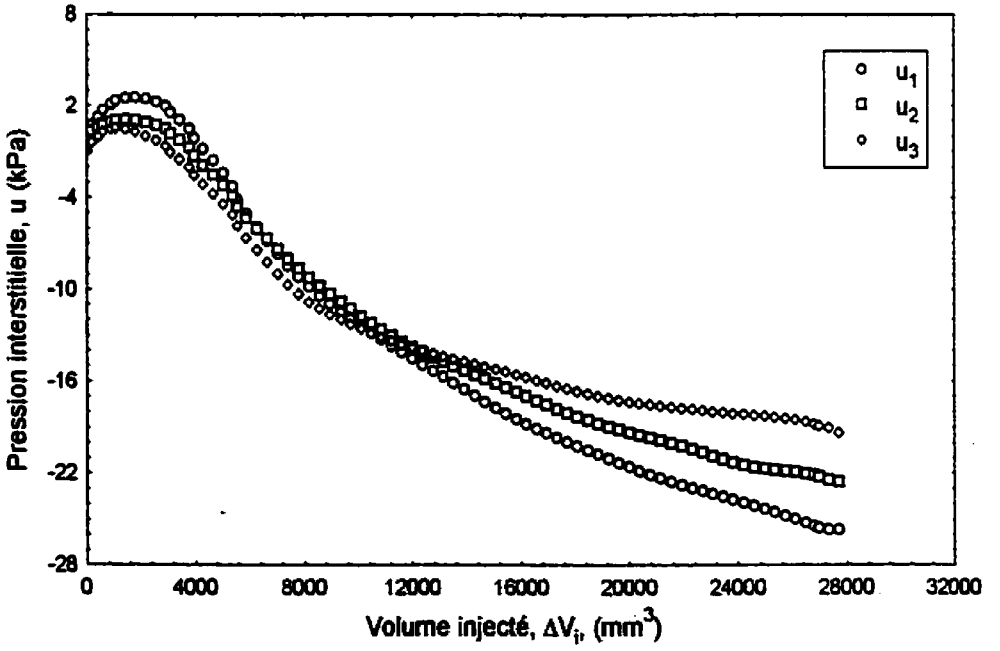


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-3) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour σ'_c = 10 kPa dans la première série d'essais

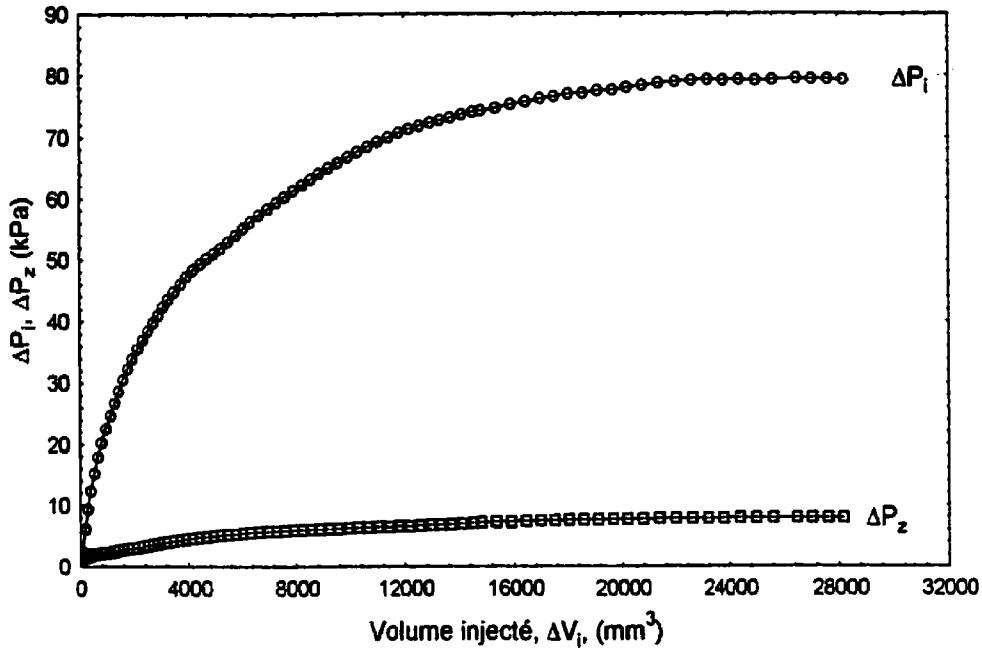


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

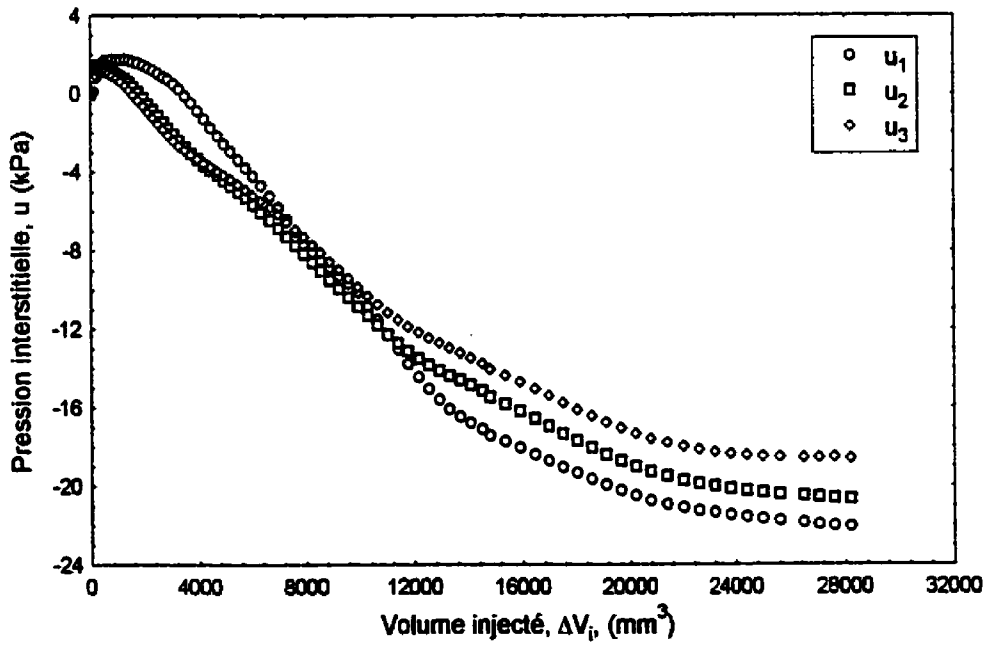


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-4) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la première série d'essais

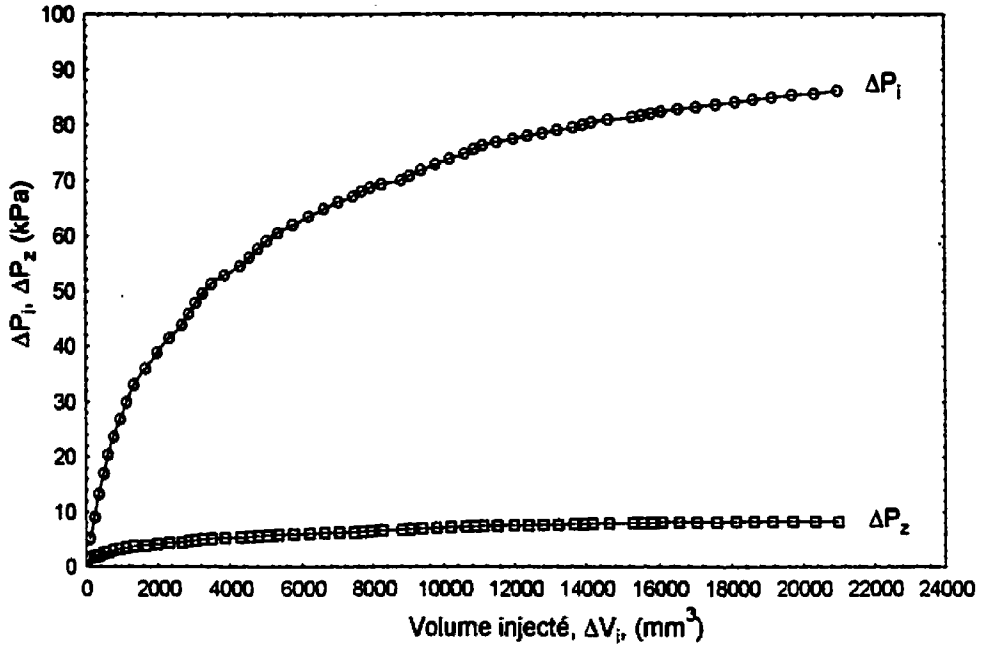


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

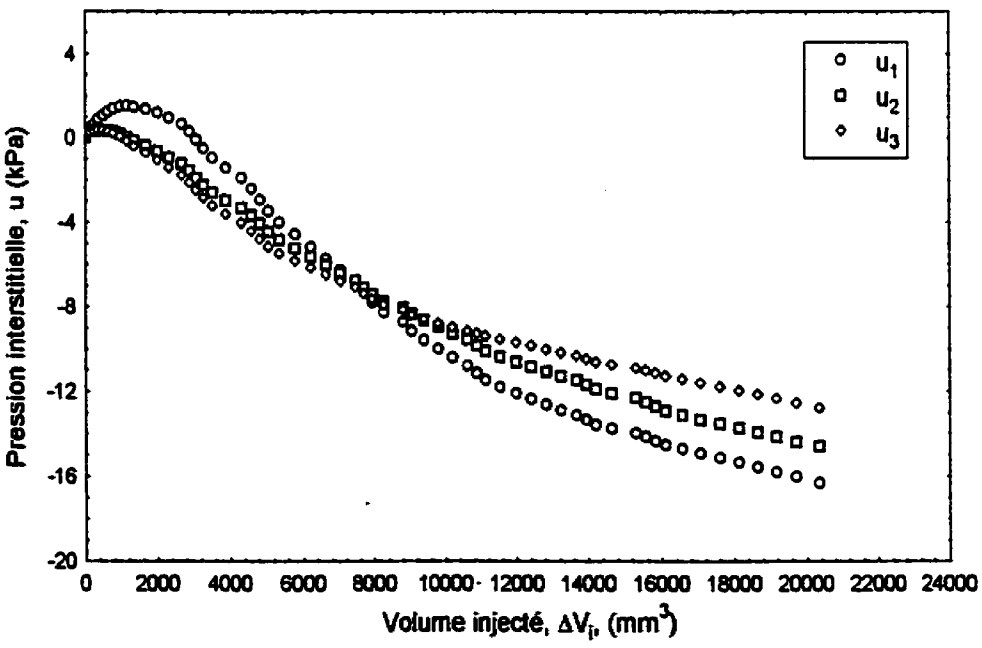


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-5) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais

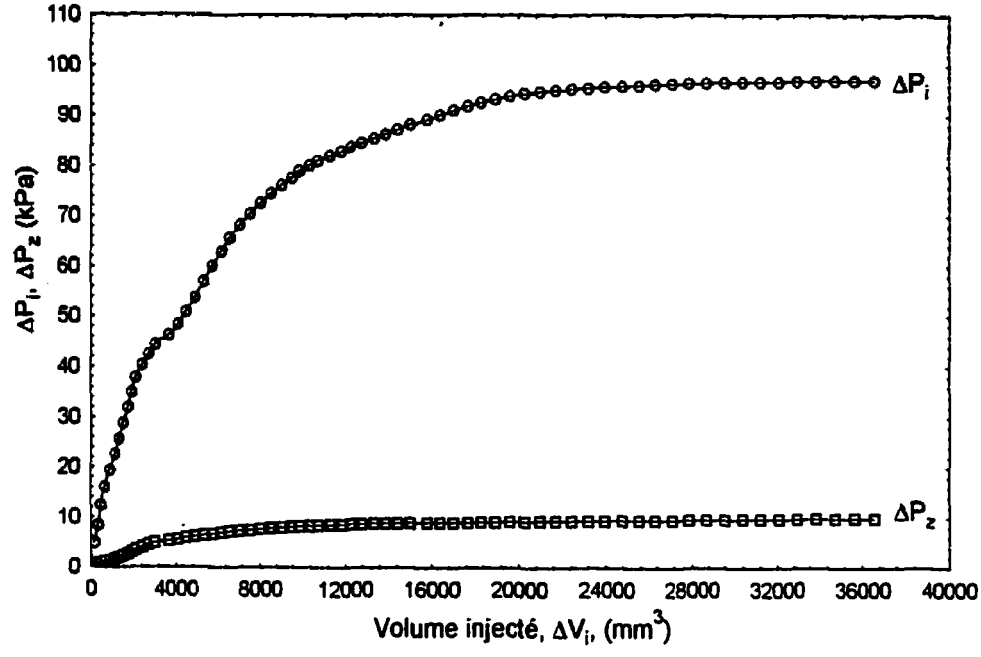


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

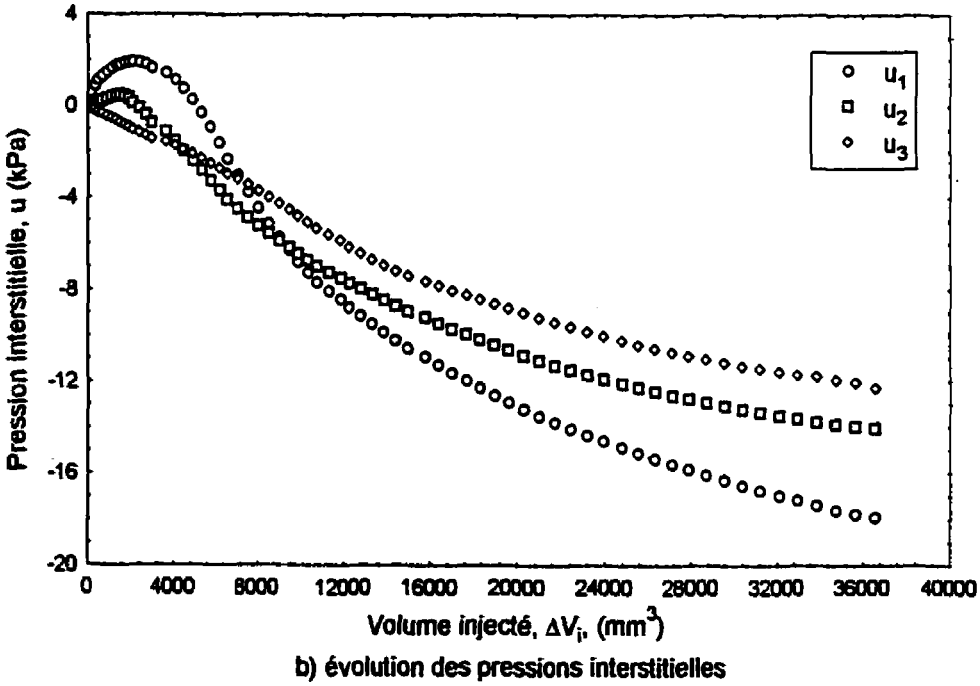


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-6) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la première série d'essais

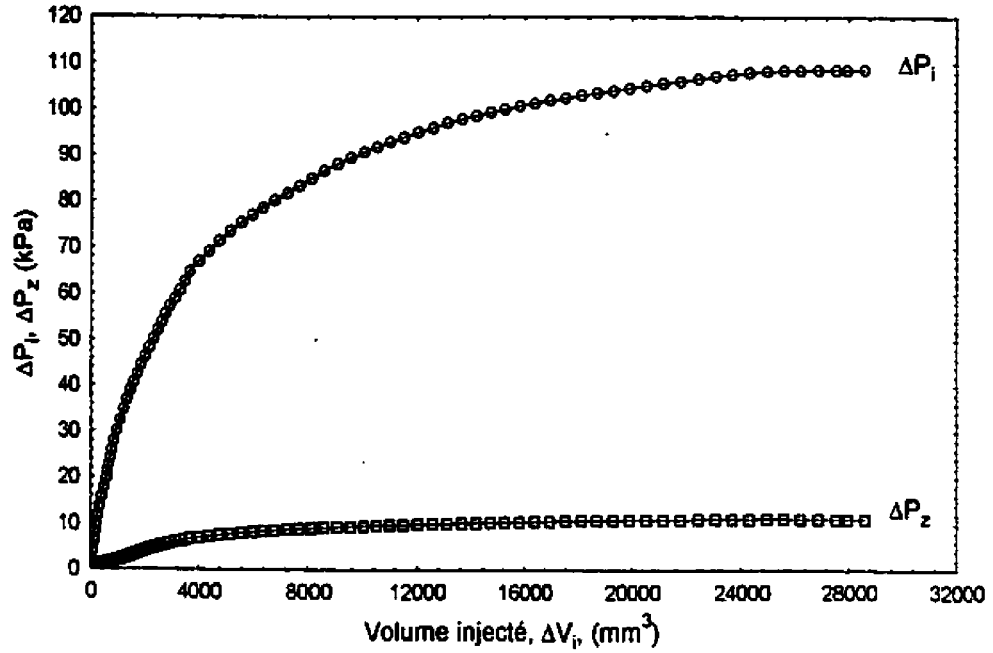


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

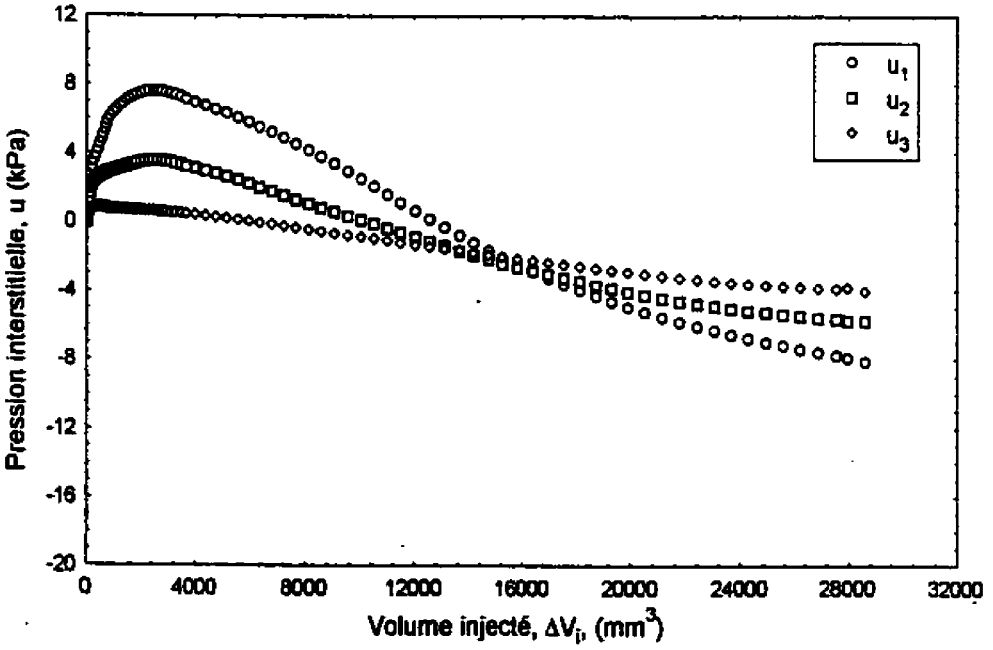


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-7) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la première série d'essais

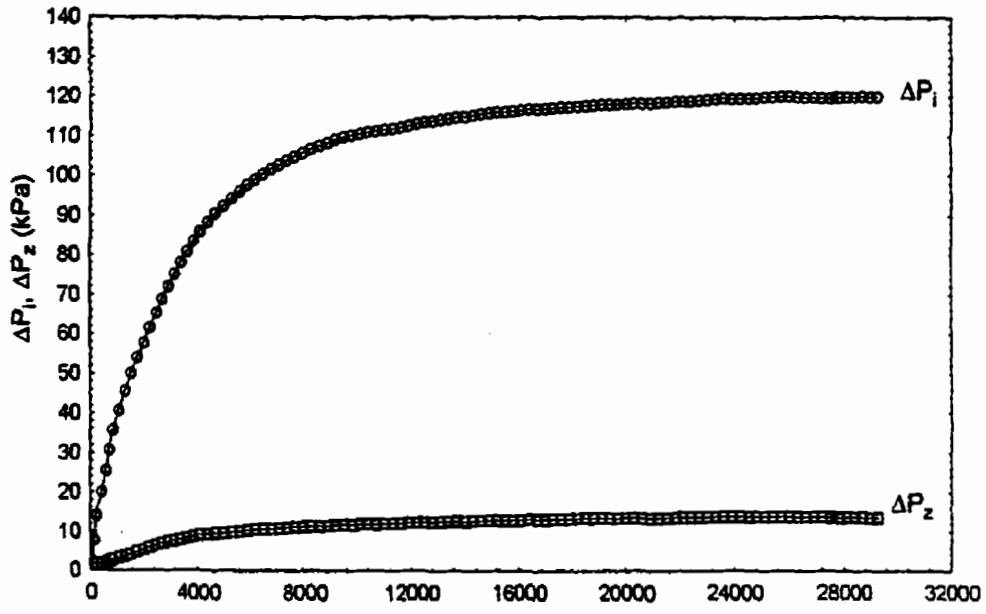


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

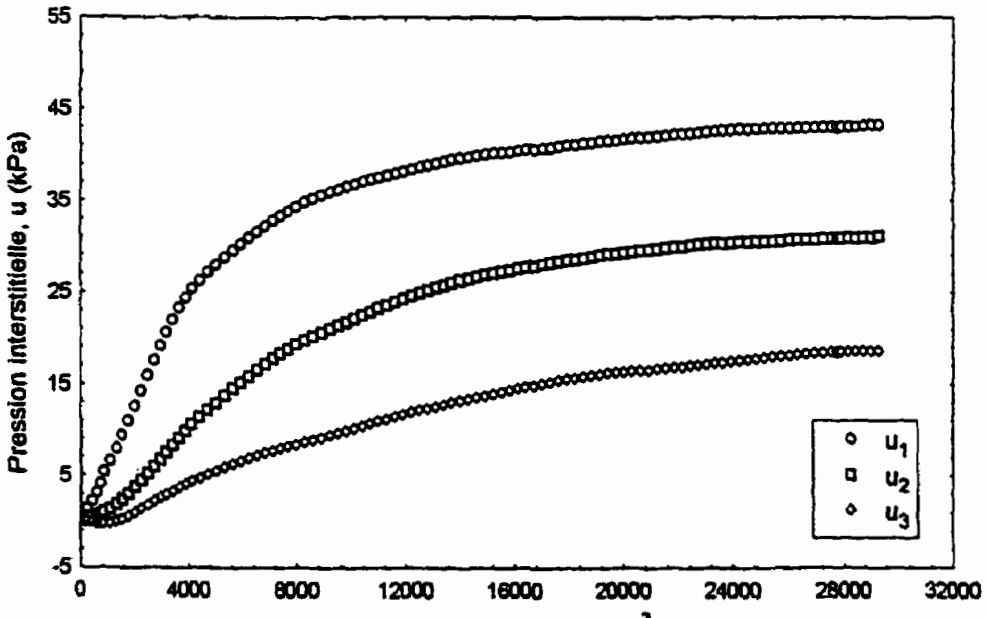


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-8) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 50$ kPa dans la première série d'essais

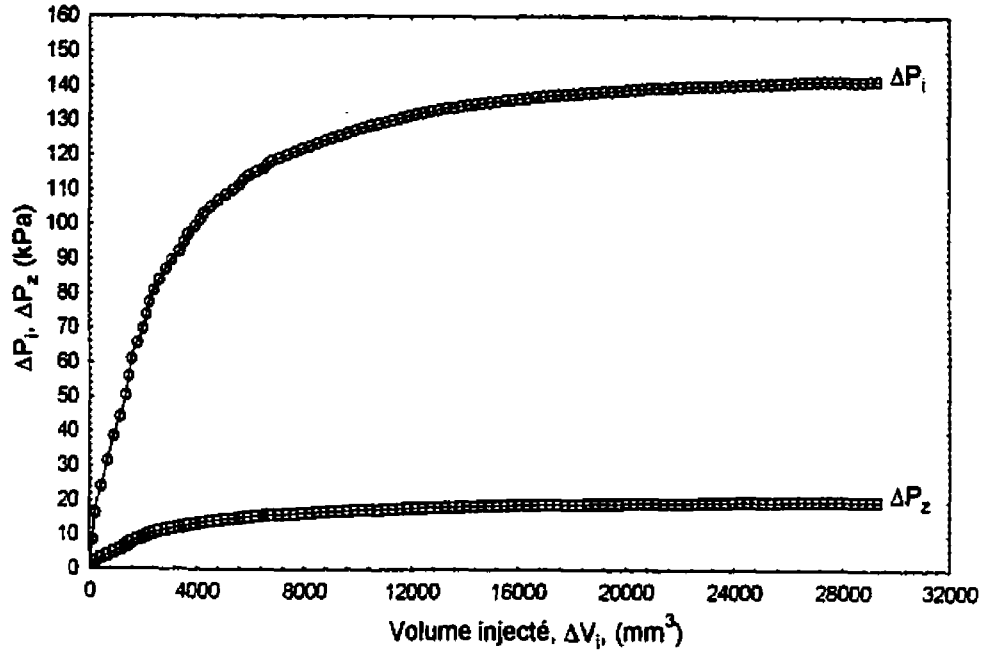


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

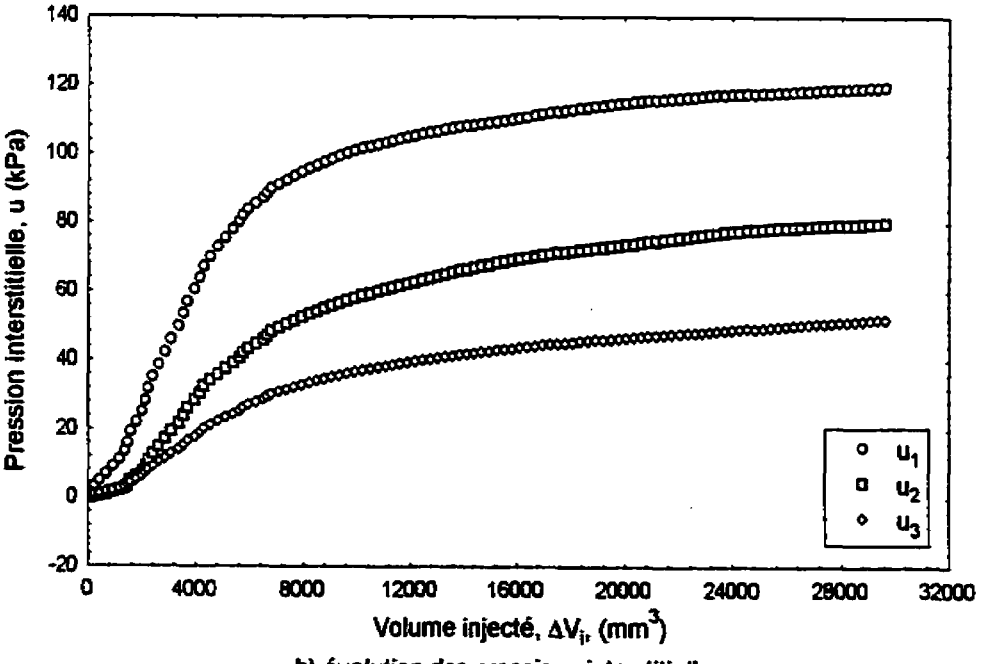


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-9) courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma`_c = 100$ kPa dans la première série d'essais



a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale



b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-10) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 200$ kPa dans la première série d'essais

l'existence d'un pic sur les courbes d'expansion suivi par une chute brutale de la pression intérieure. Le pic est atteint pour une pression intérieure de 32.7 et 35.2 kPa correspondant aux pressions de consolidation de 10 et 15 respectivement. Après cette chute, la pression intérieure atteint rapidement un palier qui est de l'ordre de 10 kPa et qui reste stable jusqu'à la fin de l'essai. On constate, également, que la pression axiale augmente légèrement dans la première partie de la courbe, elle marque une légère baisse au moment où la pression intérieure atteint le pic et elle continue ensuite à augmenter jusqu'à la fin de l'essai.

Les pressions interstitielles, quant à elles, marquent initialement un léger accroissement de l'ordre de 2 à 3 kPa correspondant à une variation de volume intérieur de l'ordre de 1500 mm^3 ; ensuite, elles commencent à diminuer jusqu'à légèrement avant que la pression intérieure atteint le pic. À partir de ce moment, elles augmentent d'une façon brutale jusqu'à ce qu'elles se stabilisent un peu avant la fin de l'essai.

Nous avons observé, après démontage de l'essai, l'existence d'une infinité de fissures à travers l'échantillon indiquant qu'une rupture par traction a eu lieu.

Pour les échantillons consolidés à 15, 20, 25, 30, 50, 100 et 200 kPa, les courbes d'expansion sont caractérisées par un accroissement continu de la pression à l'intérieur de la cavité. Cependant la pente de ces courbes semble être décroissante, mais toujours positive, tout au long de l'essai.

En observant ces courbes, il parait clair que les pressions intérieures tendent vers des valeurs limites qui dépendent de l'indice de surconsolidation. Ceci indique que plus la contrainte de consolidation est élevée, plus la pression limite est grande.

Les pressions interstitielles, quant à elles, sont typiquement semblables à celles qui se développent dans un essai de cisaillement réalisé dans une cellule triaxiale standard. On remarque que les trois mesures de pressions interstitielles à l'intérieur de l'échantillon ne sont pas les mêmes bien que pour les argiles très surconsolidées, à l'inverse des argiles normalement ou légèrement surconsolidées, la variation de cette pression interstitielle n'est pas très importante. Par exemple, on trouve que, pour une variation de volume

intérieur de 20000 mm^3, la différence entre u_1 et u_3, pour l'échantillon consolidé à 15 kPa, n'est que de 5 kPa alors qu'elle est de 68 kPa pour l'argile normalement consolidée. On remarque aussi que pour les échantillons consolidés à 15, 20, 25, 30 et 50 kPa, au début de l'expansion, les valeurs de u sont positives avec $u_1 > u_2 > u_3$. Au fur et à mesure que l'expansion progresse, ces valeurs commencent, pour des valeurs différentes de ΔV_i, à devenir négatives et continuent ainsi jusqu'à la fin de l'essai.

Pour les essais effectués sur l'argile normalement consolidée et celle ayant un OCR de 2, les pressions interstitielles sont toujours positives à travers l'échantillon depuis le début et jusqu'à la fin de l'essai alors que pour l'échantillon consolidé à 50 kPa, les pressions interstitielles sont très proches de zéro.

On constate, par ailleurs, que, comme dans le cas d'un essai de cisaillement effectué dans une cellule triaxiale standard, les valeurs de u que prennent les échantillons d'argile très surconsolidée, pour de fortes déformations intérieures, dépendent de la contrainte de consolidation $\sigma`_c$ où plus l'OCR est élevé, plus les pressions interstitielles sont élevées en valeur absolue.

L'accroissement de la pression axiale suit, en général, les mêmes mouvements que les courbes d'expansion. La valeur maximale de cet accroissement dépend également de l'indice de surconsolidation où plus la contrainte de consolidation est grande plus l'accroissement de la pression axiale est élevé. Le tableau suivant donne un résumé des valeurs des pressions limites et de l'accroissement de pression axiale pour les contraintes de consolidation de 15 à 200 kPa :

200	20.2	144
100	14	121
50	11.4	110
30	10	97
25	8.3	88
20	8.1	80
15	6.7	66

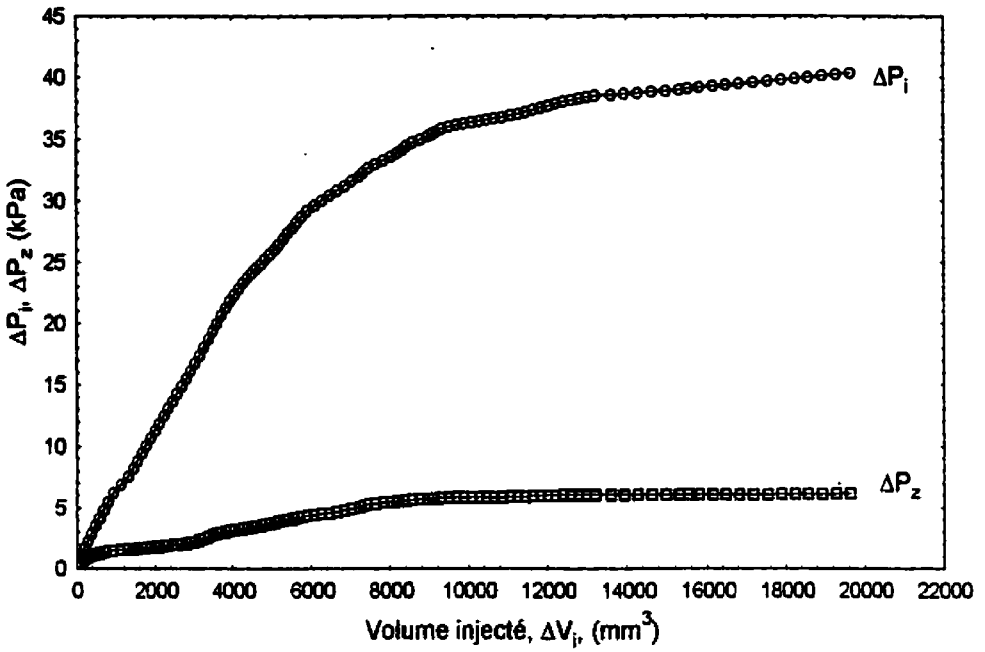
6.3.2 Essais d'expansion en déformation plane sur l'argile naturelle

Deux essais d'expansion en déformation plane ont été effectués sur l'argile à l'état naturel. On note que cette argile est sensible et que les contraintes de consolidation auxquelles les échantillons ont été soumis sont inférieures à la contrainte de consolidation in situ qui est de l'ordre de 60 kPa, ce qui voudrait dire que la structure initiale des particules n'a pas été trop modifiée. La courbe d'expansion et l'accroissement de la pression axiale sont présentés aux figures (6-11a) et (6-12a) pour les pressions de consolidation de 10 et 25 kPa respectivement et d'autre part, l'évolution de l'excès de la pression interstitielle en fonction du volume injecté est illustrée, pour les mêmes pressions de consolidation, aux figures (6-11b) et (6-12b).

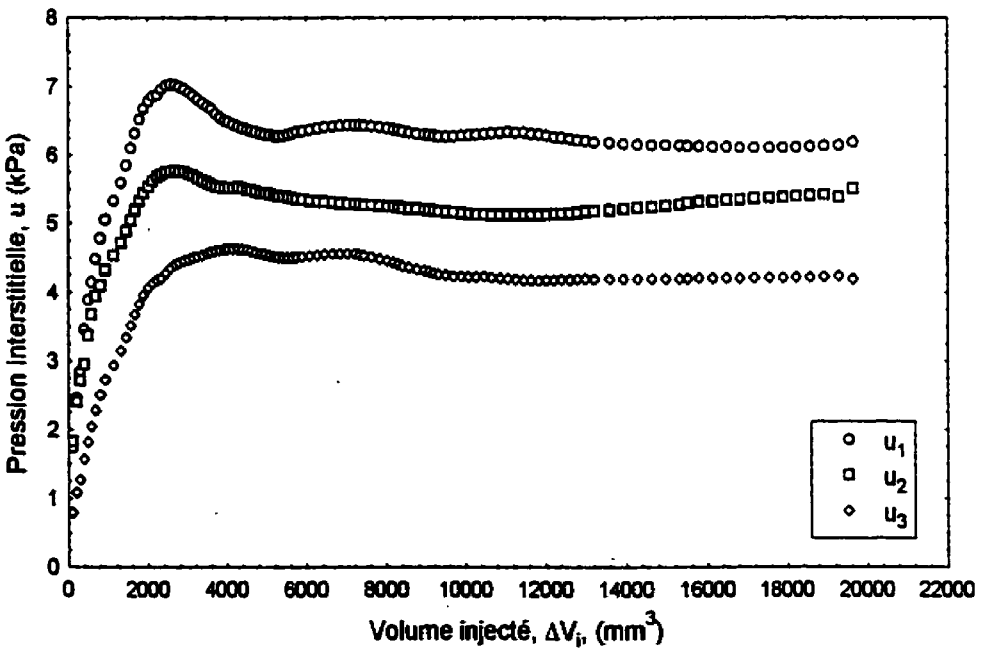
Les courbes d'expansion ont la même allure que celles des échantillons consolidés préalablement à 200 kPa. Dans ce cas aussi, l'accroissement de la pression intérieure prend des valeurs croissantes en fonction du volume injecté et tend vers une pression limite dont la valeur dépend de la contrainte de consolidation.

Nous remarquons aussi que l'excès de la pression interstitielle, dans les deux essais, est toujours positif. Ces pressions interstitielles pour l'échantillon consolidé à 10 kPa augmentent rapidement au début de l'expansion pour atteindre un maximum, de 7 kPa pour u_1, correspondant à une valeur de ΔV_i de l'ordre de 2000 mm^3. En ce qui concerne l'échantillon consolidé à 25 kPa, les pressions interstitielles suivent les mêmes tendances que la pression intérieure ; cependant, à l'inverse du cas précédent, les valeurs de u continuent à augmenter jusqu'à la fin de l'essai. D'autre part, la variation de la pression interstitielle à travers l'échantillon n'est que de 2.6 kPa, en fin d'expansion, pour l'échantillon consolidé à 10 kPa alors qu'elle est de 10 kPa pour l'échantillon consolidé à 25 kPa.

L'accroissement de la pression axiale suit, comme dans le cas des échantillons préconsolidés à 200 kPa, les mêmes mouvements que les courbes d'expansion. Cependant, on remarque que le rapport de la pression axiale / pression intérieure

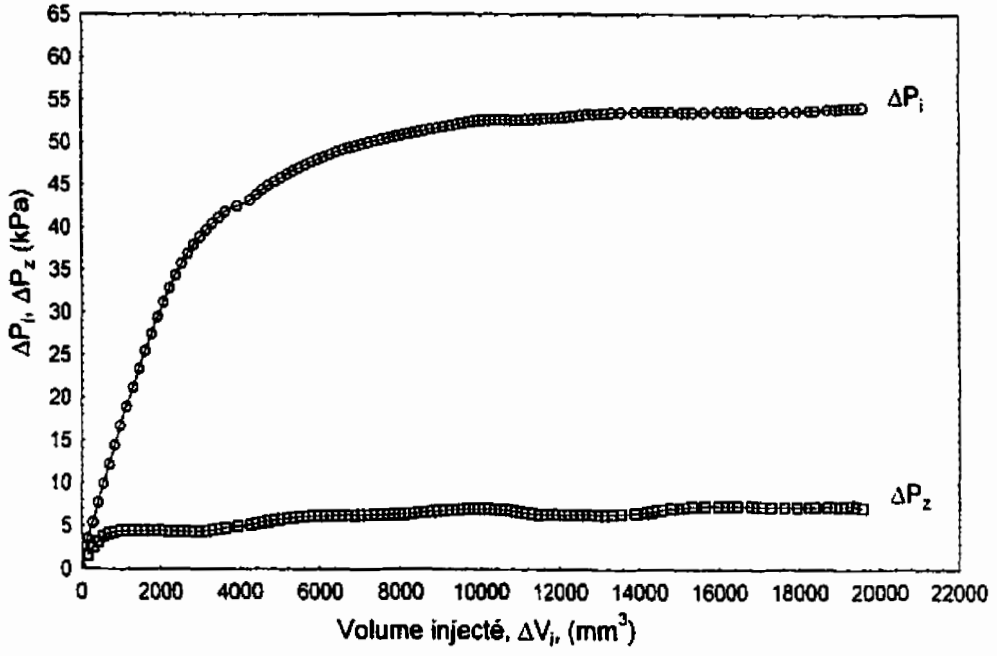


a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale

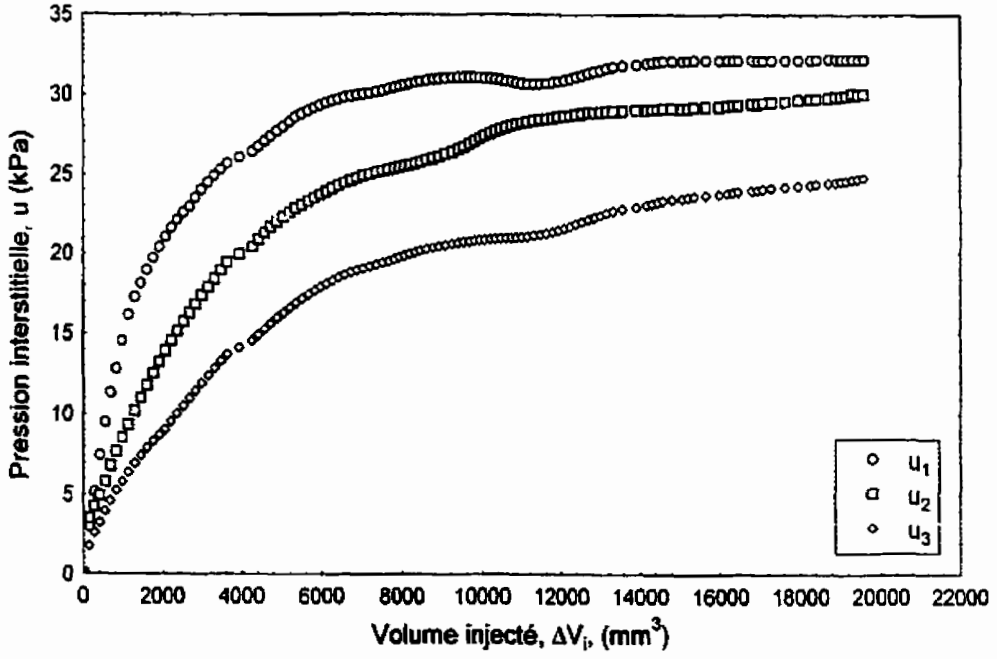


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-11) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 10$ kPa dans la deuxième série d'essais



a) courbe d'expansion et variation de la pression axiale



b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-12) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la deuxième série d'essais

$\left(\Delta P_z / \Delta P_i\right)$ est plus élevé que le cas précèdent pour approximativement les mêmes valeurs d'OCR.

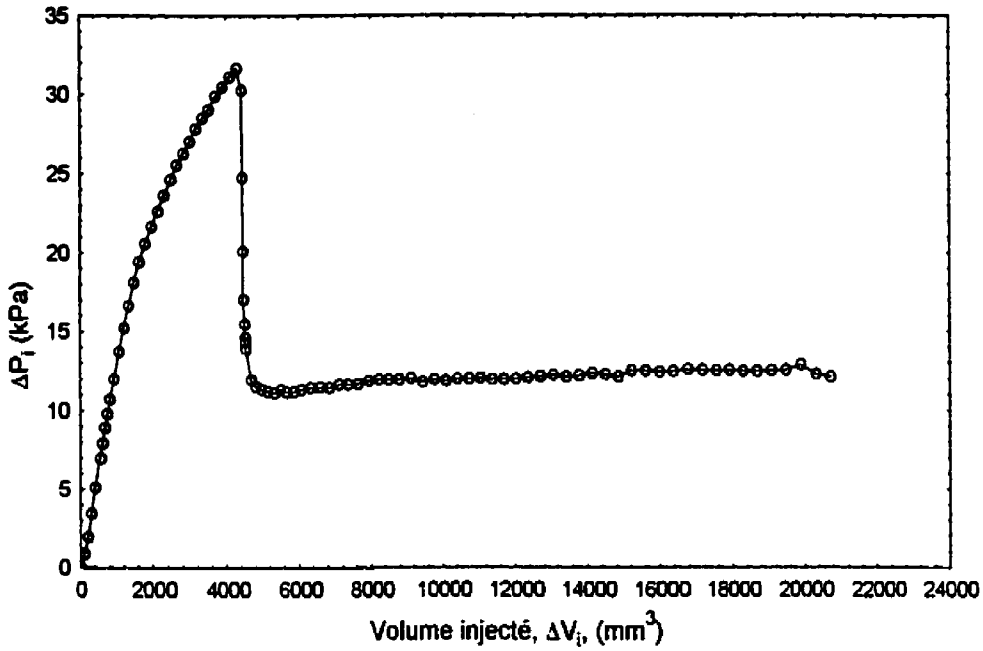
Le tableau suivant résume les valeurs de la pression limite et l'accroissement de la pression axial pour ces deux essais :

25	7.3	54.5
10	6.4	41

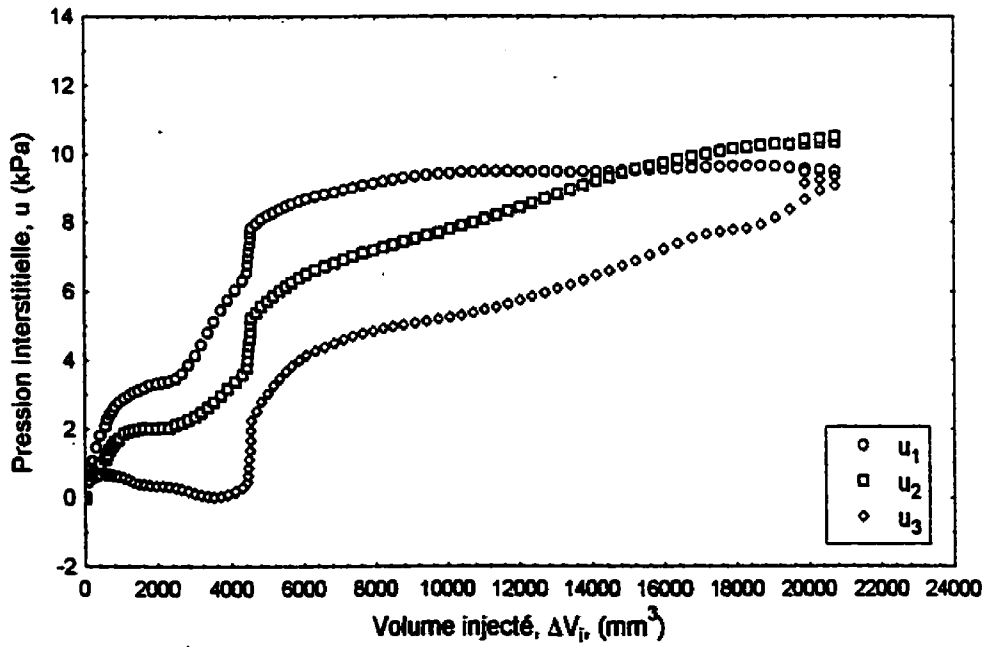
6.3.3 Essais d'expansion avec mouvement axial sur l'argile préconsolidée à 200 kPa

Six essais ont été effectués avec mouvement axial permis sur des échantillons préconsolidés à 200 kPa et reconsolidés, dans la cellule triaxiale après taillage de l'échantillon en cylindre creux, à des contraintes de 5, 10, 15, 20, 25 et 30 kPa. Les figures (6-13 a et b) à (6-18 a et b) montrent les courbes d'expansion et l'évolution de la surpression interstitielle à l'intérieur de l'échantillon en fonction du volume intérieur pour ces contraintes de consolidation.

En comparant ces dernières figures avec celles du premier groupe d'essais, on trouve que, pour les mêmes contraintes de consolidation, les courbes d'expansion et les pressions interstitielles sont semblables, mais légèrement plus faibles, que celles obtenues en déformation plane. Nous remarquons aussi que la courbe d'expansion des échantillons consolidés à 5 et 10 kPa marque une chute brutale après être passée par un pic correspondant à une pression intérieure de 32 et 35 kPa et un volume intérieur de l'ordre de 3800 mm^3. Les pressions interstitielles de l'échantillon consolidé à 10 kPa ont la même allure que celles en déformation plane. Cependant, ces pressions, pour l'échantillon consolidé à 5 kPa, varient peu en fonction du volume intérieur avant la rupture mais, après la rupture, on remarque qu'elles augmentent constamment jusqu'à ce qu'elles se stabilisent, vers la fin de l'essai, à une pression de l'ordre de 10 kPa. De multiples fissures ont été remarquées après démontage de l'échantillon, confirmant que la rupture a eu lieu en traction.

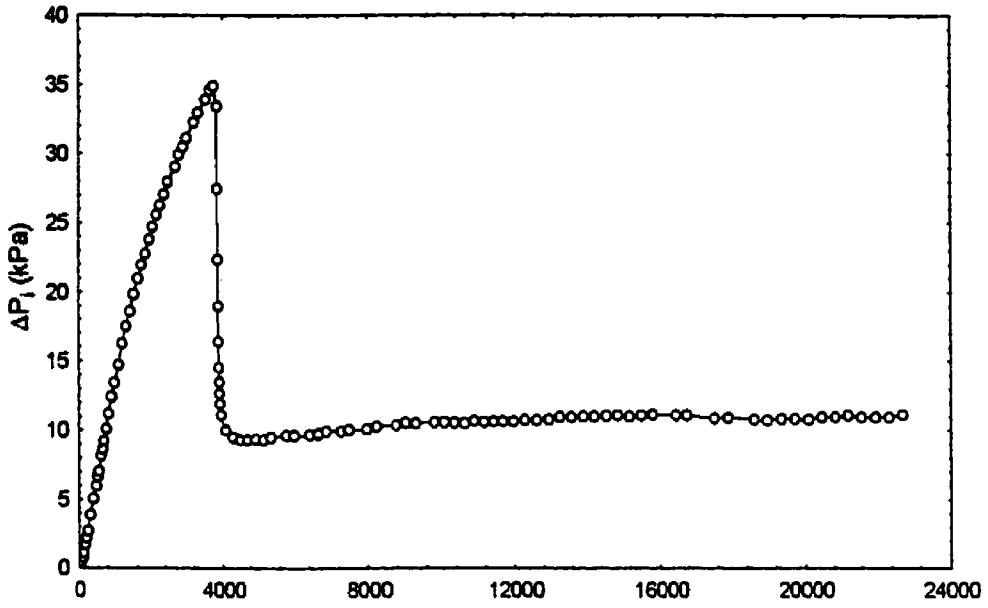


a) courbe d'expansion

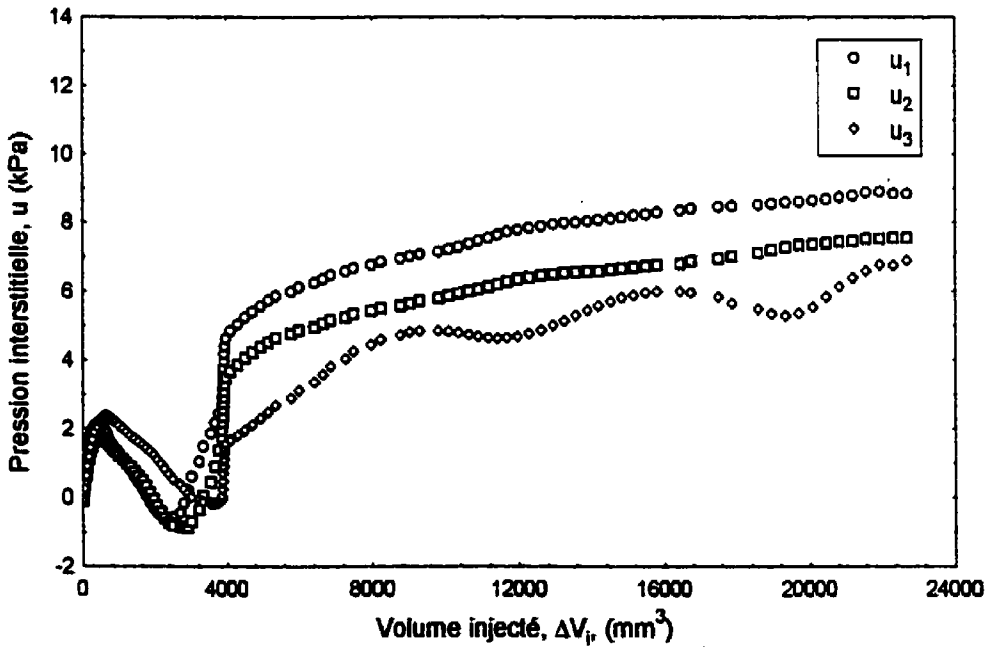


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-13) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 5$ kPa dans la troisième série d'essais

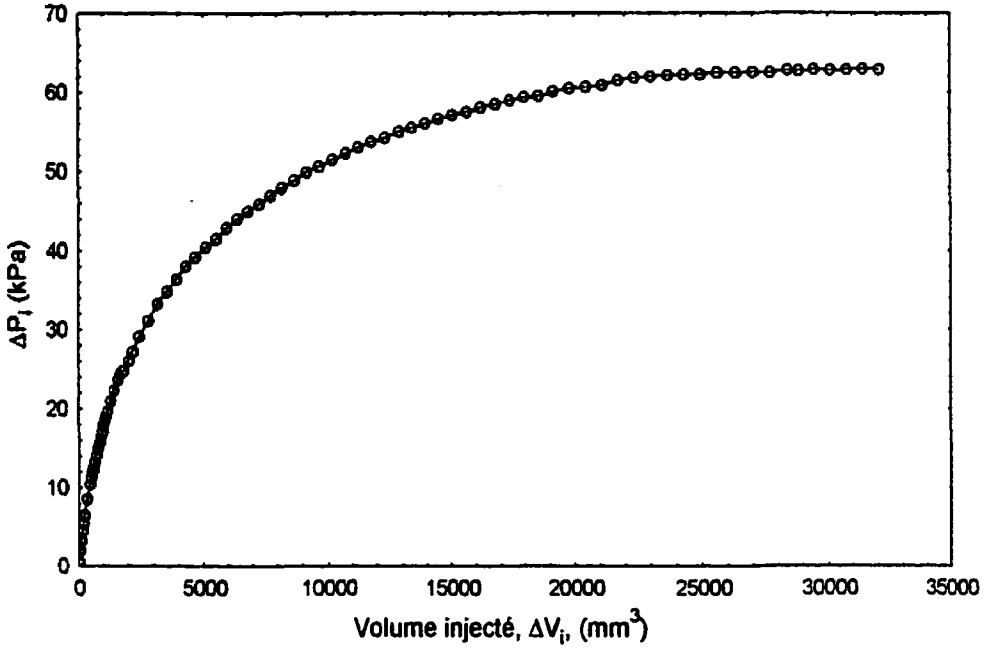


a) courbe d'expansion

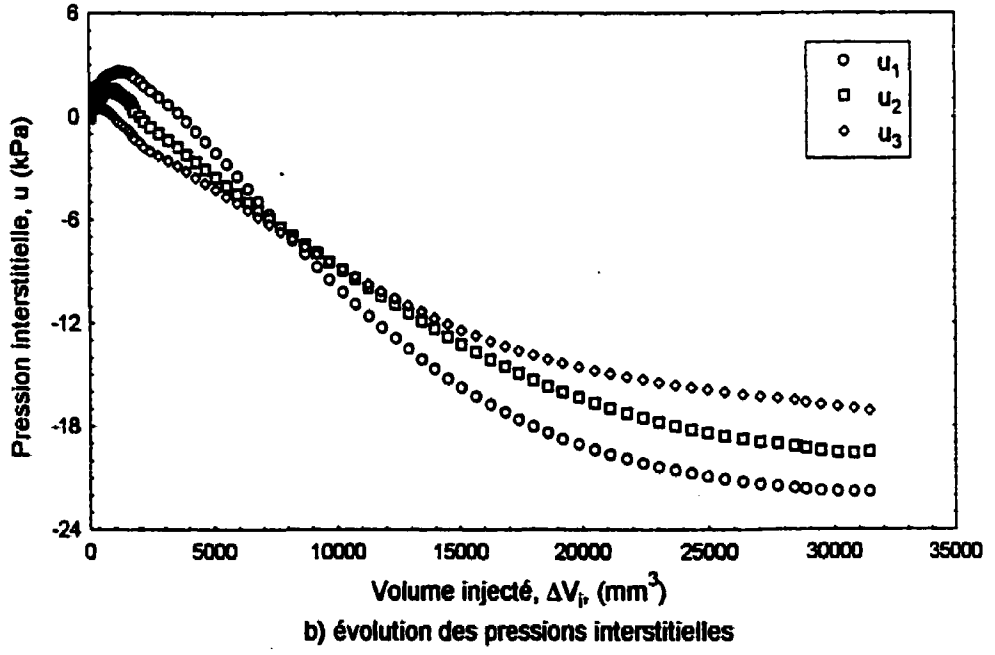


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-14) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 10$ kPa dans la troisième série d'essais

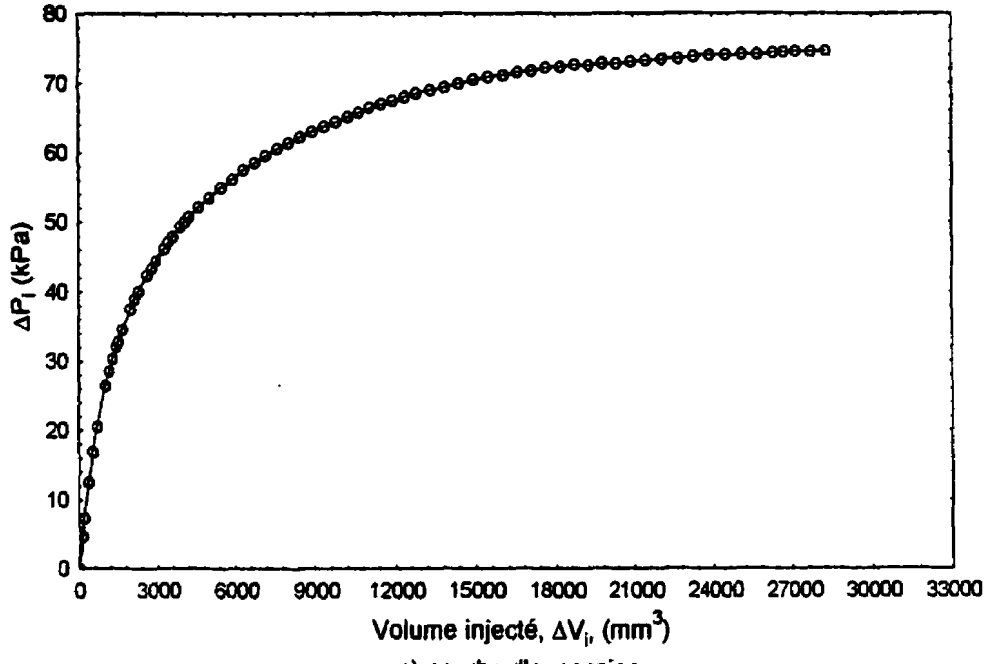


a) courbe d'expansion

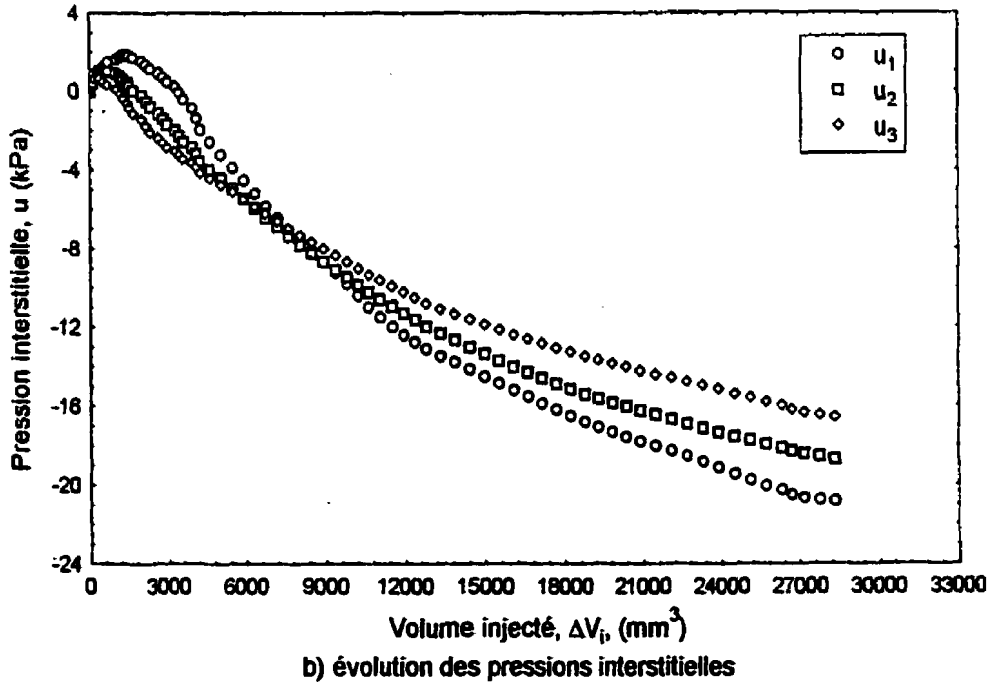


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-15) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la troisième série d'essais

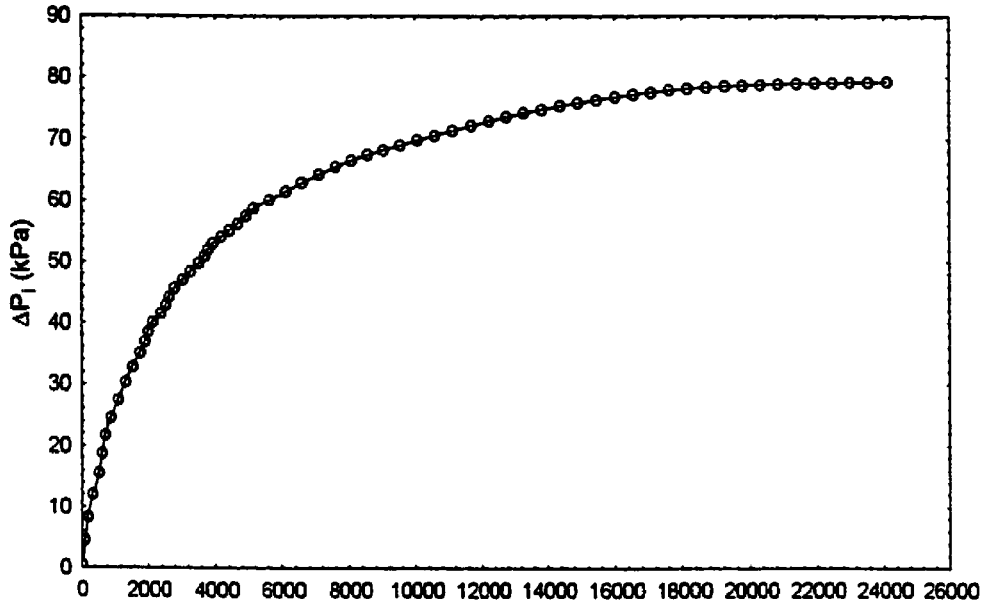


a) courbe d'expansion

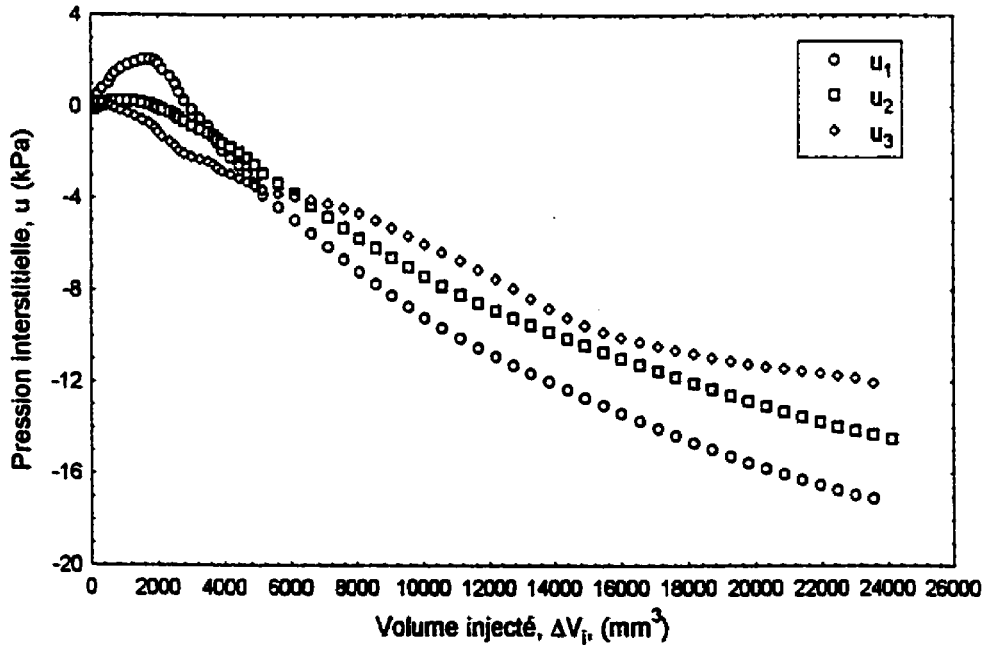


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-16) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais

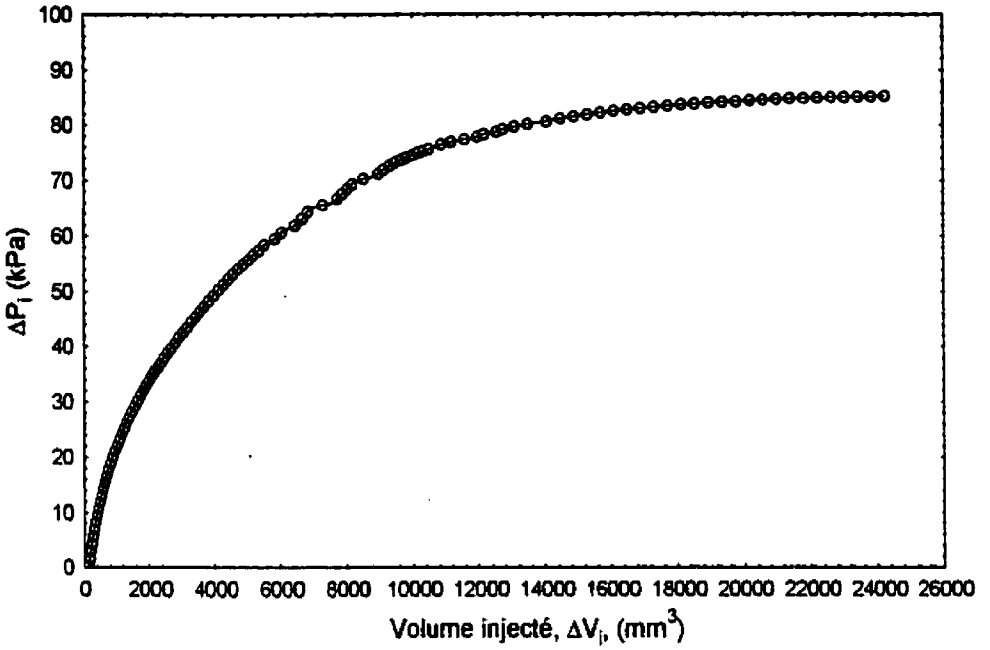


a) courbe d'expansion

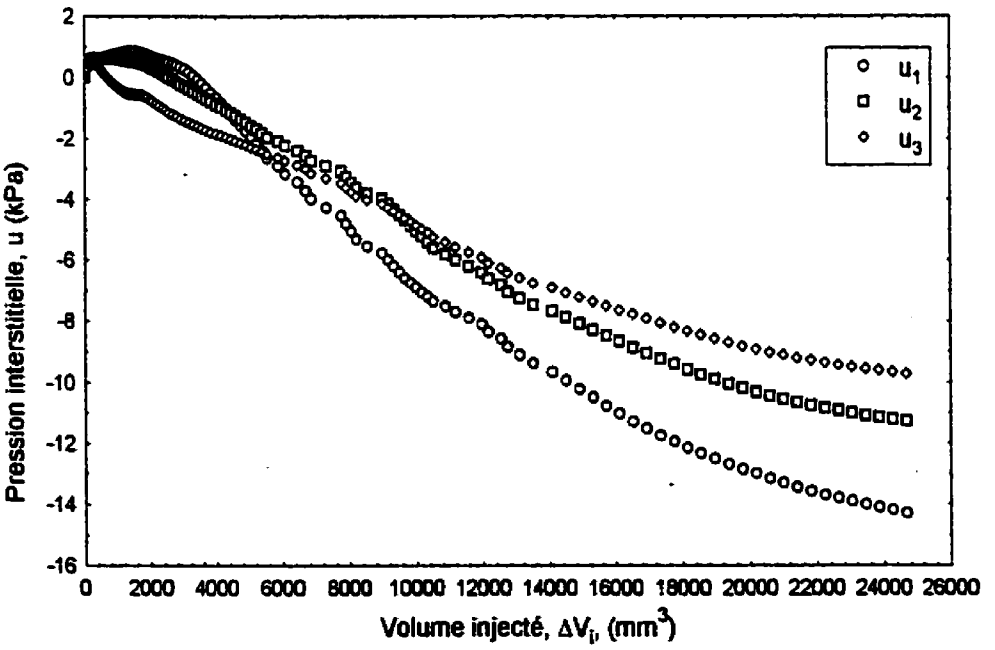


b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-17) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la troisième série d'essais



a) courbe d'expansion



b) évolution des pressions interstitielles

Figure (6-18) : courbe d'expansion, variation de la pression axiale et évolution des pressions interstitielles pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la troisième série d'essais

Dans les autres essais, une rupture en cisaillement parait évidente. Les pressions intérieures, comme dans les autres séries d'essais, croissent continuellement en fonction du volume intérieur et tendent vers des pressions limites dont les valeurs sont résumées au tableau qui suit.

30	86
25	80
20	74.5
15	63

Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, la réalisation des essais en contrainte plane se fait en maintenant, tout au long de l'essai, une variation de contrainte axiale moyenne $\Delta\overline{\sigma}_z = 0$ nulle. Pour ce faire, le contrôleur de la pression axiale s'ajuste, tout au long de l'essai, afin de maintenir à tout moment $\Delta\overline{\sigma}_z = 0$. Par conséquent, le volume d'eau dans le réservoir de ce contrôleur va augmenter ou diminuer, au fur et à mesure que l'essai progresse, selon que la hauteur de l'échantillon s'allonge ou se réduit. Les figures (6-19) et (6-20) illustrent la variation du volume axial en fonction du volume intérieur pour les contraintes de consolidation de 5 et 10 kPa pour la première figure et de 15, 20, 25 et 30 kPa pour la deuxième.

On remarque qu'à l'exception de quelques valeurs négatives enregistrées pour $\sigma`_c$ de 15 kPa, le volume axial est positif ce qui correspond à une tendance pour l'échantillon de s'allonger. Pour les échantillons consolidés à 15, 20, 25 et 30 kPa, les courbes du volume axial augmentent d'une façon quasi linéaire avec le volume intérieur, à l'exception de l'échantillon consolidé à 30 kPa qui marque une diminution de la pente pour un volume intérieur de 18000 mm^3. On remarque, également, que, pour un volume intérieur donné, plus la contrainte de consolidation est élevée plus le volume axial est grand, indiquant que plus l'argile est surconsolidée moins l'échantillon a tendance à s'allonger.

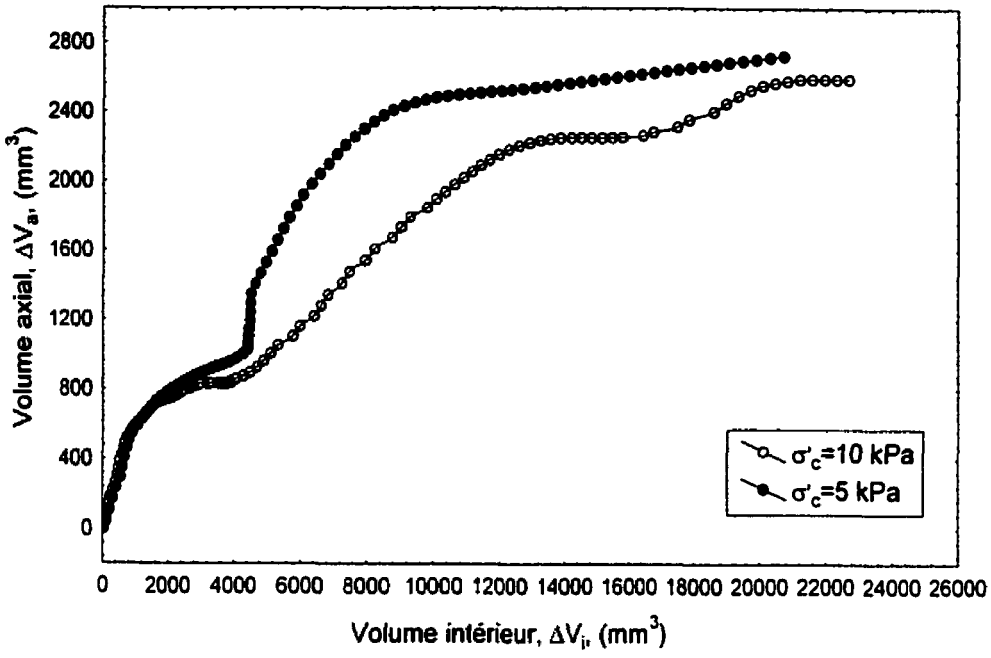


Figure (6-19) : variation du volume axial pour σ'_c = 5 et 10 kPa dans la troisième série d'essais

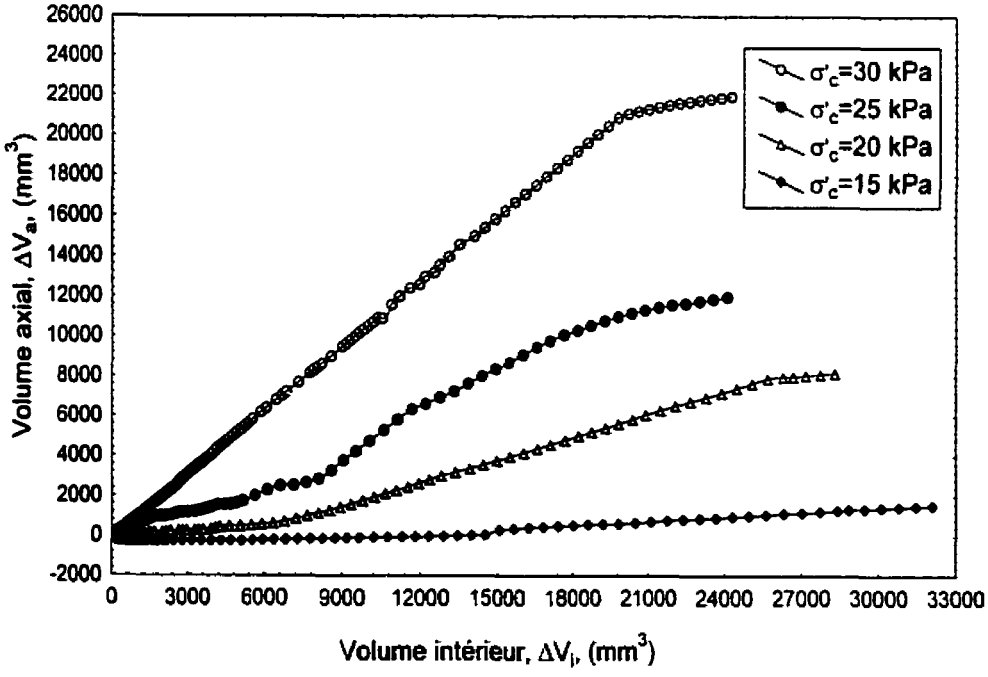


Figure (6-20) : variation du volume axial pour σ'_c = 15, 20, 25 et 30 kPa dans la troisième série d'essais

Nous notons que nous avons tenté d'effectuer des essais avec mouvement axial sur des échantillons consolidés à 50 et 100 kPa mais nous avons remarqué que les courbes d'expansion de ces essais atteignent une valeur maximale pour ensuite commencer à diminuer progressivement. L'allure de ces courbes suggère que les déformations axiales, pour ces contraintes de consolidation, ne puissent être considérées uniformes à travers l'échantillon et que, proche de la cavité, la contrainte axiale devient une contrainte principale majeure. Ceci est confirmé par le volume axial qui augmente considérablement au moment où la pression intérieure atteint son maximum. L'interprétation de ces courbes sort du cadre de cette thèse et par conséquent ces résultats ont été omis.

6.3.4 Résultats des essais triaxiaux standards

Des essais triaxiaux consolidés non drainés (CIU) ont été effectués sur des échantillons consolidés préalablement à 200 kPa et reconsolilés ensuite à 15 et 25 kPa et sur des échantillons d'argile intacte consolidés à 10 et 25 kPa. Les figures (6-21) et (6-22) d'une part, et (6-23) et (6-24) d'autre part, montrent l'évolution de la contrainte déviatorique et la pression interstitielle moyenne en fonction de la déformation axiale pour les échantillons préconsolidés à 200 kPa et les échantillons intacts, respectivement.

Nous constatons que la rupture pour l'argile naturelle est fragile. Ceci est reflété par le fait que la contrainte déviatorique atteint un pic rapidement pour une déformation axiale de l'ordre de 1 à 1.5 % puis diminue avec une déformation axiale croissante. La résistance au cisaillement mobilisé à la rupture pour les deux échantillons est de 22 et 26.5 kPa pour les contraintes de consolidation de 10 et 25 kPa respectivement. On observe que la rupture pour ces échantillons a lieu selon un plan de cisaillement bien défini.

L'évolution de la pression interstitielle pour le cas où la pression de consolidation est de 10 kPa montre le même comportement que la contrainte déviatorique. Cependant, pour l'échantillon consolidé à 25 kPa, la pression interstitielle continue à augmenter avec la déformation même après la rupture de l'échantillon.

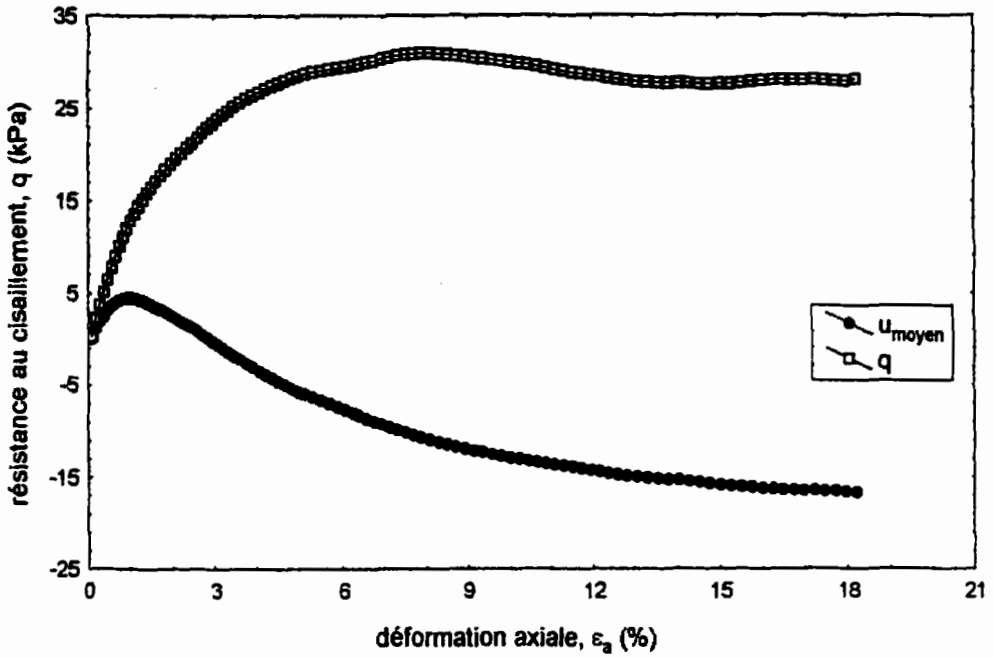


Figure (6-21) : évolution de la contrainte déviatorique et de la pression interstitielle moyenne, pour σ'_c = 15 kPa, pour un échantillon préconsolidé à 200 kPa

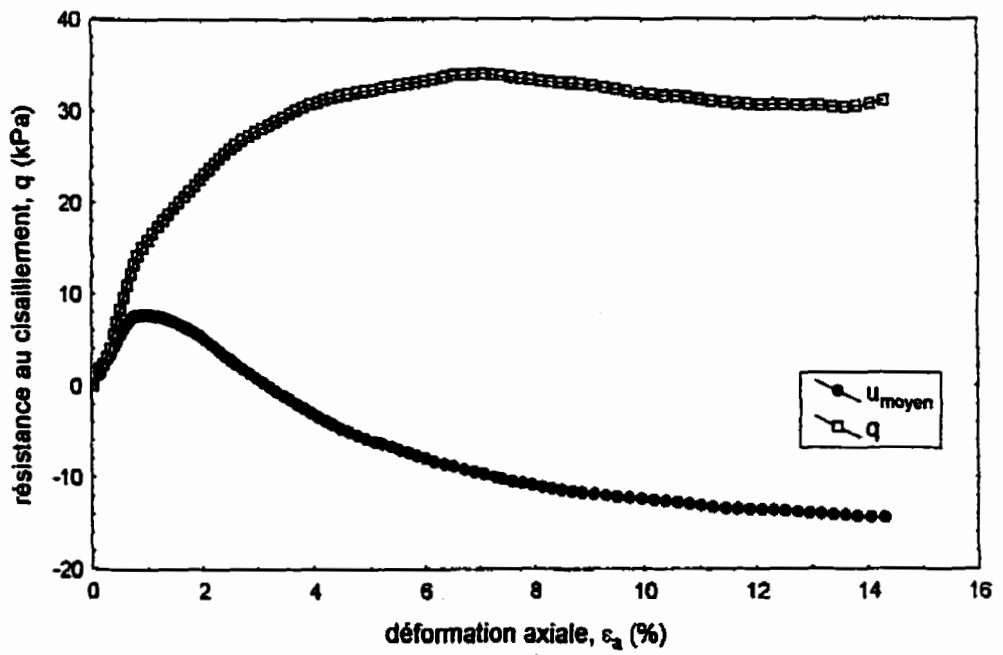


Figure (6-22) : évolution de la contrainte déviatorique et de la pression interstitielle moyenne, pour σ'_c = 25 kPa, pour un échantillon préconsolidé à 200 kPa

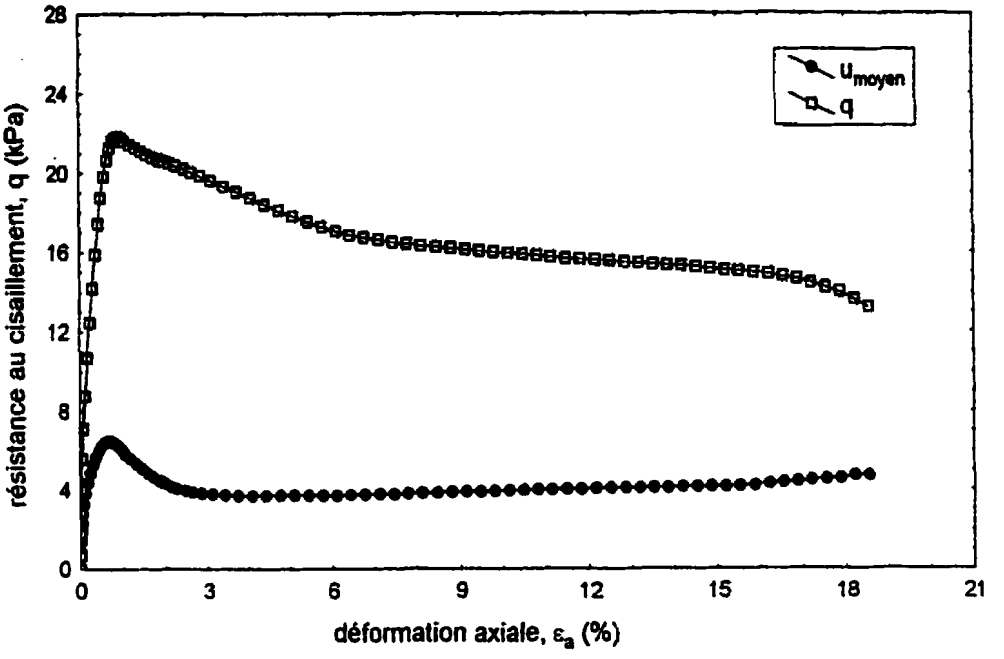


Figure (6-23) : évolution de la contrainte déviatorique et de la pression interstitielle moyenne, pour $\sigma'_c = 10$ kPa, pour une argile naturelle

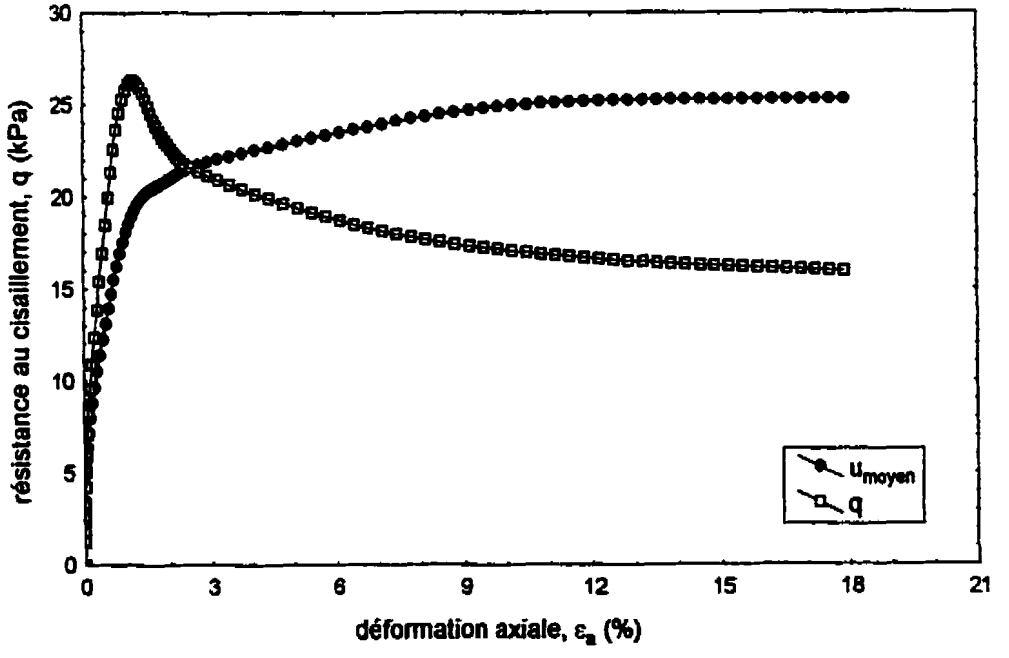


Figure (6-24) : évolution de la contrainte déviatorique et de la pression interstitielle moyenne, pour $\sigma'_c = 25$ kPa, pour une argile naturelle

En ce qui concerne les échantillons consolidés préalablement à 200 kPa, on remarque que l'évolution de la contrainte déviatorique, pour les deux contraintes de consolidation de 15 et 25 kPa, ne montre pas de pic mais plutôt elle marque un palier qu'elle atteint progressivement. La rupture a lieu, dans ce cas, par ballonnement de l'échantillon. La pression interstitielle pour ces deux essais, prend des valeurs positives pour de faibles déformations axiales et ensuite, diminue jusqu'à atteindre des valeurs de –16 et –14 kPa à la fin de l'essai pour, respectivement, $\sigma`_c$ de 15 et 25 kPa.

CHAPITRE 7
ANALYSES DES RÉSULTATS

7.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons analyser les résultats expérimentaux présentés au chapitre précédent. Nous avions indiqué dans ce dernier chapitre que la rupture des échantillons cylindriques creux, en déformation plane comme en contrainte plane, et ayant des indices de surconsolidation de 20 et de 40, soumis à une expansion de cavité cylindrique a lieu en traction alors que pour les indices de surconsolidation plus faibles, cette rupture a lieu en cisaillement. Nous allons donc séparer les essais en deux groupes : le premier correspond à une rupture en cisaillement et le deuxième concerne les essais dont la rupture a lieu en traction. Pour le premier groupe, nous allons appliquer la théorie mise au point au chapitre 3 et nous allons discuter, par la suite, de la rupture du deuxième groupe d'essais.

7.2 Interprétation des essais ayant une rupture en cisaillement

La démarche qui concerne l'interprétation de la courbe d'expansion de ces essais se divise en 3 étapes : la première concerne l'obtention de la fonction de cisaillement $\tau_n = f(\varepsilon_1)$ ou $\tau_n = f(\bar{\gamma}_n)$. La deuxième consiste à déterminer la distribution des contraintes totales σ_r et σ_θ, et des déformations à travers l'échantillon cylindrique creux pour différentes étapes de l'expansion. Une fois ces contraintes connues, nous tracerons les cheminements des contraintes totales réels dans l'espace (s, t) pour des éléments situés à l'intérieur de l'échantillon. Les mesures de pression interstitielle ponctuelles à l'intérieur du cylindre creux vont nous permettre de tracer les cheminements des contraintes effectives dans l'espace ($s`$, t) afin de mieux comprendre la réponse de chacune des deux phases que contient l'argile saturée, naturelle ou déstructurée, pendant l'expansion dans un échantillon cylindrique creux de dimension finie. Dans la troisième étape, nous comparerons la distribution, l'évolution et les cheminements des contraintes avec ceux que l'on obtient en idéalisant soit le comportement du matériau soit la courbe d'expansion.

7.2.1 Obtention de la fonction de cisaillement

Afin d'obtenir la courbe de cisaillement, les étapes suivantes sont nécessaires :

• Calcul de la déformation axiale ε_z pour chaque incrément de volume d'eau injecté à l'intérieur de la cavité. Cela se fait, comme indiqué au chapitre 5, en divisant l'incrément du volume axial ΔV_a sur la section du diaphragme pour chaque valeur de ΔV_i. On note que cette étape est omise dans l'interprétation des essais en déformation plane étant donné que $\varepsilon_z = 0$ durant tout l'essai.

• Calcul du rayon intérieur déformé r'_i pour chaque lecture de ΔV_i où $r'_i = r_i + y_{ri}$ et, selon l'équation (3-13), le déplacement du bord intérieur de la cavité y_{ri} est donné par :

$$y_{ri} = r_i \frac{\sqrt{(V_i + \Delta V_i)}}{\sqrt{V_i(1+\varepsilon_z)}} - r_i$$

• Calcul de la déformation sur la face intérieure de la cavité soit en terme de déformation de Cauchy ε_i soit en terme de déformation naturelle de cisaillement $\bar{\gamma}_{ri}$. La déformation de Cauchy s'exprime en fonction du déplacement y_{ri} comme $\varepsilon_i = \frac{y_{ri}}{r_i}$ ou en fonction du volume injecté, ΔV_i, comme :

Dans le cas général : $\varepsilon_i = \sqrt{\frac{1}{(1+\varepsilon_z)}\left(\frac{\Delta V_i}{V_i}+1\right)} - 1$

Ou, en petites déformations, comme : $\varepsilon_i = \frac{\Delta V_i}{2V_i} - \frac{\varepsilon_z}{2}$

La déformation naturelle de cisaillement s'exprime comme:

$$\bar{\gamma}_{ri} = \ln\left(\frac{r_i'^2}{r_i^2}\right) + \ln(1+\varepsilon_z)$$

• Calcul du terme $\frac{dP}{d\varepsilon_i}$ ou, en terme de déformation naturelle $\frac{dP}{d\bar{\gamma}_n}$, où dP, $d\varepsilon_i$ et $d\bar{\gamma}_n$ sont, respectivement, les incréments de la pression intérieure, de la déformation tangentielle de Cauchy et de la déformation naturelle pour deux lectures successives de volume intérieur.

• Une fois que $\frac{dP}{d\varepsilon_i}$ ou $\frac{dP}{d\bar{\gamma}_n}$ est déterminé, on procède au calcul de τ_{ri} au bord de la cavité en appliquant, selon le cas, une des équations (3-83), (3-84) ou (3-99) :

$$\tau_{ri} = \left[\frac{C}{2}(\varepsilon_i+1)^3 - (\varepsilon_i+1)\right]\frac{dP}{d\varepsilon_i} + \left\{\left[\frac{C(\varepsilon_i+1)^3-(\varepsilon_i+1)}{C(\varepsilon_e+1)^3-(\varepsilon_e+1)}\right]\left[\frac{\beta(\varepsilon_i+1)}{\sqrt{\beta(\varepsilon_i+1)^2-\left(\beta/C\right)+\left(1/C\right)}}\right]\right\}\tau_{re} \tag{3-83}$$

$$\tau_{ri} = \frac{2\varepsilon_i+\varepsilon_z}{2}\frac{dP}{d\varepsilon_i} + \left\{\left[\frac{2\varepsilon_i+\varepsilon_z}{2\varepsilon_e+\varepsilon_z}\right]\left[\frac{\beta(\varepsilon_i+1)}{\sqrt{\beta(\varepsilon_i+1)^2-\left(\beta/C\right)+\left(1/C\right)}}\right]\right\}\tau_{re} \tag{3-84}$$

$$\tau_{ri} = \left((e^{\bar{\gamma}_n}-1)\frac{dP}{d\bar{\gamma}_n} + \left[\frac{(e^{\bar{\gamma}_n}-1)}{(e^{\bar{\gamma}_n}-1)}\left\{\frac{\beta e^{\bar{\gamma}_n-\bar{\varepsilon}_z}}{1/C+\beta e^{\bar{\gamma}_n-\bar{\varepsilon}_z}-\beta/C}\right\}\right]\tau_{re} \tag{3-99}$$

où $\beta = r_i^2/r_e^2 = 0.08953$.

On souligne, cependant, que le terme τ_{re} dans les équations précédentes est calculé en se basant sur le fait que la courbe de cisaillement est unique à travers l'échantillon, ce qui voudrait dire que pour un volume intérieur donné, l'état des contraintes d'un élément quelconque de l'échantillon se trouve sur la courbe $\tau_n = f(\varepsilon_i)$ correspondant à la déformation que cet élément subit pour ce volume.

Il est à noter que pour l'interprétation des essais effectués en déformation plane, la déformation axiale ε_z est remplacée par zéro dans toute la démarche précédente.

Nous avons mentionné précédemment que, selon les propriétés constitutives du matériau et les dimensions de l'échantillon, la hauteur du cylindre creux, soumis à une expansion non drainée de cavité cylindrique, a tendance à augmenter ou à diminuer en cours d'expansion. L'avantage principal de l'approche théorique développée dans cette thèse est qu'elle permet d'interpréter les courbes d'expansion dans les deux cas. Ceci a, bien entendu, une utilité particulière dans le cas où la hauteur aurait tendance à diminuer

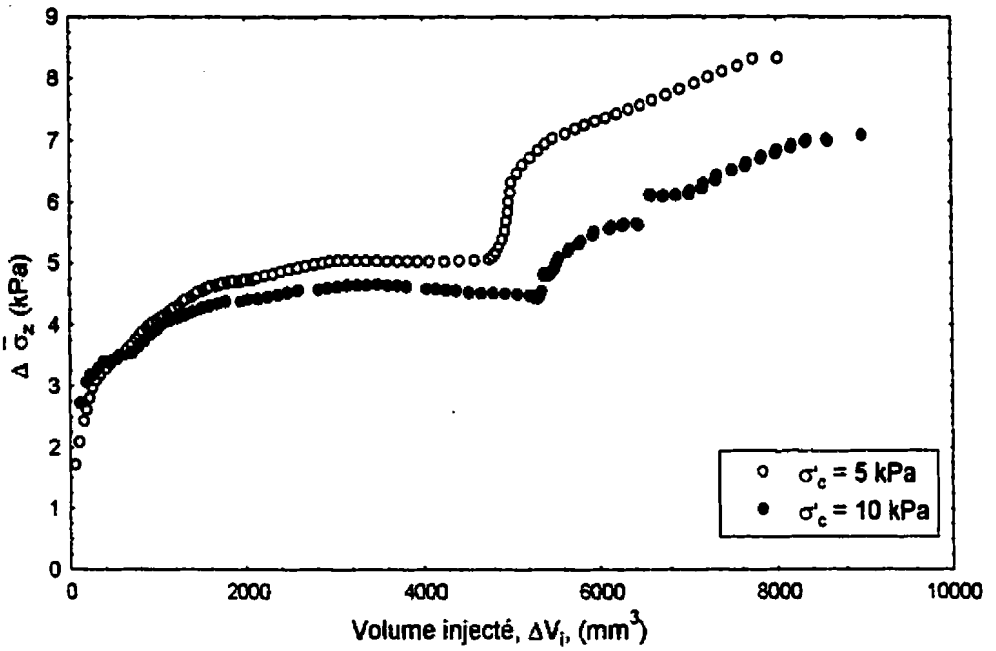
durant l'expansion où, à ce moment, un essai en déformation plane parait impossible à réaliser étant donné qu'il est extrêmement difficile de retenir un échantillon de sol, dans une cellule triaxiale, par les deux extrémités afin d'empêcher le mouvement vertical.

Dans la perspective d'illustrer, dans notre cas, la tendance de l'échantillon à augmenter ou à diminuer de hauteur, nous avons calculé, en utilisant l'équation de l'équilibre des forces, la contrainte axiale moyenne $\bar{\sigma}_z$ qui se développe dans l'échantillon en cours d'expansion. La figure (7-1a et b) montre l'évolution de cette contrainte en fonction du changement du volume intérieur ΔV_i pour les essais de la première série. Il parait clair que, dans tous les cas, la contrainte axiale est positive ce qui voudrait dire que l'échantillon a tendance à augmenter de hauteur et d'autre part, on remarque que la valeur maximale atteinte par cette contrainte est fonction de l'indice de surconsolidation où plus l'argile est surconsolidée plus $\bar{\sigma}_z$ est faible. Cette tendance est, bien entendu, confirmée par les essais ayant un mouvement axial permis et qui montrent (voir figure (6-20)) que le volume axial, pour toutes les valeurs de σ'_c, est positif.

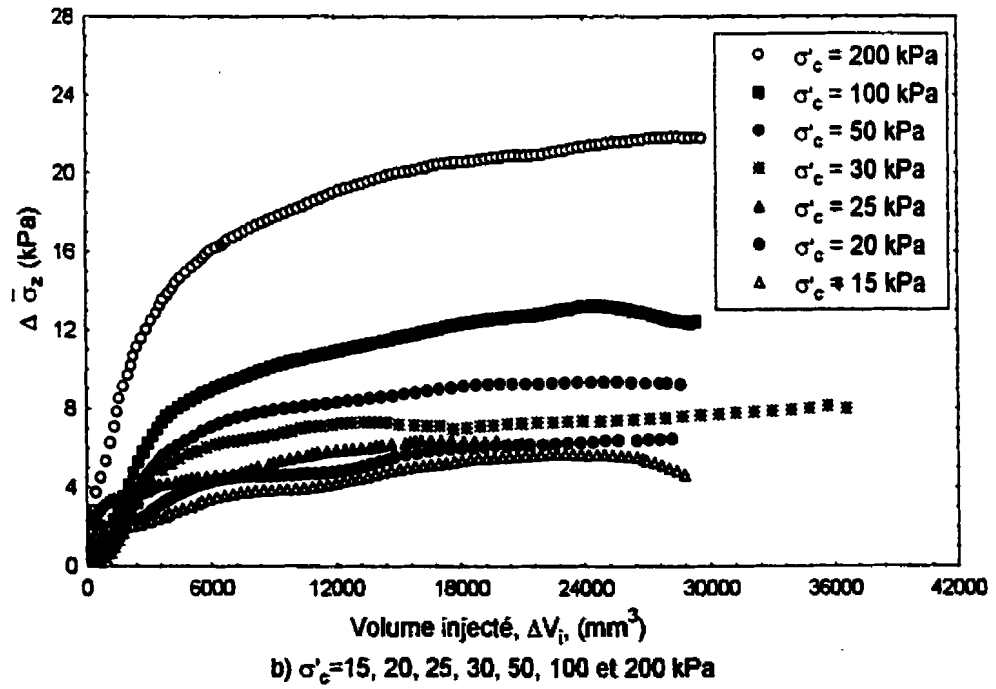
Les figures (7-2) à (7-8) montrent la fonction de cisaillement, $\tau_{ri} = f(\varepsilon_i)$, pour les essais effectués en déformation plane sur les argiles préconsolidées à 200 kPa pour les contraintes de consolidation de 15, 20, 25, 30, 50, 100, et 200 kPa respectivement.

Afin de montrer l'influence du terme $dP/d\varepsilon_i$, qui représente la pente de la courbe d'expansion, sur la variation de τ_{ri}, nous avons tracé sur les même figures l'évolution de la pression intérieure ΔP_i en fonction de ε_i. La pente initiale de cette courbe, selon la théorie linéaire élastique ou élastique parfaitement plastique, dans l'espace (ΔP_i, ε_i) représente deux fois le module de cisaillement maximum du sol G_{max}. Pour des raisons de simplification, nous allons omettre dans la suite l'indice *max* et laisser seulement le symbole G.

À partir des courbes contrainte – déformation d'une part et des courbe d'expansion d'autre part, nous avons estimé, respectivement, la valeur de la résistance au cisaillement non drainée c_u et la valeur de G pour chacun des essais. Ces valeurs seront utilisées plus tard dans le chapitre pour étudier l'assimilation du comportement réel du sol à un



a) σ'_c=5 et 10 kPa



b) σ'_c=15, 20, 25, 30, 50, 100 et 200 kPa

Figure (7-1) : évolution de la contrainte axiale moyenne en fonction du volume d'eau injecté

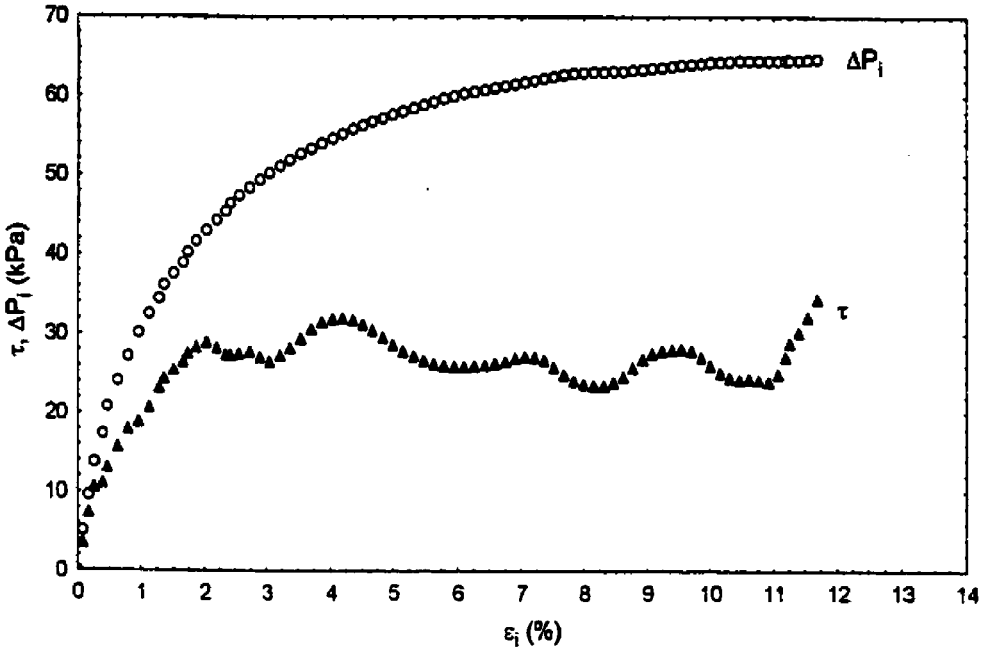


Figure (7-2) : fonction de cisaillement pour $\sigma`_c$ = 15 kPa dans la première série d'essais

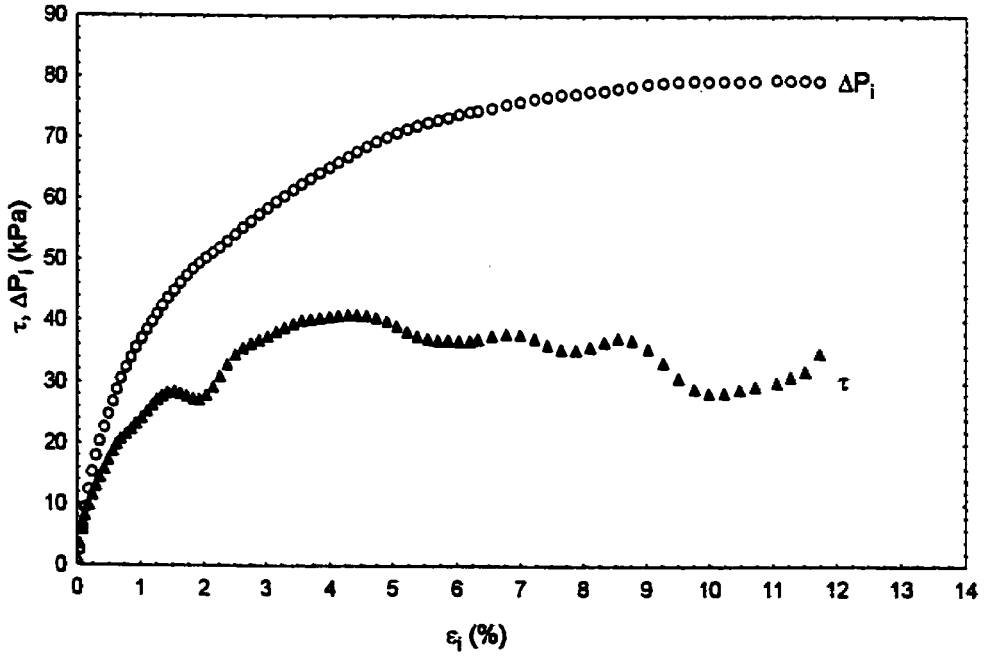


Figure (7-3) : fonction de cisaillement pour $\sigma`_c$ = 20 kPa dans la première série d'essais

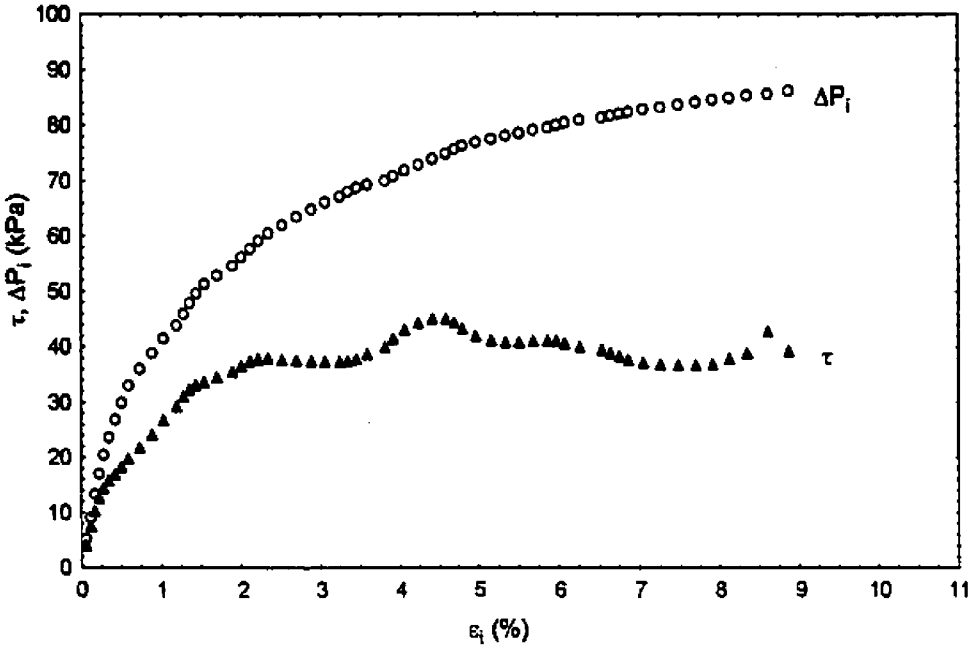


Figure (7-4) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 25 kPa dans la première série d'essais

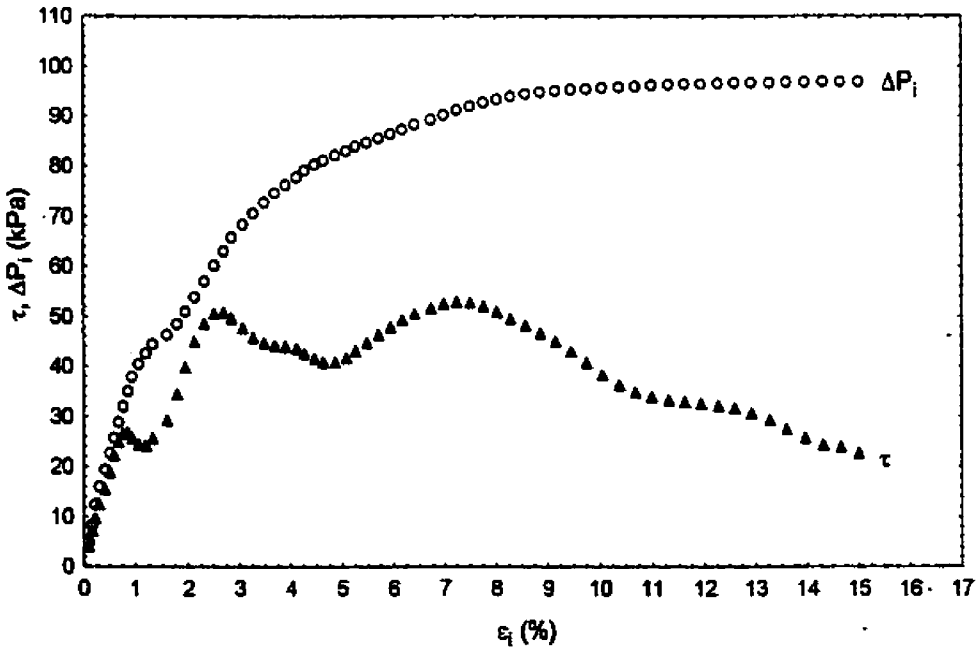


Figure (7-5) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 30 kPa dans la première série d'essais

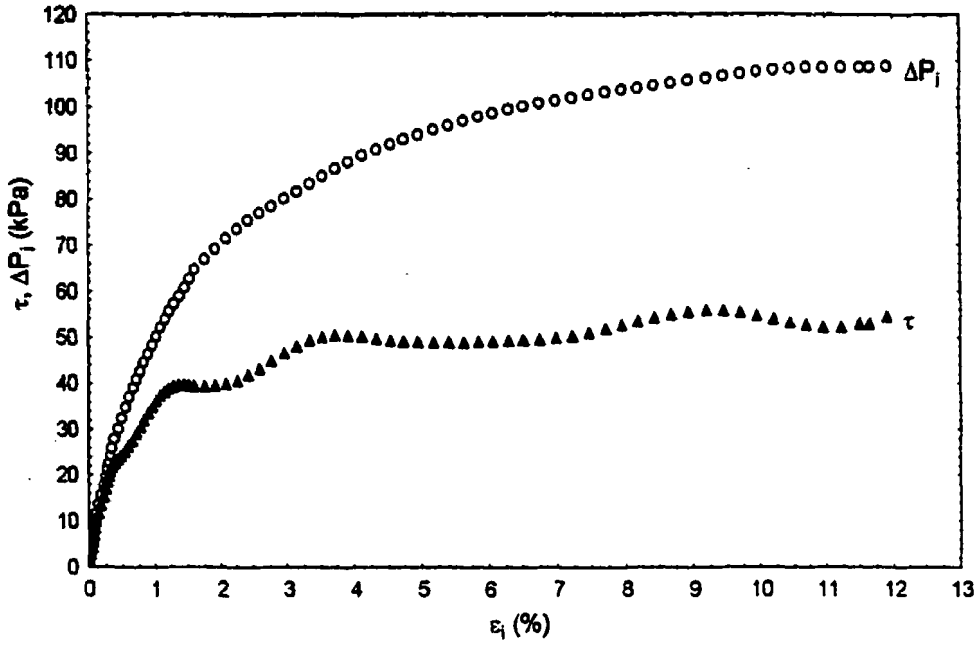


Figure (7-6) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais

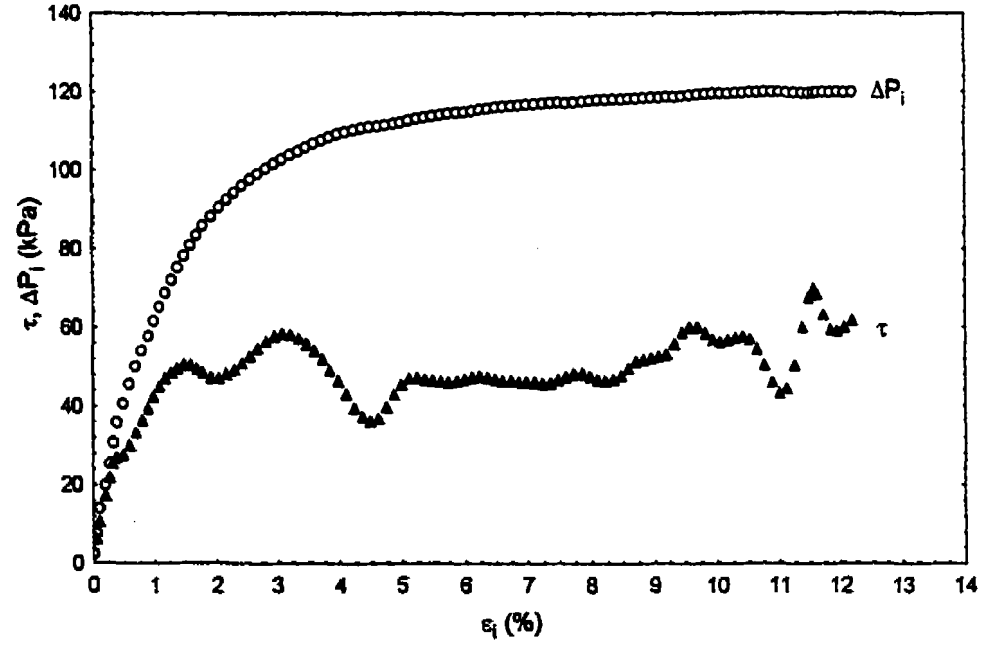


Figure (7-7) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais

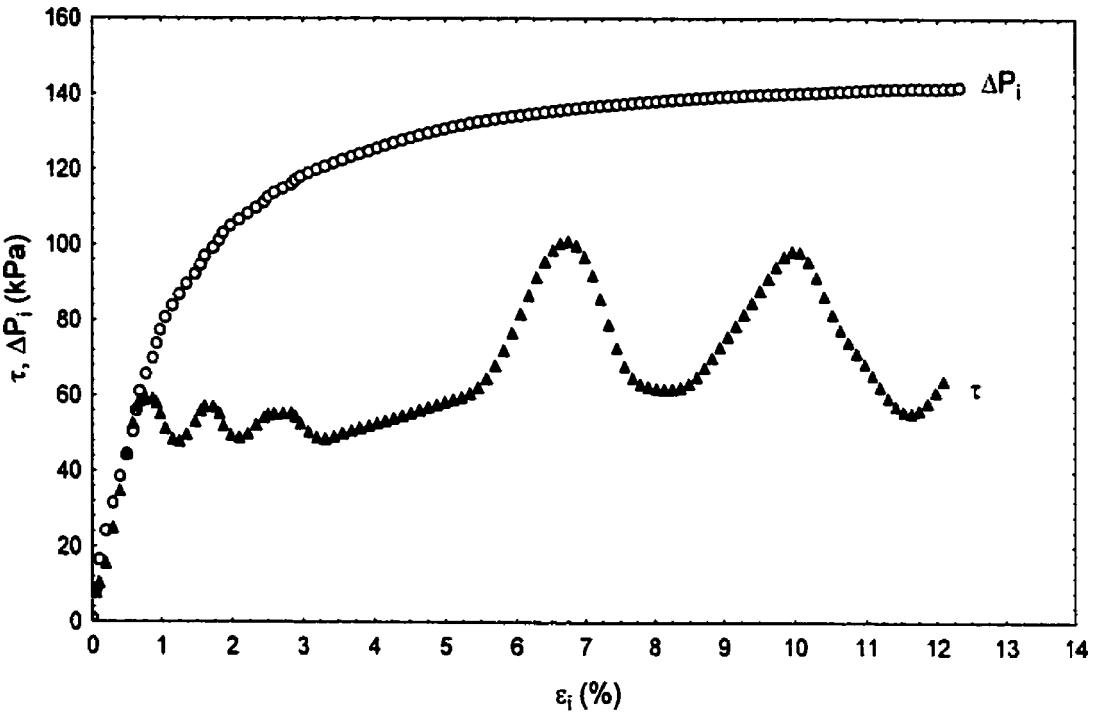


Figure (7-8) : fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 200$ kPa dans la première série d'essais

comportement élastique parfaitement plastique. Le tableau (7-1) résume les valeurs de c_u ainsi que les valeurs de G et de la pression limite P_l en fonction de la contrainte de consolidation $\sigma`_c$ pour la première série d'essais.

Les courbes contrainte – déformation ($\tau_{ri} = f(\varepsilon_i)$) ainsi que l'évolution de la pression intérieure en fonction de ε_i pour les échantillons naturelles sont présentées aux figures (7-9) et (7-10) correspondant respectivement aux contraintes de consolidation de 10 et 25 kPa.

Tableau (7-1) : valeurs de G et c_u pour les essais d'expansion en déformation plane des échantillons préconsolidés à 200 kPa

$\sigma`_c$ (kPa)	G (kPa)	c_u (kPa)	G/c_u	P_l (kPa)
200	5714	59.5	96	144
100	5185	58	89.4	121
50	4225	51	82.8	110
30	2619	50	52.4	97
25	3438	39	90.5	88
20	3214	38	82.4	80
15	2333.3	30	77.8	66

Comme pour la première série d'essais, nous avons estimé les valeurs de c_u et de G pour chacun de ces deux essais. Le tableau (7-2) résume ces valeurs en fonction de $\sigma`_c$.

Tableau (7-2) : valeurs de G et c_u pour les essais d'expansion en déformation plane des échantillons intacts

$\sigma`_c$ (kPa)	G (kPa)	c_u (kPa)	G/c_u	P_l (kPa)
25	1912	25	76.5	54.5
10	833.3	23	36.2	41

Les figures (7-11) à (7-14) montrent les courbes d'expansion et de cisaillement pour les essais ayant un mouvement axial permis pour les contraintes de consolidation de 15, 20,

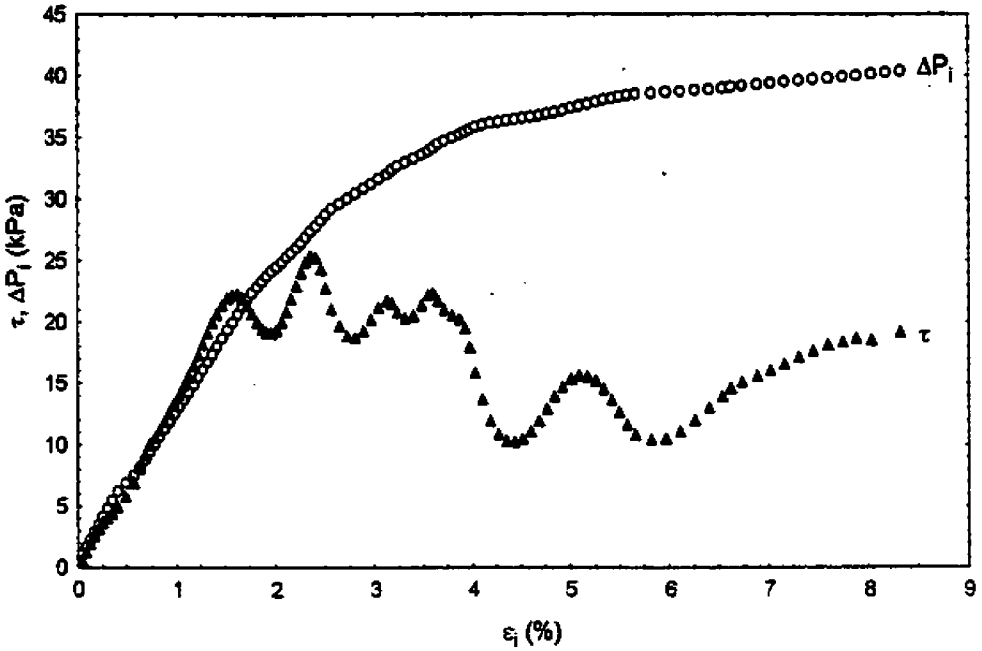


Figure (7-9) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais

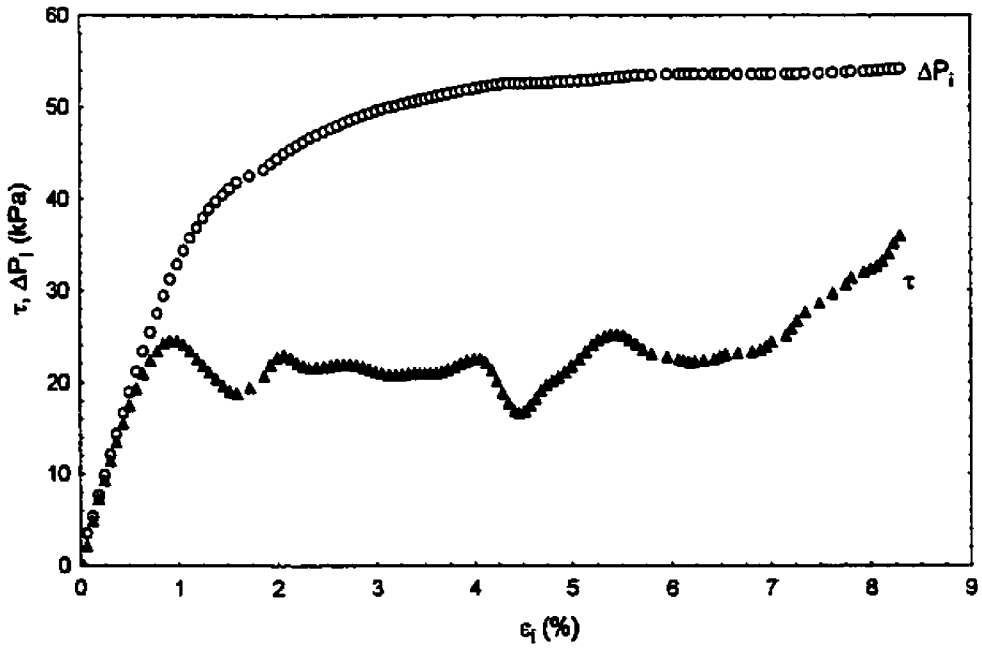


Figure (7-10) : fonction de cisaillement pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais

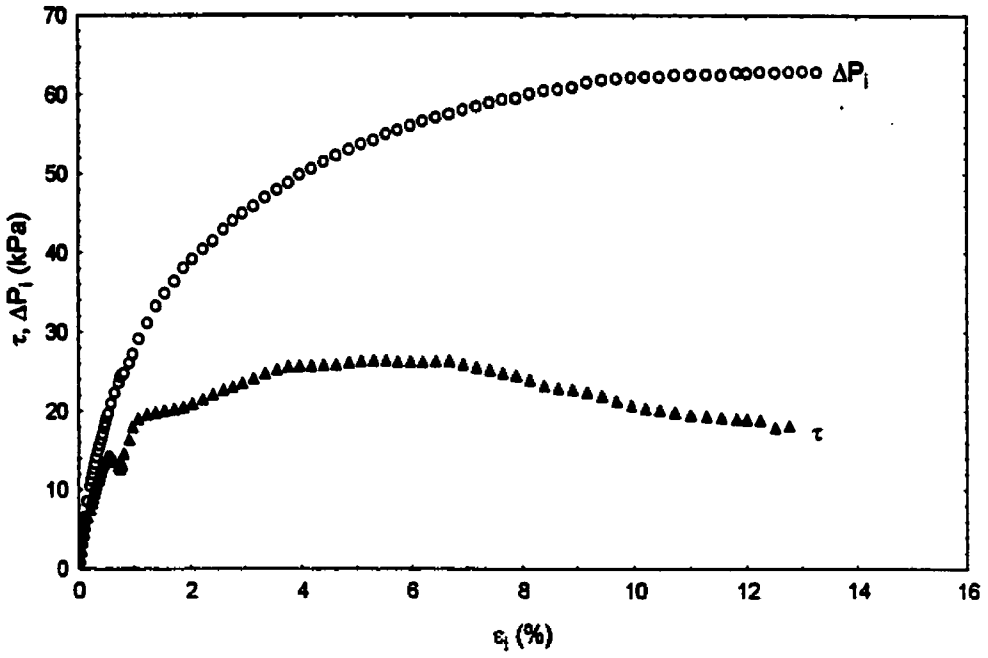


Figure (7-11) : fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la troisième série d'essais

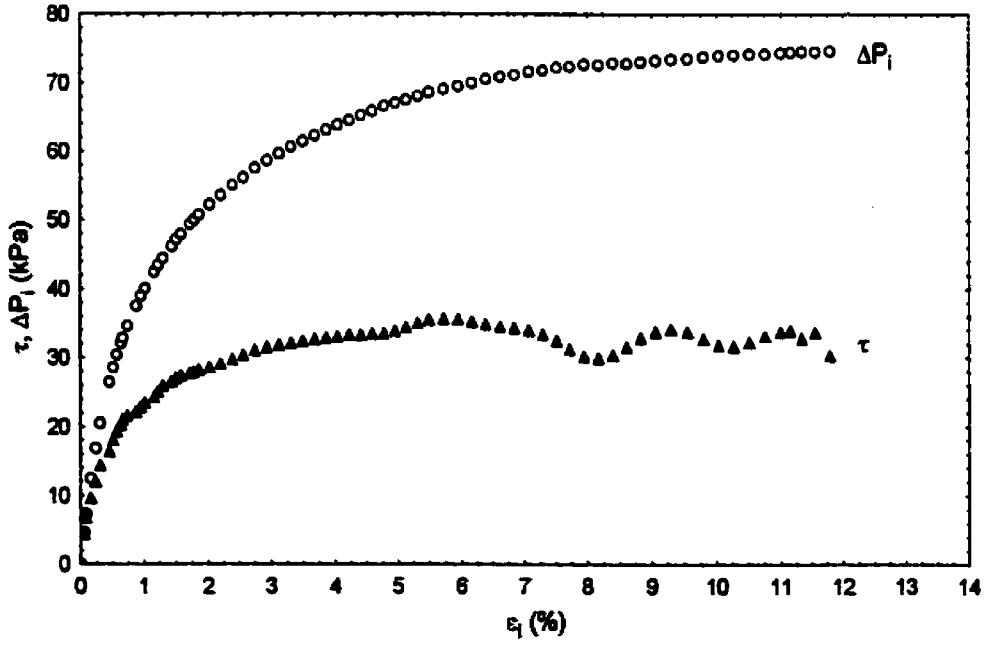


Figure (7-12) : fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais

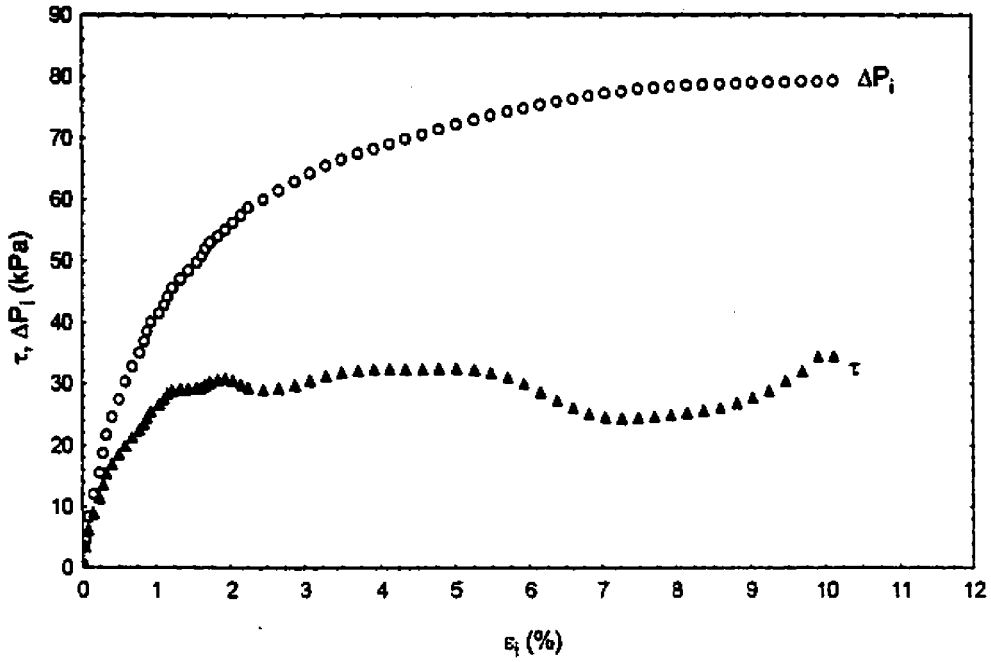


Figure (7-13) : fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la troisième série d'essais

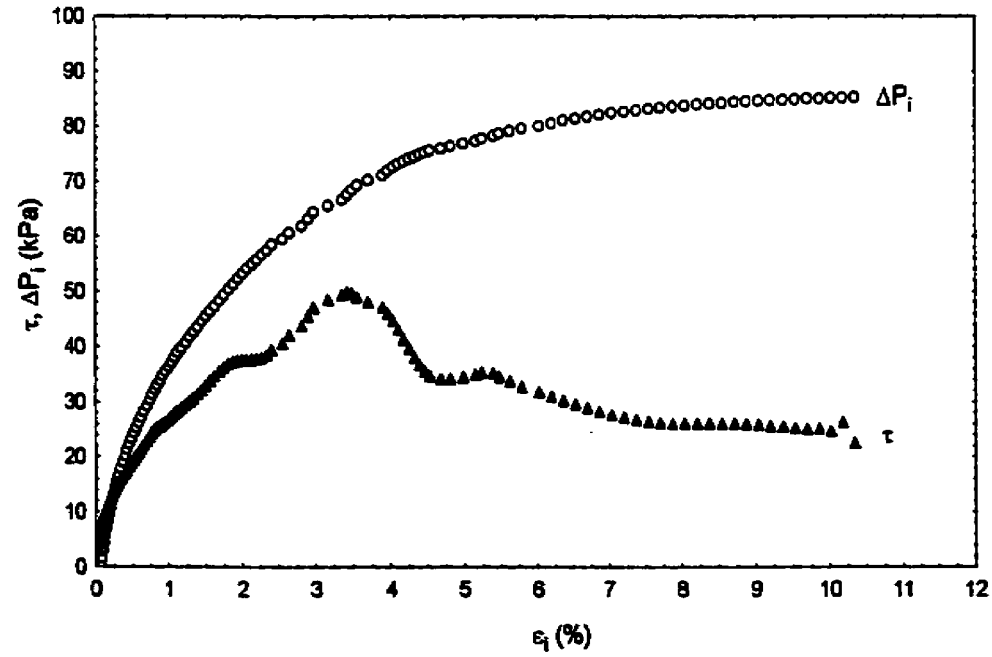


Figure (7-14) : fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la troisième série d'essais

25 et 30 kPa respectivement. Nous présentons au tableau (7-3) les valeurs de G et de c_u déduites à partir de ces dernières figures.

Tableau (7-3) : valeurs de G et c_u pour les essais d'expansion avec mouvement axial des échantillons préconsolidés à 200 kPa

30	2500	49.5	50.5	86
25	3214	32	100.4	80
20	3333.3	33	95.2	74.5
15	2187.5	27	81	63

En observant les figures (7-2) à (7-14), on constate que la résistance au cisaillement τ_{ri} est très sensible au terme $\frac{dP}{d\varepsilon_i}$ qui représente la pente de la courbe d'expansion dans l'espace (P-ε). Or, on voit des changements, des fois brutaux, de la résistance au cisaillement qui ont lieu dans un petit intervalle de déformation comme l'illustre bien le cas de l'argile normalement consolidée. Ceci est dû au fait que nous avons fait fonctionner les contrôleurs de pression au mode «très grande précision» qui est de $\frac{1}{32}$kPa ; ceci, combiné à un grand nombre de lectures, donne lieu à des changements brusques de pente d'un point à l'autre dans un petit intervalle de déformation, ce qui influence considérablement les valeurs de τ dans le même intervalle et donne ainsi une grande dispersion des points sur la courbe contrainte – déformation. Afin de surmonter ce problème, la méthode de la moyenne mobile a été utilisée dans les cas où la dispersion de point était telle que l'estimation des paramètres du sol était difficile. D'autre part, la très grande précision des contrôleurs fait apparaître, à un moment ou à un autre de l'expansion, la moindre perturbation locale qui peut avoir lieu dans l'échantillon et qui peut être due à la non homogénéité du matériau ou à l'existence d'une fissure initiale. Ceci est reflété également sur la courbe contrainte – déformation par des changements brusques de la résistance.

En observant les tableaux (7-1), (7-2) et (7-3), nous remarquons que, d'une façon générale, les valeurs de G, c_u et P_l, pour chaque série d'essais, ont tendance à diminuer en fonction de la contrainte de consolidation. Il est bien entendu que malgré que tous les échantillons des séries d'essai 1 et 3 ont été consolidés préalablement à la même contrainte de 200 kPa, les paramètres de résistance peuvent varier d'un échantillon à l'autre étant donné qu'une grande variabilité de teneur en eau existe entre les blocs prélevés et à l'intérieur même du même bloc. On entend ici par paramètre de résistance tout paramètre qui, directement ou indirectement, donne une indication de la résistance de la structure du sol. Ces paramètres sont représentés, dans notre cas, par la pression limite P_l et la cohésion non drainée c_u. D'autre part, puisque l'argile que nous utilisons n'est pas une argile reconstituée, l'existence, dans certains blocs, d'un pourcentage de matière organique ou l'existence même d'une fissure initiale dans le bloc peut également faire varier les paramètres de résistance. De plus, lors du taillage de certains échantillons, nous avons noté la présence de plusieurs coquillages; ceux-ci peuvent également exister à l'intérieur même du cylindre, et donc invisibles de l'extérieur. Ces impuretés peuvent expliquer que la comparaison des valeurs de G ou de c_u peut paraître, dans certains cas, illogique comme par exemple dans le cas du troisième série d'essais où il semble que c_u pour σ'_c de 20 kPa est légèrement supérieur à celle de σ'_c de 25 kPa ou encore la valeur de G, dans la première et la troisième séries, pour σ'_c de 30 kPa est inférieure à celle obtenues pour σ'_c de 25 et de 20 kPa ou encore les valeurs relativement élevées de c_u pour σ'_c de 30 par rapport à σ'_c de 25.

Cependant, il semble que la pression limite P_l est beaucoup plus sensible au degré de surconsolidation que la cohésion non drainée c_u où on voit que les valeurs de P_l diminuent en fonction de la contraintes de consolidation. Afin de bien illustrer l'influence de l'OCR, nous avons tracé sur les figures (7-15) et (7-16) l'ensemble des courbes d'expansion des essais faits, respectivement, en déformation plane et avec mouvement axial pour les échantillons préconsolidés à 200 kPa. La figure (7-17 a et b), par ailleurs, montre, respectivement, d'une part la variation de P_l en fonction de $\log(\sigma'_c)$ pour les séries d'essais 1 et 3 et d'autre part la variation de la contrainte de cisaillement maximale

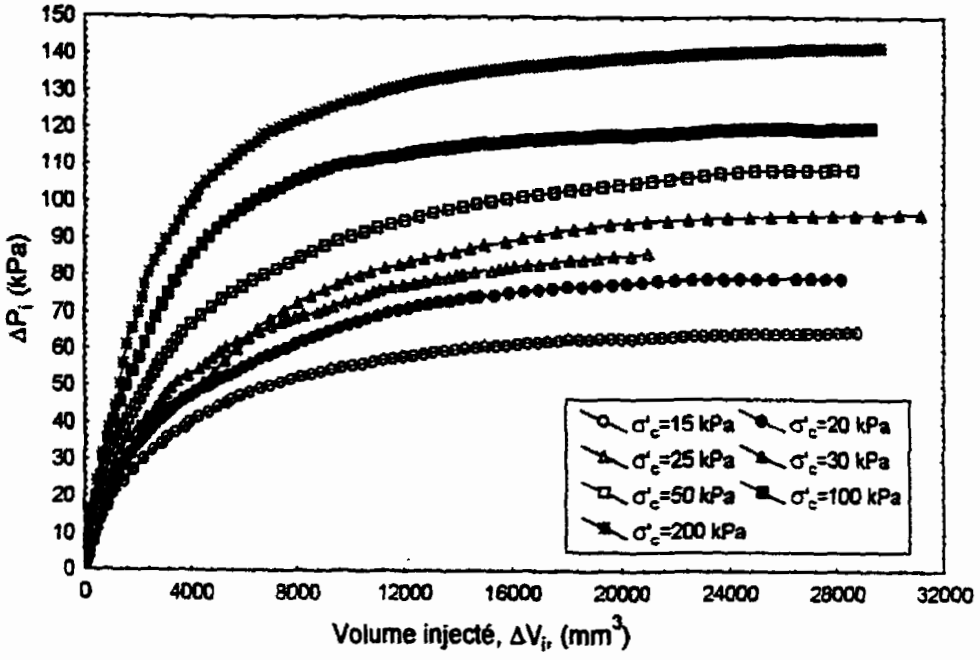


Figure (7-15) : ensemble des courbes d'expansion pour la première série d'essais

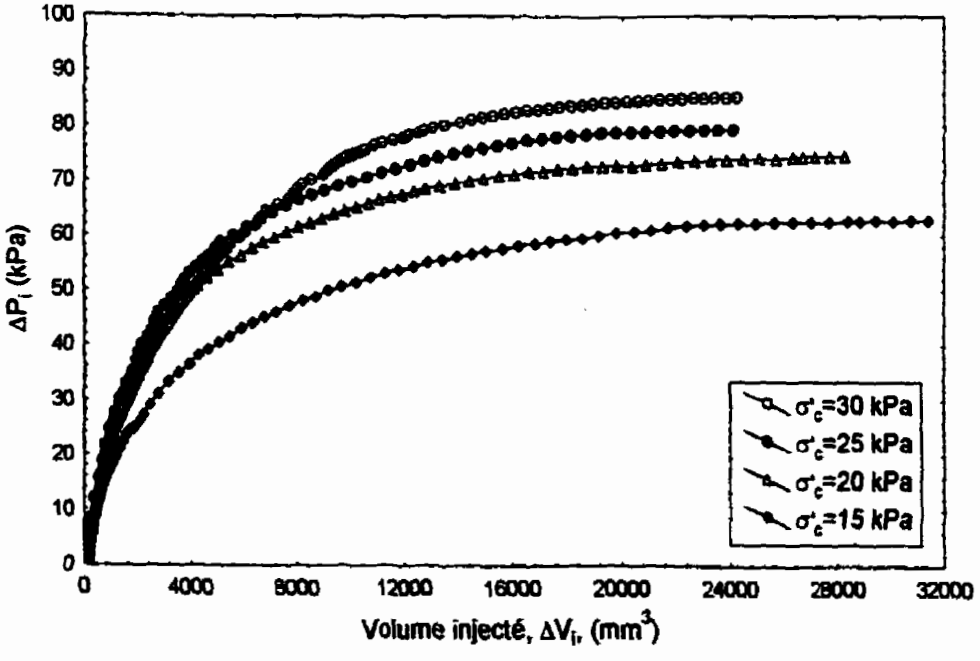
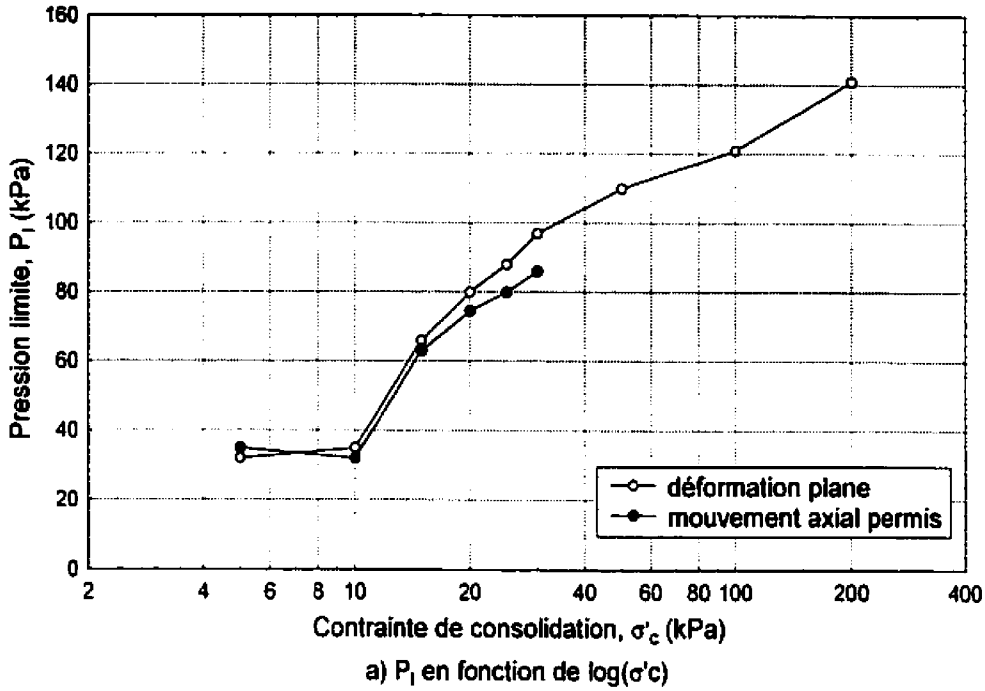
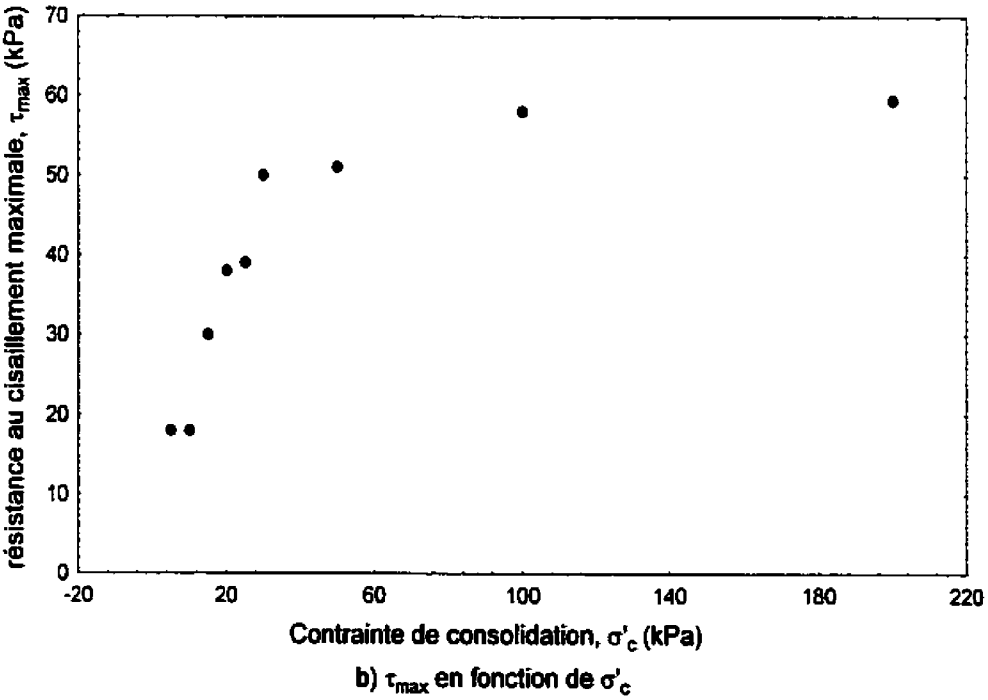


Figure (7-16) : ensemble des courbes d'expansion pour la troisième série d'essais



a) P_l en fonction de log(σ'c)



b) τ_{max} en fonction de σ'c

Figure (7-17) : variation de la pression limite et de la résistance au cisaillement maximale en fonction de la contrainte de consolidation

τ_{max} en fonction de σ'_c pour la première série d'essais; nous avons volontairement étendu les courbes jusqu'aux valeurs de P_l et de τ_{max} pour les essais de traction. À partir de cette figure, il semble que la diminution de P_l, pour les essais de cisaillement, en fonction de la contrainte de consolidation est approximativement logarithmique. Une chute brutale de cette pression limite est observée dés que la rupture a lieu en traction où, ensuite, elle a l'air à se stabiliser. De même, la résistance au cisaillement maximale diminue en fonction de σ'_c et marque, également, une chute dés que la rupture a lieu en traction.

Le rapport G/c_u, quant à lui, semble diminuer à mesure que l'indice de surconsolidation OCR augmente. Par exemple, on remarque que ce rapport diminue de 96, pour l'argile normalement consolidée, à 78 pour un OCR de 13.3. D'autre part, il semble que ce rapport soit sensible à la valeur de la contrainte de préconsolidation car on constate que, pour l'argile naturelle qui a une contrainte de préconsolidation de l'ordre de 60 kPa, le rapport G/c_u a plus que doublé entre un OCR de 6 et de 2.2.

En général, une comparaison entre les valeurs de G, c_u et de P_l obtenues avec et sans mouvement axial pour les même contraintes de consolidation, montre que ces paramètres sont du même ordre mais toujours un peu plus élevés en déformation plane. Ceci s'explique par le fait que les déformations axiales ne sont pas permis dans cette dernière condition donnant ainsi aux particules d'argile moins de degré de liberté par rapport aux essais ayant un mouvement axial permis et par conséquence des paramètres de résistance plus élevés.

D'autre part, en observant les paramètres de résistance de l'argile consolidée préalablement à 200 kPa et l'argile naturelle (série 1 et 2), on trouve que la pression limite et la cohésion non drainée varient dans le même sens que la pression de préconsolidation. En d'autres termes, pour la même valeur de l'OCR, plus la contrainte de préconsolidation est grande, plus la pression limite est élevée. Par exemple, on constate que pour un OCR de 2.4, lorsque la pression de préconsolidation passe de 200 à 60 kPa (l'argile naturelle), la pression limite passe de 118 kPa (voir figure (7-17)) à 54.5 kPa alors que pour un OCR de 6, cette pression limite passe de 98 à 41 kPa. Une comparaison entre les valeurs de la cohésion non drainée des deux séries d'essais montre

qu'elles aussi varient à peu près dans les mêmes proportions. Ceci illustre bien l'influence de la contrainte de préconsolidation sur les paramètres de résistance du sol.

Les essais triaxiaux standards que nous avons effectués nous permettent de comparer la résistance non drainée dans les trois types d'essais. Le tableau (7-4) fait un résumé de ces résultats où il semble que les valeurs de c_u obtenues avec l'essai triaxial standard se trouvent, en général, entre les valeurs de c_u obtenues avec un cylindre creux avec et sans mouvement axial mais plus proches de celles en déformation plane dont les déformations axiales sont nulles.

Tableau (7-4) : résumé des valeurs de c_u obtenues avec différents types d'essais

Echantillons consolidés préalablement à 200 kPa.			
σ'_c (kPa)	c_u *standard* (kPa)	c_u *déformation plane* (kPa)	c_u *avec mouvement axial* (kPa)
15	*31*	30	27
25	*34*	39	32
Echantillons à l'état naturel			
σ'_c (kPa)	c_u *standard* (kPa)	c_u *déformation plane* (kPa)	
10	22	23	
25	26.5	25	

Il est évident que ces différences viennent du fait que l'état des contrainte d'un élément du sol soumis à un essais triaxial standard n'est pas le même que celui d'un élément soumis à une expansion de cavité cylindrique dans un cylindre creux. Dans le premier cas les contraintes principales, qui sont la contrainte axiale et la contrainte de confinement, agissent sur un plan vertical alors que dans le deuxième cas les contraintes principales majeure et mineure, sont, respectivement, les contraintes radiale et tangentielle qui agissent sur un plan horizontal. De plus, on sait que le comportement du sol ainsi que les paramètres de résistance dépendent considérablement du cheminement des contraintes suivi par un élément ; or, ce cheminement n'est pas le même dans les deux essais.

Comme nous l'avons mentionné dans les chapitres précédents, l'avantage principal de l'approche théorique développée dans cette thèse est de prendre en considération

l'influence de la frontière extérieure ou, en d'autres termes, les dimensions de l'échantillon sur la fonction de cisaillement. Dans la perspective de montrer clairement cette influence, nous avons interprété la courbe d'expansion de trois essais comme dans un milieu infini en ignorant, donc, le deuxième terme de l'équation (3-83). Les figures (7-18) et (7-19) d'une part et (7-20) d'autre part, montrent la courbe contrainte – déformation obtenue avec cette interprétation pour, respectivement, les contraintes de consolidation de 25 et de 50 kPa pour la première série d'essai et de 20 kPa pour la deuxième. Afin de rendre la comparaison plus évidente, nous avons tracé sur les mêmes figures les courbes contrainte – déformation réelles qui tiennent compte du bord extérieur. On constate que l'existence de la frontière extérieure augmente considérablement la résistance au cisaillement du sol. Or, on remarque que bien que la première partie des deux courbes soit quasiment identique, ces courbes s'éloignent l'une de l'autre au fur et à mesure que l'expansion progresse. Par exemple, pour une déformation intérieure ε_i de 9%, la présence de la frontière extérieure fait augmenter la résistance au cisaillement de 20 à 41 kPa pour la figure (7-18) et de 8 à 33 kPa pour la figure (7-20). Ceci illustre bien l'importance des deuxièmes termes dans les équations (3-83), (3-84) et (3-99) qui représentent l'effet du bord extérieur sur la résistance au cisaillement du sol.

7.2.2 Obtention de la distribution des contraintes

Une fois que la courbe contrainte – déformation ($\tau_{ri} = f(\varepsilon_i)$) est déterminée, il est possible d'obtenir les incréments de contrainte radiale et tangentielle à l'intérieur de l'échantillon. Pour ce faire les étapes suivantes sont nécessaires :

• On calcule le déplacement y_r, les rayons déformés r' et les déformations ε_θ, ou $\bar{\gamma}$ au rayon extérieur r_e et aux rayons où l'on désire calculer les incréments de contraintes en utilisants les équations suivantes:

$$y_r = \sqrt{r_i'^2 - \frac{1}{(1+\varepsilon_z)}\left(r_i^2 - r^2\right)} - r$$

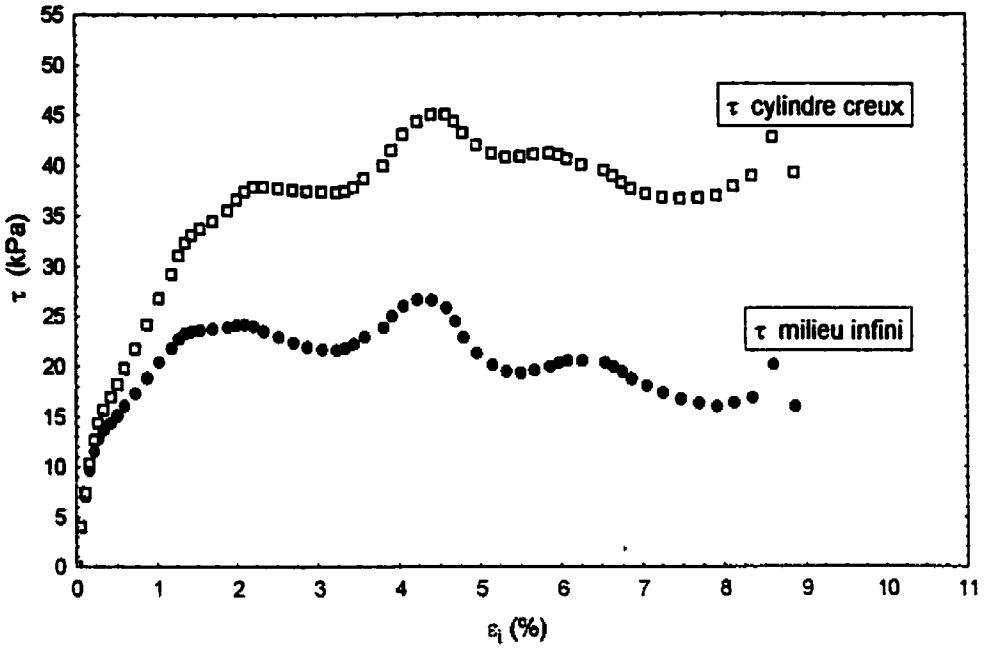


Figure (7-18) : comparaison de la fonction de cisaillement du milieu infini avec celle du cylindre creux pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la première série d'essais

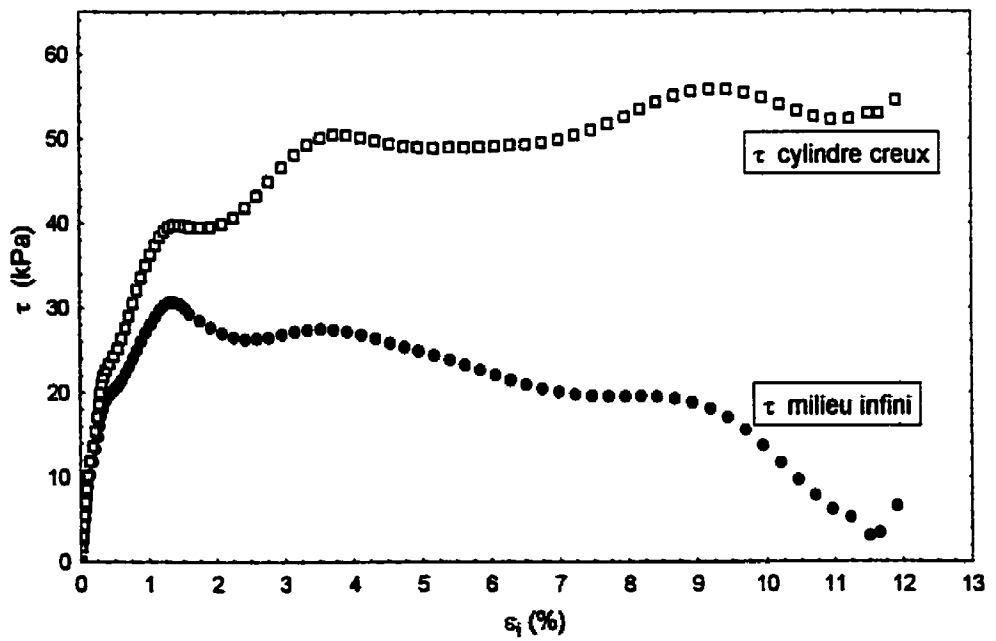


Figure (7-19) : comparaison de la fonction de cisaillement du milieu infini avec celle du cylindre creux pour $\sigma'_c = 50$ kPa dans la première série d'essais

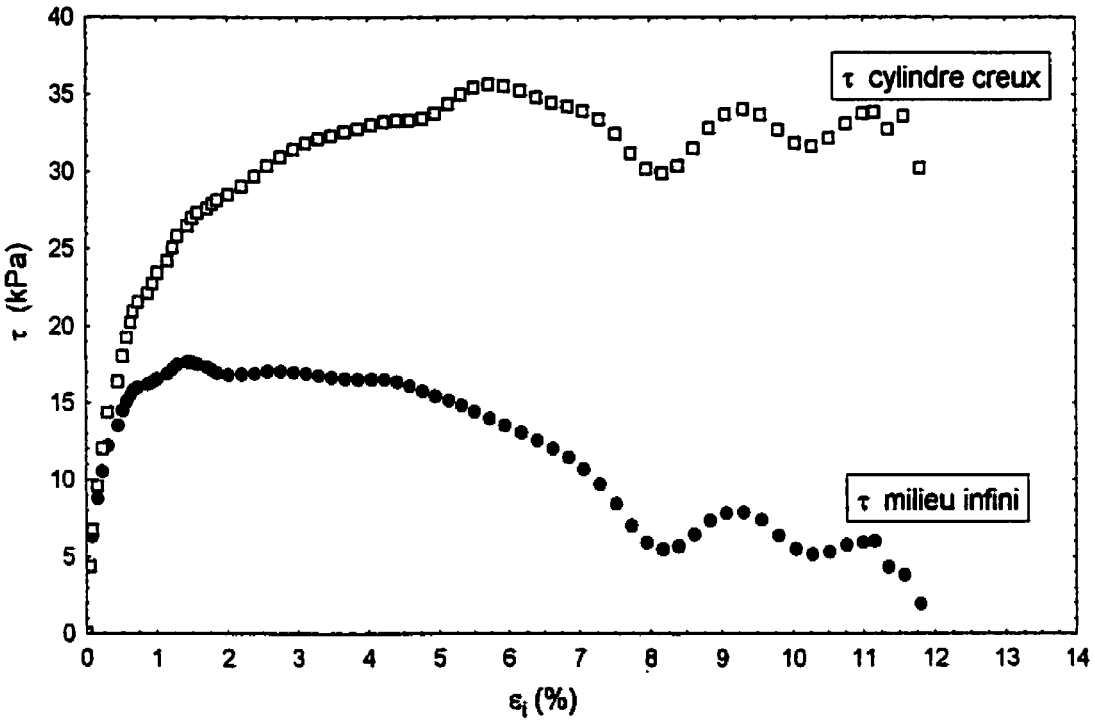


Figure (7-20) : comparaison de la fonction de cisaillement du milieu infini avec celle du cylindre creux pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais

$$\varepsilon_\theta = \frac{y_r}{r} \text{ et } \bar{\gamma}_r = \ln\left(\frac{r'^2}{r^2}\right) + \ln(1+\varepsilon_z)$$

En cas de déformation plane, le terme ε_z est remplacé par zéro dans ces équations.

•On définit une variable qu'on appelle τ_{mod} (mod pour modifié) comme suit :

Pour le cas général : $$\tau_{mod} = \frac{2\tau_{ri}}{C(\varepsilon_i+1)^3 - (\varepsilon_i+1)}$$

En petite déformation : $$\tau_{mod} = \frac{2\tau_{ri}}{2\varepsilon_i + \varepsilon_z}$$

En déformation naturelle : $$\tau_{mod} = \frac{\tau_{ri}}{e^{\bar{\gamma}_{ri}} - 1}$$

Ainsi, l'incrément de la contrainte radiale à travers l'échantillon sera, dans les deux premières cas, donné par :

$$\Delta\sigma_r = \int_{\varepsilon_r}^{\varepsilon_\theta} \tau_{mod}\, d\varepsilon_\theta \qquad (7\text{-}1)$$

ou, en déformation naturelle : $\Delta\sigma_r = \int_{\bar{\gamma}_{ri}}^{\bar{\gamma}} \tau_{mod}\, d\bar{\gamma}$

Étant donné que les valeurs des déformations aux rayons r et r_e sont connues pour chaque incrément de volume intérieur, les incréments de contrainte radiale $\Delta\sigma_r$ peuvent être déterminées graphiquement en traçant $\tau_{mod} = f(\varepsilon_t)$ (ou, en déformation naturelle, $\tau_{mod} = f(\bar{\gamma}_{ri})$) et en mesurant la surface comprise entre ε_e, ou $\bar{\gamma}_{re}$, et ε_θ, ou $\bar{\gamma}$, de cette courbe.

• Détermination de la contrainte de cisaillement τ_r aux rayons désirés. Cela se fait de la même façon qu'on a déterminé τ_{re} au paragraphe précédent.

•Une fois que $\Delta\sigma_r$ et τ_r sont calculées, l'incrément de la contrainte tangentielle $\Delta\sigma_\theta$ est obtenu comme : $\Delta\sigma_\theta(r) = \Delta\sigma_r(r) - 2\tau_r$.

Dans la perspective d'illustrer les étapes précédentes, nous présentons dans les figures (7-21) et (7-22) la variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ pour les essais d'expansion effectués, respectivement en déformation plane et avec mouvement axial, sur des échantillons

préconsolidé à 200 kPa et reconsolidé dans la cellule triaxiale à 25 kPa. La figure (7-23) montre cette variation en fonction de ε_i pour un échantillon naturel consolidé à 25 kPa. Il parait claire que la variation de τ_{mod} en fonction de la déformation est décroissante depuis le début de l'essai jusqu'à la fin et dans tous les cas de figures alors que quand le comportement est élastique, comme nous verrons un peu plus loin dans le chapitre, τ_{mod} reste pratiquement constante dans la partie linéaire élastique. Ceci met en évidence le comportement non élastique du sol étudié.

Afin de montrer l'évolution de la contrainte de cisaillement à l'intérieur de l'échantillon durant l'expansion, nous avons tracé aux figures (7-24 a, b, c et d) et aux figures (7-25 a, b, c, d) la variation de τ_r en fonction de $\bar{\gamma}_r$ pour des éléments situés aux rayons intérieur et extérieur d'une part, et à 3, 4.1 et 5.2 cm à partir du centre de la cavité d'autre part, pour les échantillons consolidés à 25 kPa en ce qui concerne, respectivement, la première série et la troisième série d'essai. Ces courbes illustrent bien l'hypothèse principale sur laquelle l'approche théorique est basée et qui consiste à dire que la courbe contrainte – déformation est unique à travers l'échantillon. Ces figures montrent la diminution de τ_r à mesure que l'on s'éloigne de l'axe de la cavité. D'autre part, la variation de τ_{re} en fonction de $\bar{\gamma}_{re}$ illustre bien l'effet du bord extérieur de l'échantillon. Pour les dimensions de notre échantillon, on trouve que τ_{re} prend, en fin d'expansion, des valeurs considérables qui sont loin de pouvoir être négligées.

Nous illustrons aux figures (7-26) et (7-27), respectivement, l'évolution de la contrainte tangentielle totale et effective, aux rayons de 3, 4.1 et 5.2 cm (correspondant à $\Delta\sigma'_{\theta 1}$, $\Delta\sigma'_{\theta 2}$ et $\Delta\sigma'_{\theta 3}$ sur les figures), en fonction de la déformation du bord intérieur de la cavité pour l'essai ayant un σ'_c de 50 kPa dans la première série. Ces figures montrent qu'au fur et à mesure que l'expansion progresse, les valeurs de σ_θ diminuent rapidement jusqu'à atteindre un minimum à partir duquel elles commencent à avoir tendance à augmenter progressivement jusqu'à la fin de l'essai. Le premier élément le plus proche de la cavité (r = 3cm) atteint le minimum en premier pour une valeur de déformation intérieure ε_i de 3%, suivi par l'élément du milieu de l'échantillon qui atteint son minimum à ε_i de 5.8%

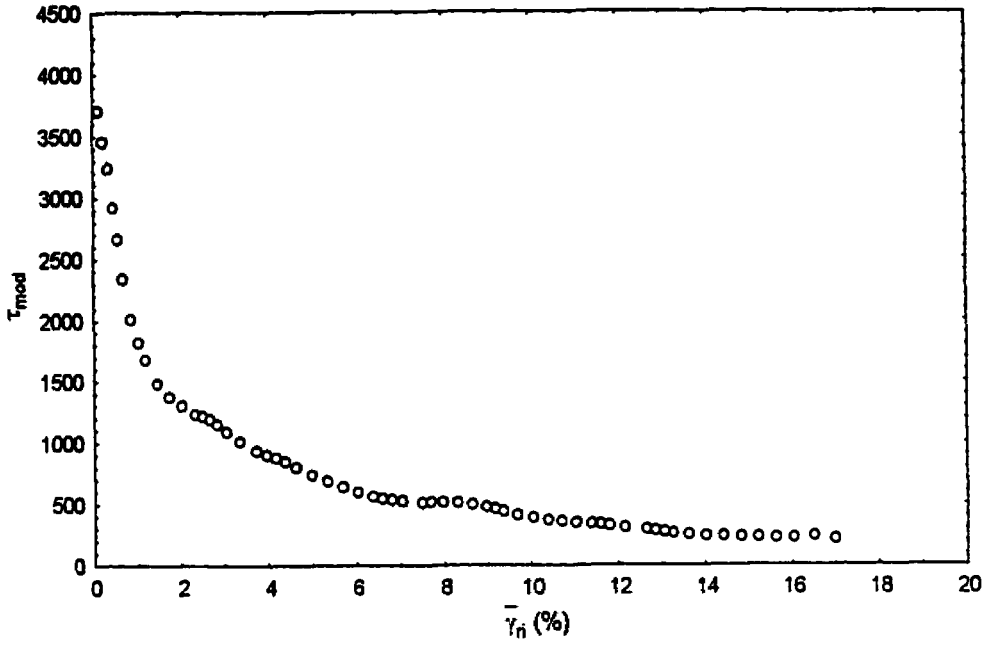


Figure (7-21) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ pour $\sigma`_c = 25$ kPa dans la première série d'essais

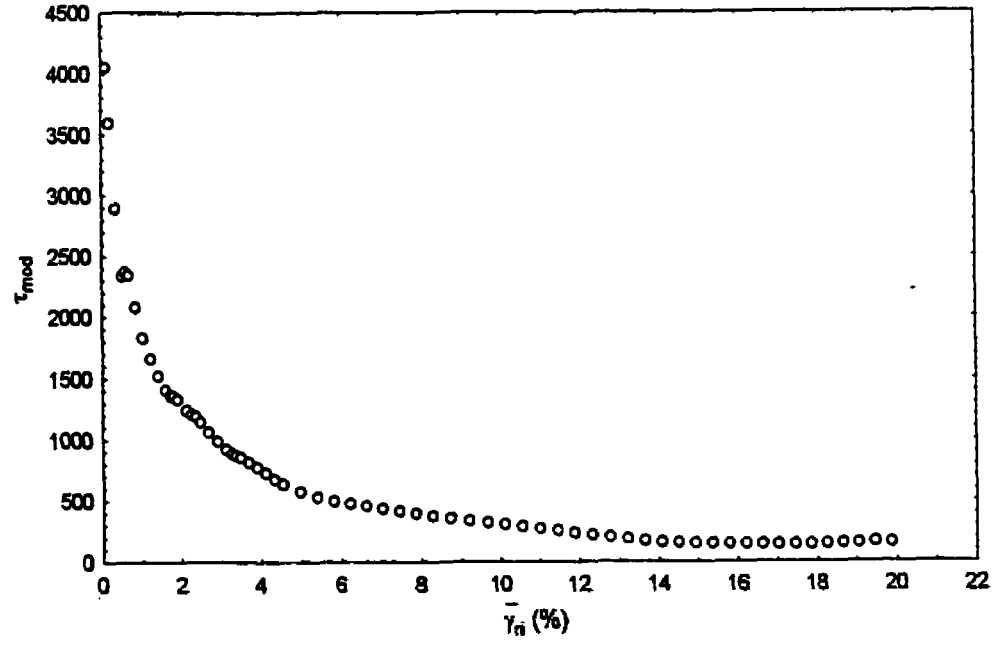


Figure (7-22) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ pour $\sigma`_c = 25$ kPa dans la troisième série d'essais

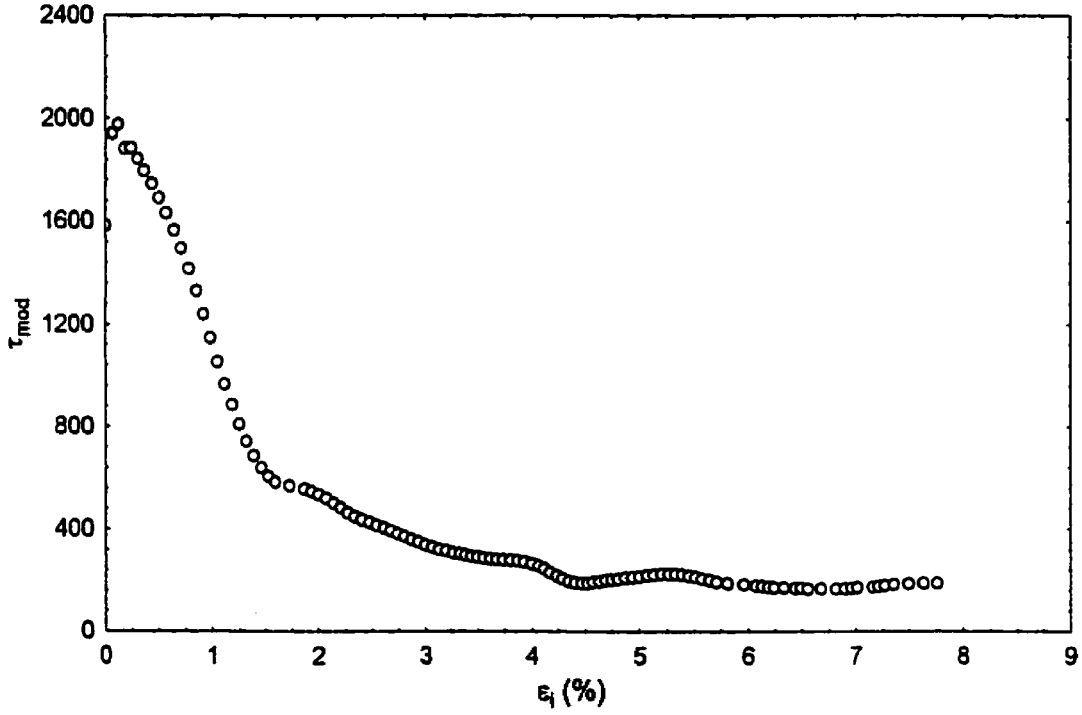


Figure (7-23) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la deuxième série d'essais

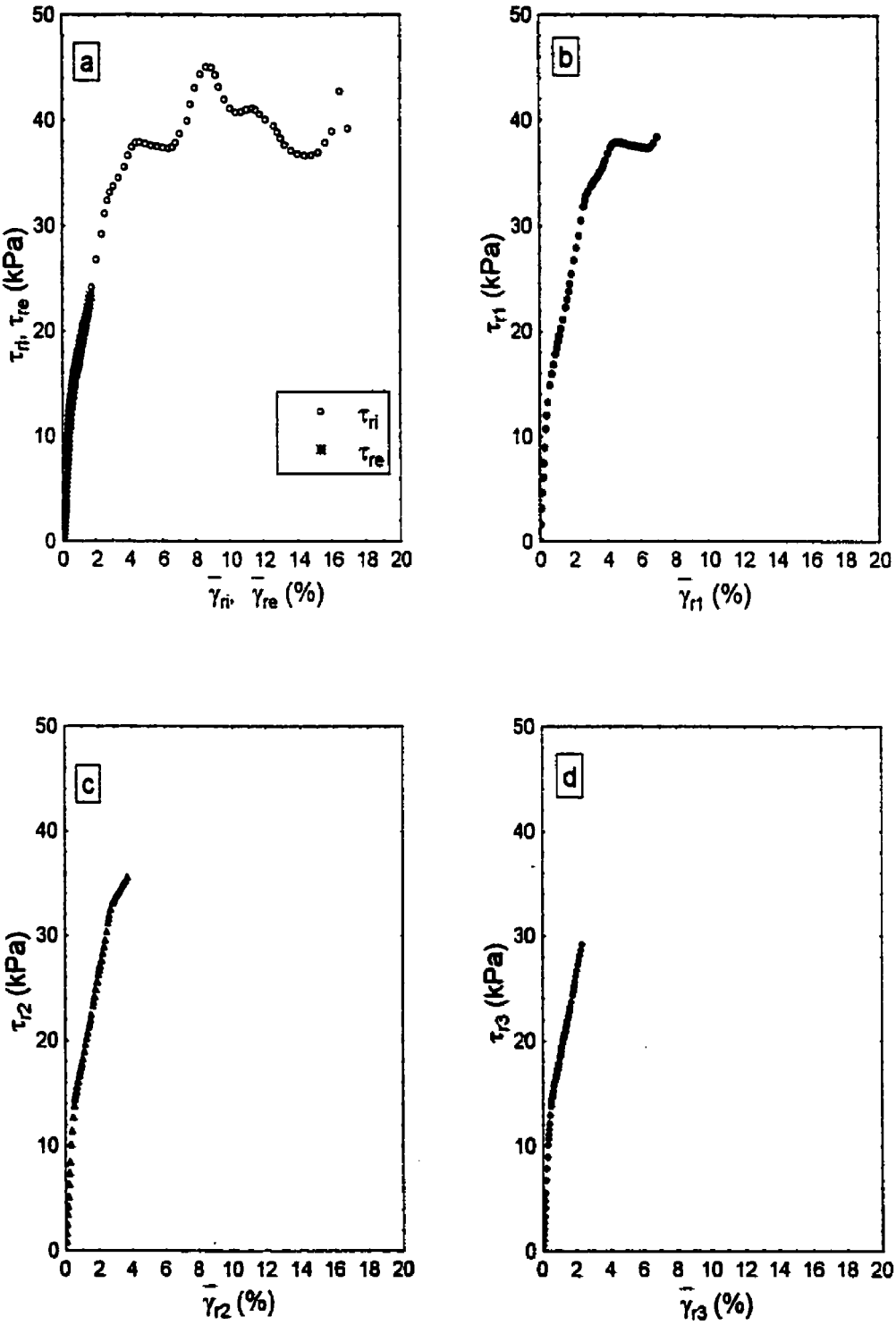


Figure (7-24) : variation de τ_r en fonction de $\bar{\gamma}_r$ pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la première série d'essais

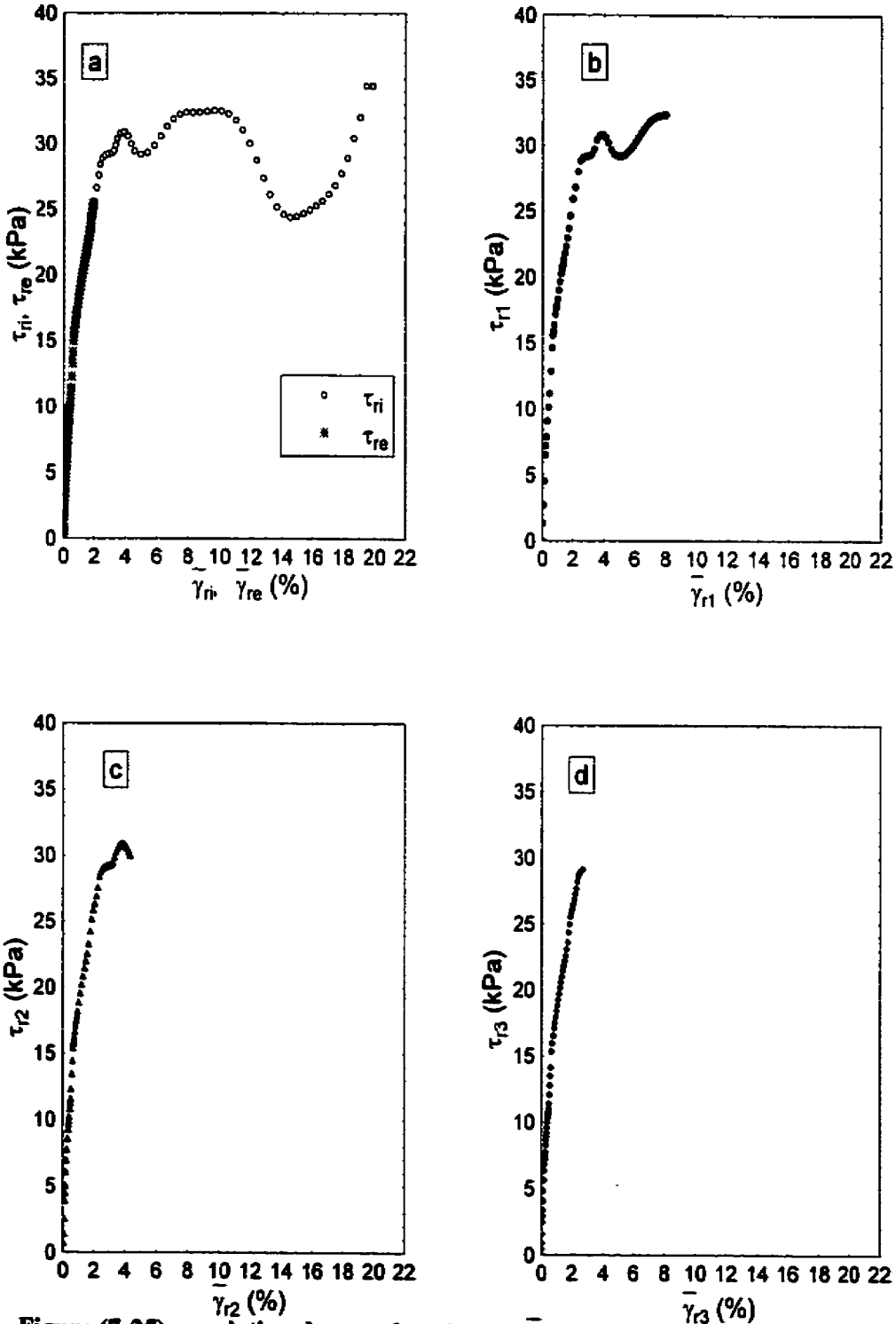


Figure (7-25) : variation de τ_r en fonction de $\bar{\gamma}_r$ pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la troisième série d'essais

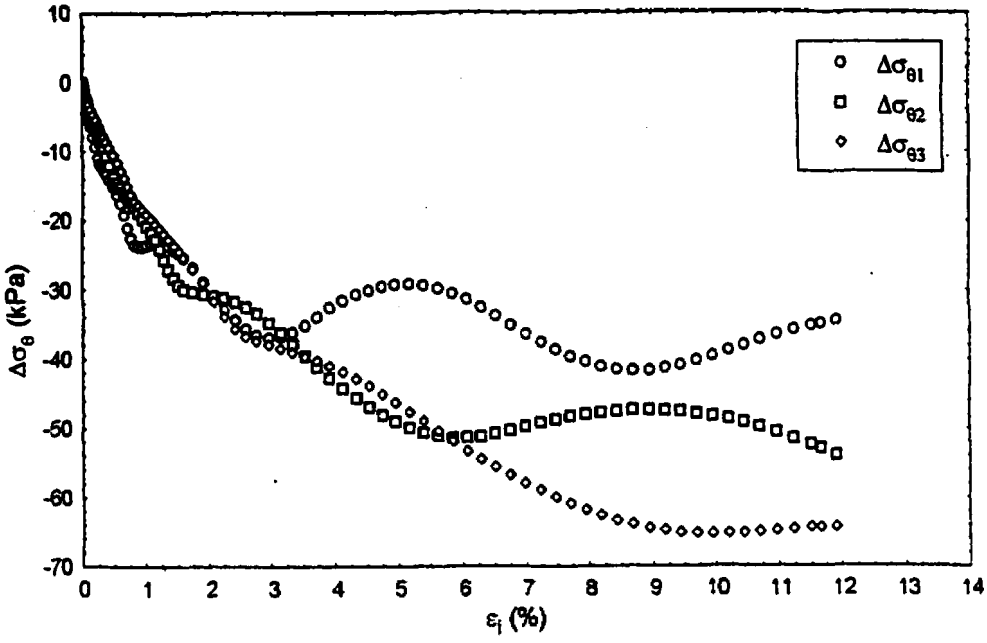


Figure (7-26) : évolution de la contrainte tangentielle totale en fonction de ε_i pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais

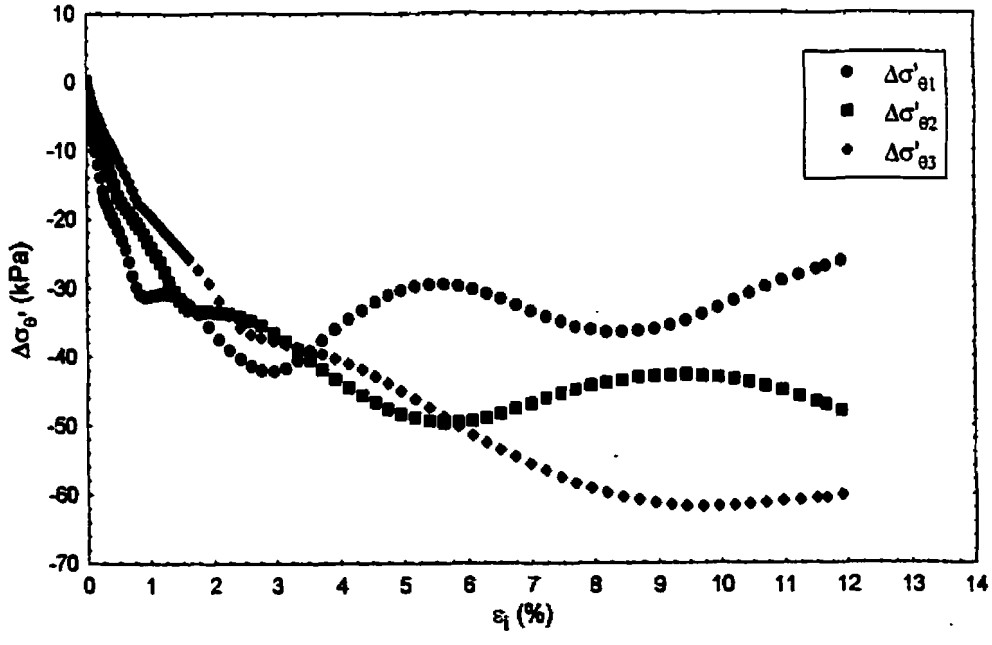


Figure (7-27) : évolution de la contrainte tangentielle effective en fonction de ε_i pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais

et ensuit le troisième élément (r = 5.2cm) à ε_i 10.2%. La figure (7-27) montre que l'évolution de la contrainte tangentielle effective suit le même cheminement que celle de la contraint totale sauf que les valeurs des déformations intérieures correspondantes aux minimums sont légèrement inférieurs à celles des contraintes totales. Ces valeurs, pour les trois éléments en question, sont respectivement de 2.75, 5.6 et 9.6%.

La distribution des incréments de contrainte radiale et tangentielle, en terme de contraintes totales, en fonction du rayon pour les essais en déformation plane effectués sur les échantillons consolidés préalablement à 200 kPa et reconsolidés à 20, 50 et 200 kPa sont illustrée aux figures (7-28), (7-29) et (7-30), respectivement, alors que la figure (7-31) montre cette distribution pour un essai ayant un mouvement axial permis avec un $\sigma`_c$ de 20 kPa et la figure (7-32) pour un échantillon d'argile naturelle consolidé à 25 kPa. La déformation au bord intérieur correspondante à chaque distribution de $\Delta\sigma_r$ et $\Delta\sigma_\theta$ est indiquée sur ces mêmes figures.

On remarque que, indépendamment de la valeur de $\sigma`_c$, les valeurs de la contrainte tangentielle ont tendance, pour de faibles valeurs de $\bar{\gamma}_{ri}$ (1.5%), à augmenter très légèrement à travers l'échantillon en fonction du rayon. Vers la fin de l'expansion, quand $\bar{\gamma}_{ri}$ est de 15%, la contrainte tangentielle, à l'exception de l'argile naturelle, diminue rapidement dans la zone proche de la cavité avant d'avoir tendance à se stabiliser plus loin. On remarque, par ailleurs, que pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 5% (le cas de l'échantillon ayant un OCR de 4), la distribution de σ_θ atteint une valeur minimum à une distance de 3.3 cm du centre de la cavité indiquant que seulement le sol compris entre le bord intérieur de la cavité et r = 3.3 cm est en état d'écoulement. Pour l'argile normalement consolidée, σ_θ diminue continuellement à travers l'échantillon pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 10% indiquant que le cylindre creux, au complet, est en état d'écoulement.

La contrainte radiale, quant à elle, diminue continuellement en fonction du rayon. Cette diminution est plus accentuée dans la zone de fortes déformations, en l'occurrence proche de la cavité, que plus loin. On remarque aussi que plus la déformation intérieure est élevée, plus la variation de la contrainte radiale à travers l'échantillon est importante.

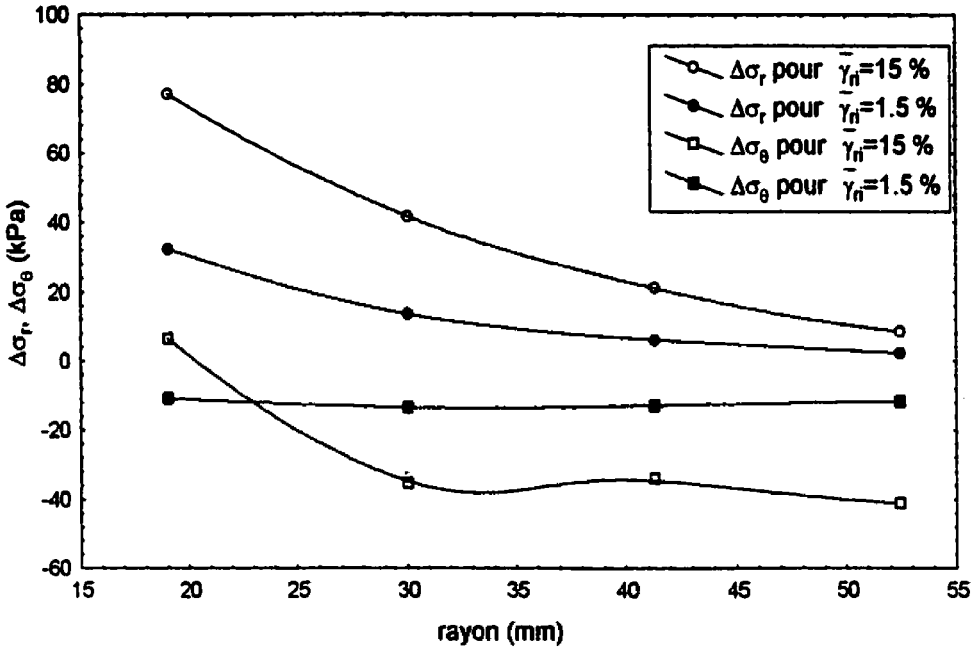


Figure (7-28) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma`_c$ = 20 kPa dans la première série d'essais

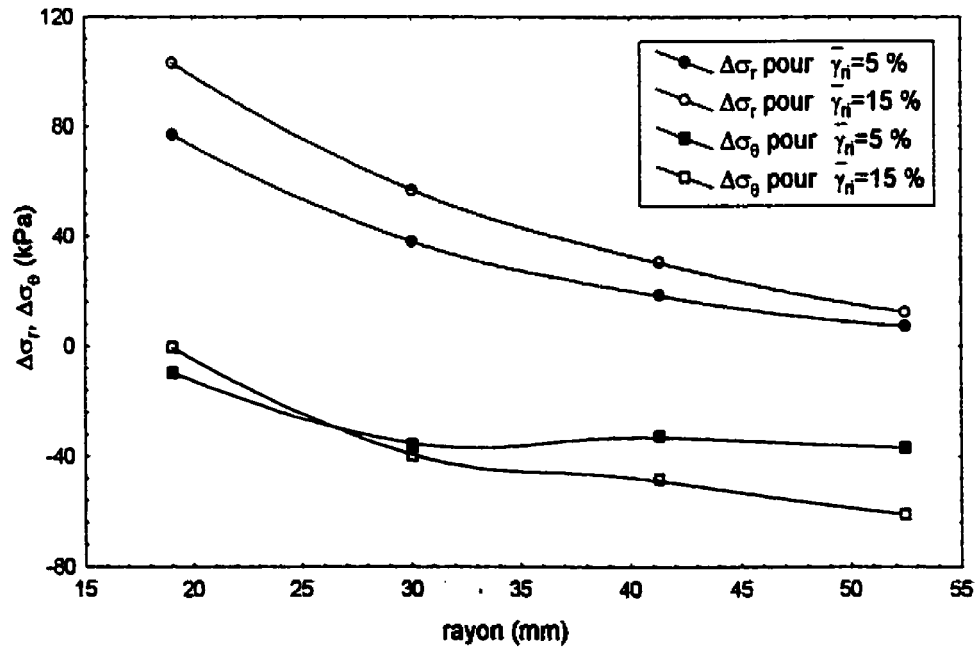


Figure (7-29) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma`_c$ = 50 kPa dans la première série d'essais

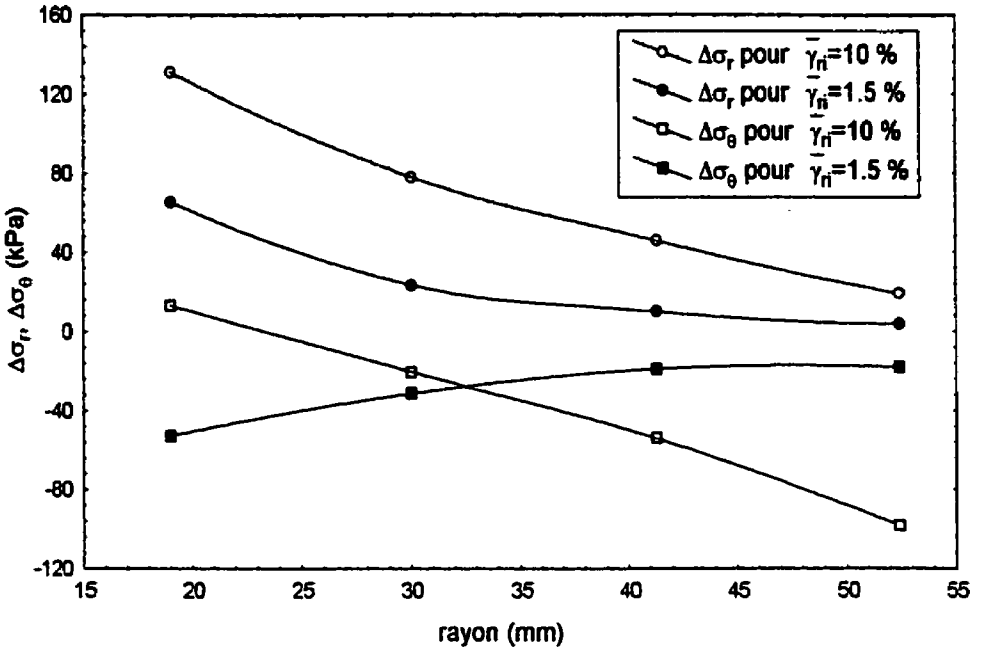


Figure (7-30) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma`_c$ = 200 kPa dans la première série d'essais

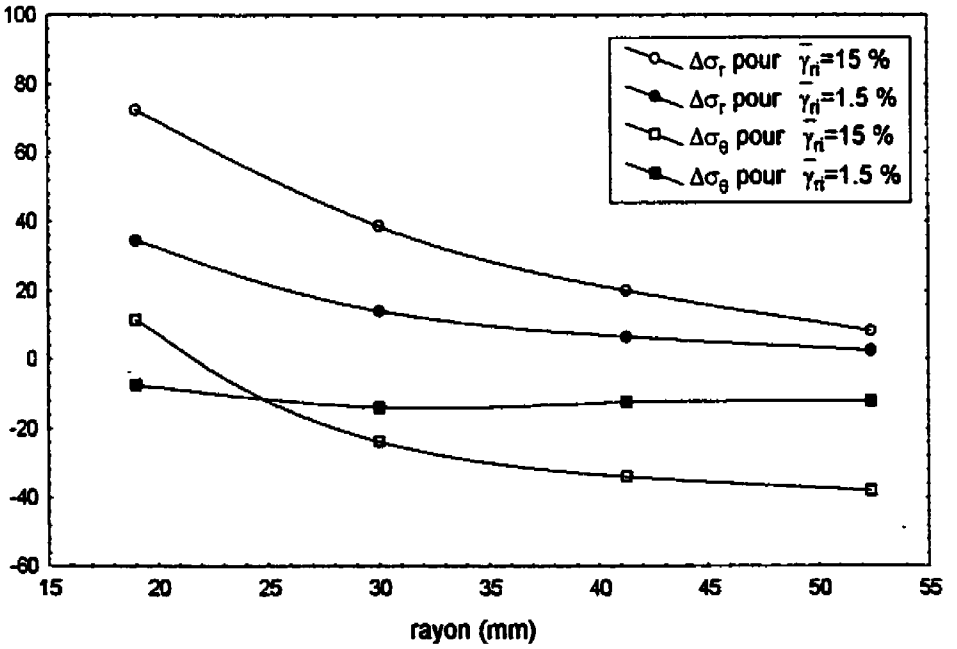


Figure (7-31) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma`_c$ = 20 kPa dans la troisième série d'essais

On note cependant que la diminution de la déformation à travers l'échantillon n'est pas une fonction linéaire du rayon mais elle diminue en fonction du carré du rayon comme l'indique l'équation (3-11). Afin d'illustrer la distribution de la déformation dans l'échantillon, nous avons tracé aux figures (7-33) et (7-34) la distribution de la déformation de Cauchy ε_θ et la déformation naturelle de cisaillement $\bar{\gamma}_r$ en fonction de r_i/r pour, respectivement, un essai en déformation plane et un essai avec mouvement axial correspondant à $\sigma'_c = 30$ kPa. Dans les deux cas, la variation de volume à l'intérieur de la cavité ΔV_i était de 20000 mm^3. La figure (7-35) illustre la distribution du déplacement à travers l'échantillon pour ΔV_i de 10000 mm^3 (ce qui correspond à un rapport $\Delta V/V$ de 0.088) et de 20000 mm^3 (correspondant à $\Delta V/V$ de 0.176) pour les deux mêmes essais. Il parait clair que, dans les deux types d'essai, la déformation diminue très rapidement en fonction de la distance du centre de la cavité. Par exemple, dans le cas de déformation plane, la déformation de Cauchy ε_θ qui correspond à ΔV_i de 20000 mm^3 est de 16% sur la paroi intérieure de la cavité alors qu'elle n'est que de 5% pour r/r_i de 2 et de 2% au bord extérieur de l'échantillon.

Il est à noter que, dans le cas des essais en déformation plane, la distribution du déplacement comme celle des déformations est indépendante de l'indice de surcondsolidation et fonction seulement de ΔV_i. Ceci n'est pas le cas lorsque le mouvement axial est permis où le déplacement et les déformations sont fonction du volume axial V_a (voir chapitre 6) qui est à son tour dépendant de l'indice de surconsolidation. La figure (7-35) montre que, pour le même accroissement de volume intérieur, le déplacement radial est plus important dans le cas des essais en déformation plane. Cette différence devient de plus en plus importante à mesure qu'on s'éloigne de la cavité. En terme de déformation, la différence est très minime étant donné que ε_z est largement inférieur à ε_i où on voit que même pour l'essai ayant un σ'_c de 30 kPa, en fin d'expansion, le terme de ε_z ne change la valeur de ε_θ que de 5%.

Étant donné que nous prenons des mesures de pression interstitielle à des rayons de 3, 4.1 et 5.2 cm, il est possible de calculer, pour ces rayons, les incréments de contraintes effectives. Les figures (7-36 a et b), (7-37 a et b), (7-38 a et b), (7-39 a et b) et (7-40 a et

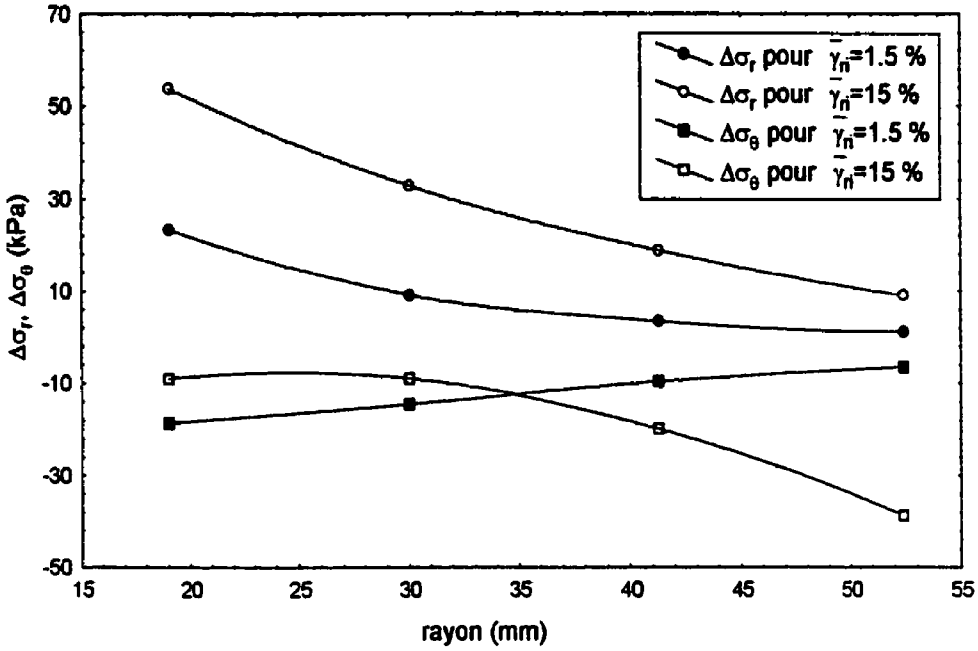


Figure (7-32) : distribution des incréments des contraintes totales, radiale et tangentielle, en fonction du rayon pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la deuxième série d'essais

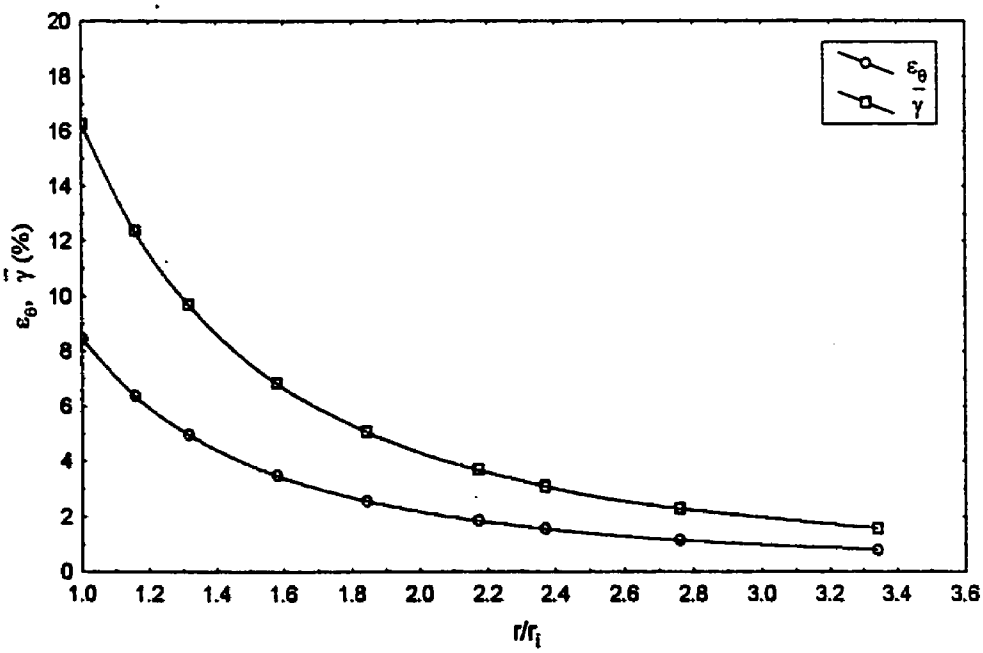


Figure (7-33) : distribution de ε_θ et de $\bar{\gamma}$ correspondant à $\Delta V_i = 20000$ mm^3 pour un essais en déformation plane

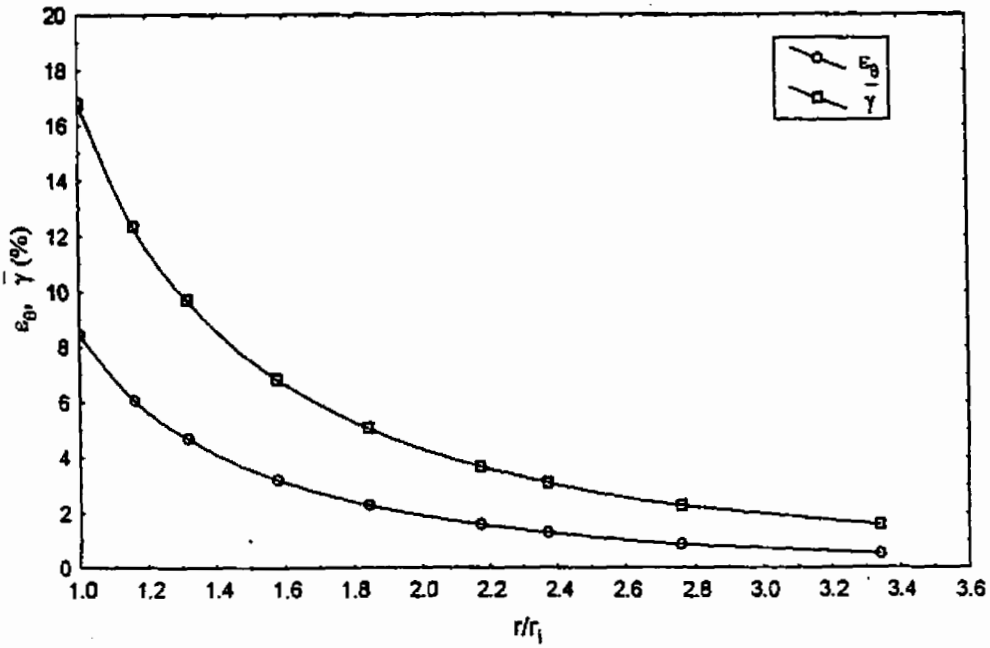


Figure (7-34) : distribution de ε_θ et de $\bar{\gamma}$ correspondant à $\Delta V_i = 20000$ mm^3 et $\Delta V_a =$ 10000 mm^3 pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la troisième série d'essais

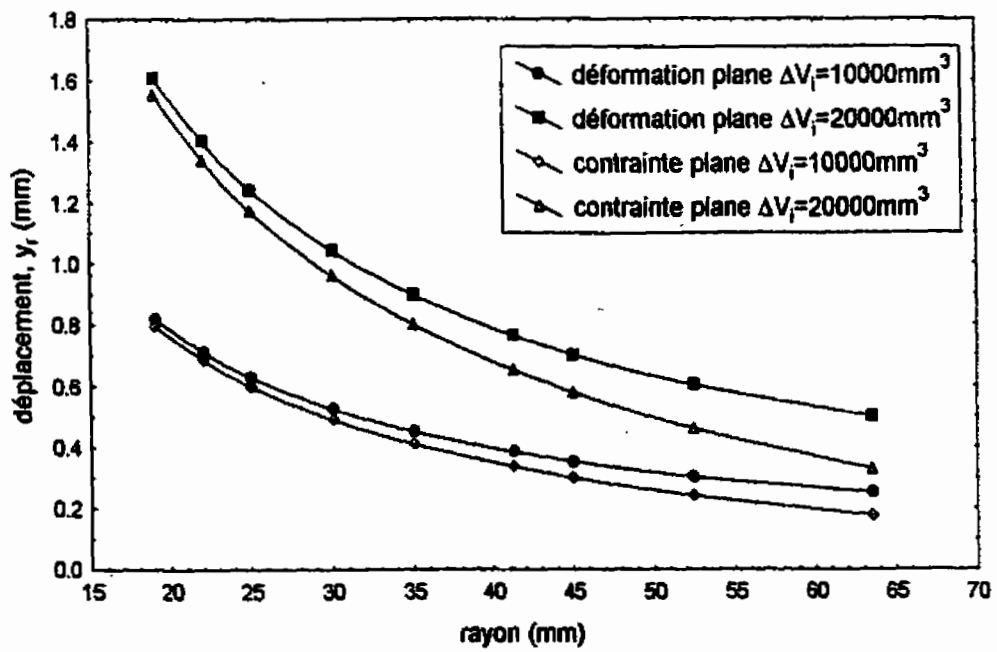


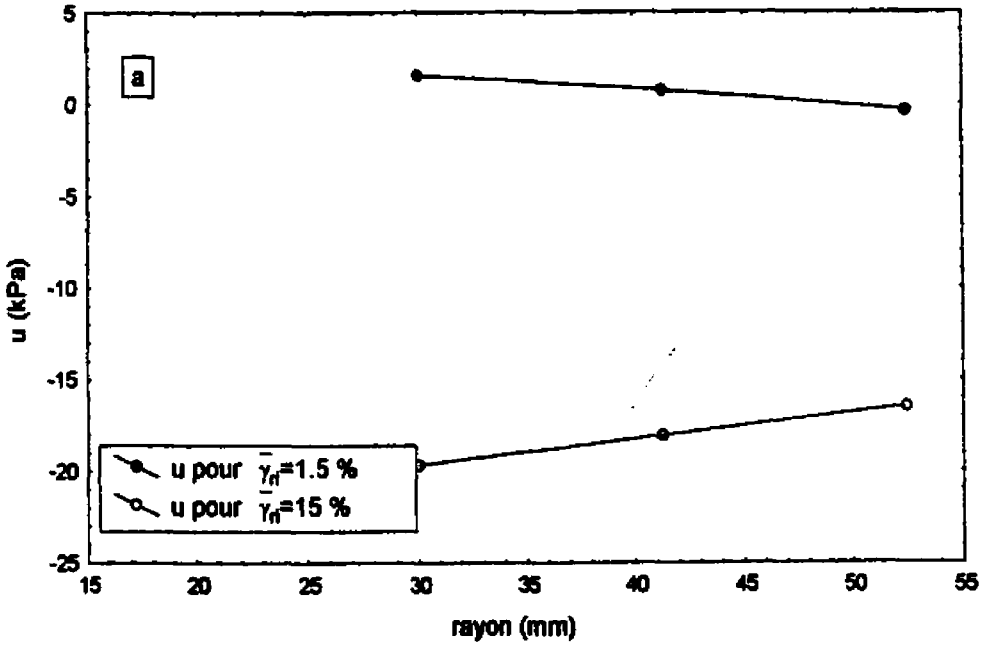
Figure (7-35) : distribution du déplacement y_r correspondant à ΔV_i de 10000 et 20000 mm^3 pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la première et la troisième série d'essais

b) montrent, respectivement, la distribution de la pression interstitielle et des contraintes effectives radiale et tangentielle pour les même essais précédents.

On remarque que pour des valeurs élevées de $\bar{\gamma}_{ri}$ (15%), la distribution de σ'_r dépend de l'indice de surconsolidation où pour σ'_c de 20 kPa, et en moindre mesure pour σ'_c de 50 kPa et pour l'argile naturelle, σ'_r diminue rapidement en fonction du rayon alors que pour l'argile normalement consolidée, σ'_r reste quasiment constante à travers l'échantillon. Par contre, pour de faibles valeurs de $\bar{\gamma}_{ri}$ (1.5%), σ'_r, pour une contrainte de consolidation de 20 kPa, marque une légère diminution en fonction de r. L'argile naturelle, cependant, montre une faible augmentation de σ'_r à travers l'échantillon alors que pour l'argile normalement consolidée σ'_r reste constante.

Les contraintes effectives tangentielles, quant à elles, pour des valeurs de $\bar{\gamma}_{ri}$ de 10 à 15 %, restent constantes ou diminuent très légèrement dans la zone de fortes déformations. Cette diminution devient un peu plus prononcée quand on s'éloigne de la cavité. Ce comportement semble être identique pour toutes les valeurs de σ'_c. Pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 1.5%, σ'_θ augmente en fonction du rayon r. Cette augmentation dépend considérablement de l'OCR où on remarque que plus la contrainte de consolidation augmente plus σ'_θ a tendance à augmenter en fonction de r. Par exemple, tandis que σ'_θ n'augmente que très peu à travers l'échantillon pour σ'_c égale à 20 kPa, cette augmentation, pour l'argile normalement consolidée, est de 32 kPa entre les rayons de 3 et 5.2 cm et elle est de 20 kPa pour l'argile naturelle entre les mêmes rayons.

La distribution de la pression interstitielle u dépend également de l'OCR où on remarque que plus l'argile est surconsolidée, moins la variation de u à travers l'échantillon est importante. Ainsi, on trouve que la différence entre u_1 et u_3, situé aux rayons 3 et 5.2 cm respectivement, pour l'argile normalement consolidée est de l'ordre de 65 kPa pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 10% alors que pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 15% pour l'échantillon ayant un OCR de 10, cette différence n'est que de 3 kPa. Cependant, cette distribution n'est en aucun cas uniforme à travers l'échantillon mais elle a plutôt tendance, indépendamment de la valeur de l'OCR et de la déformation intérieure $\bar{\gamma}_{ri}$, soit à diminuer soit à augmenter en fonction du rayon.



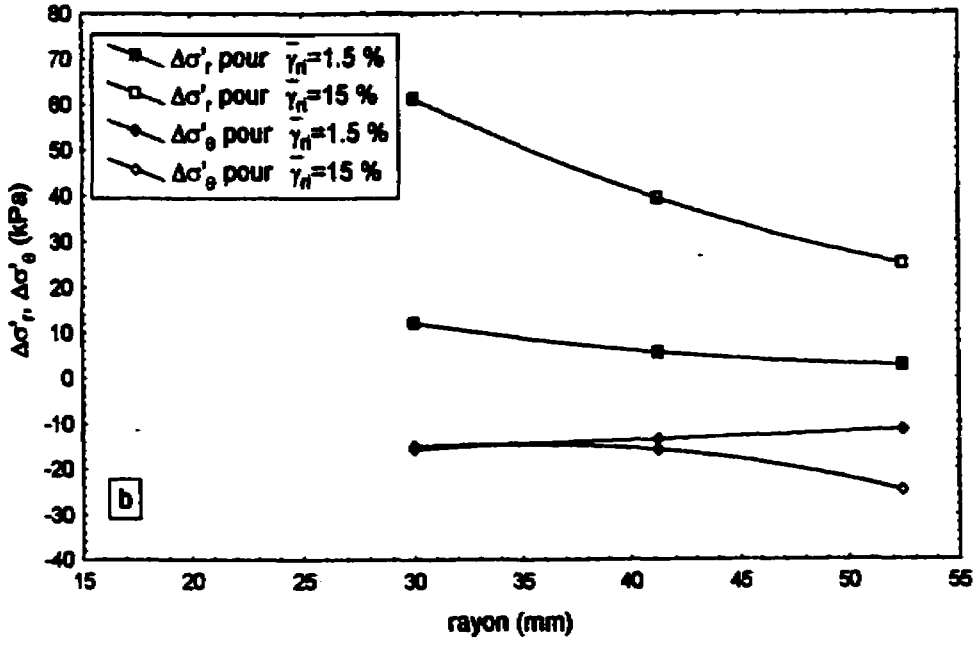
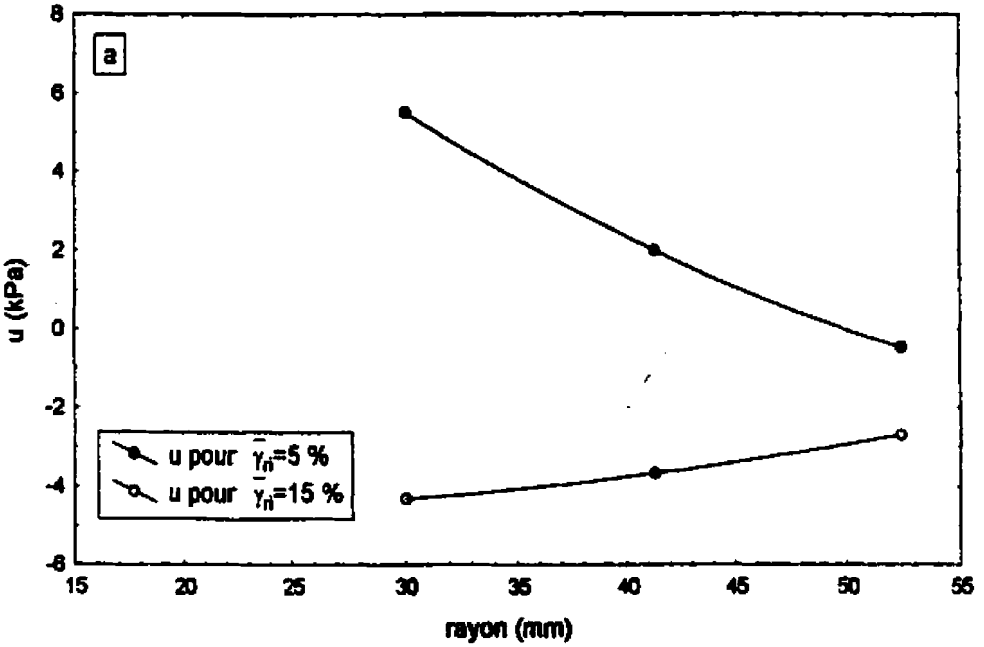


Figure (7-36) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais



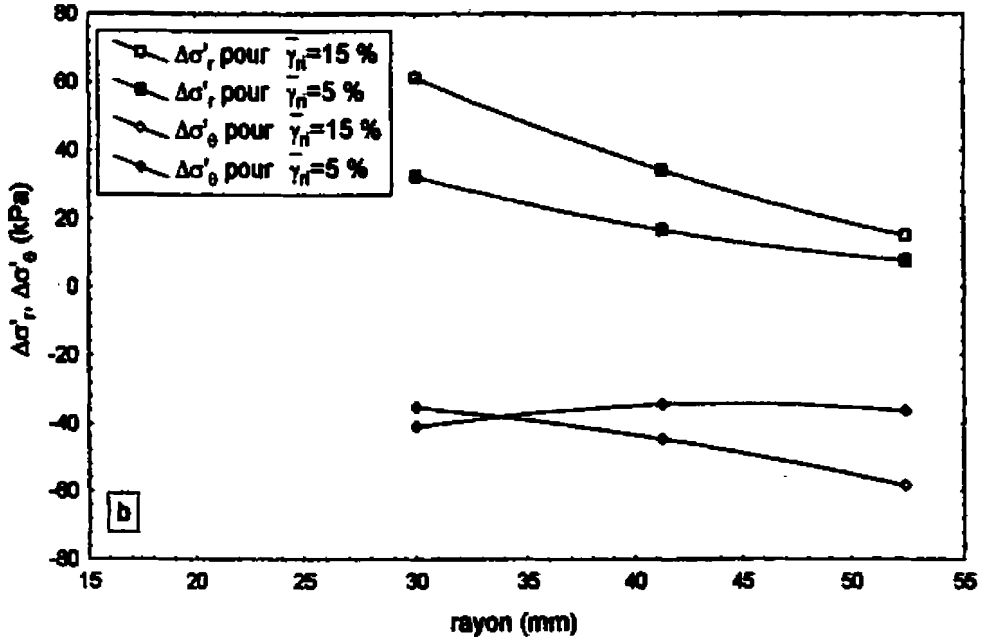
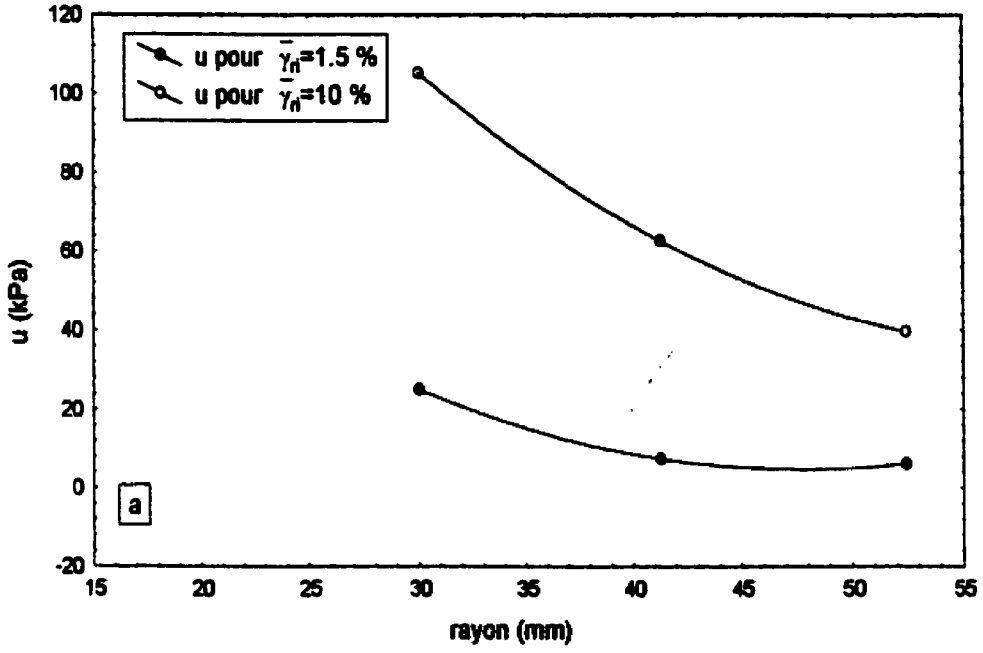


Figure (7-37) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais



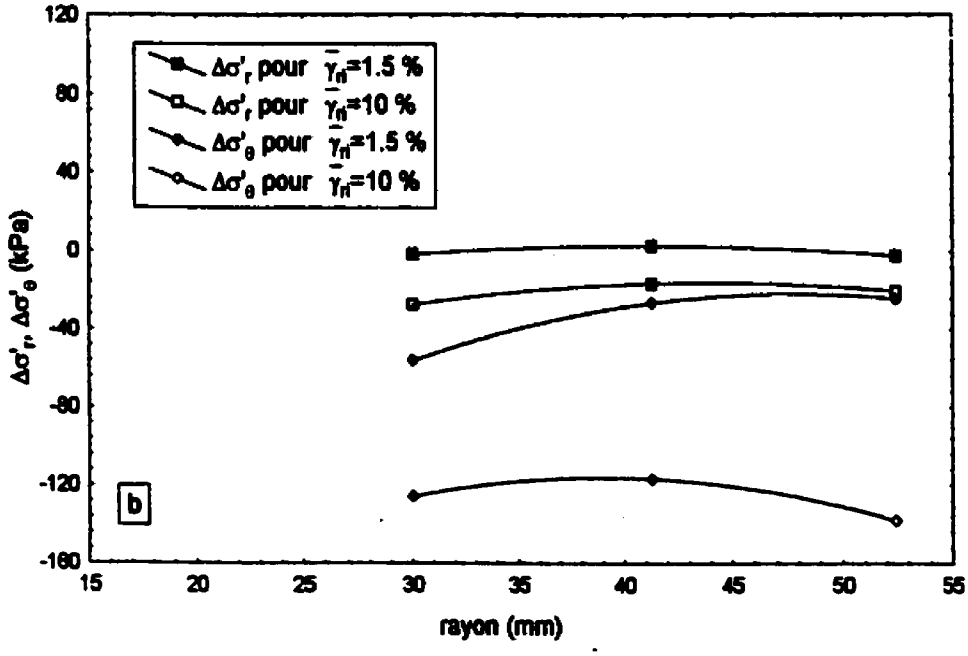
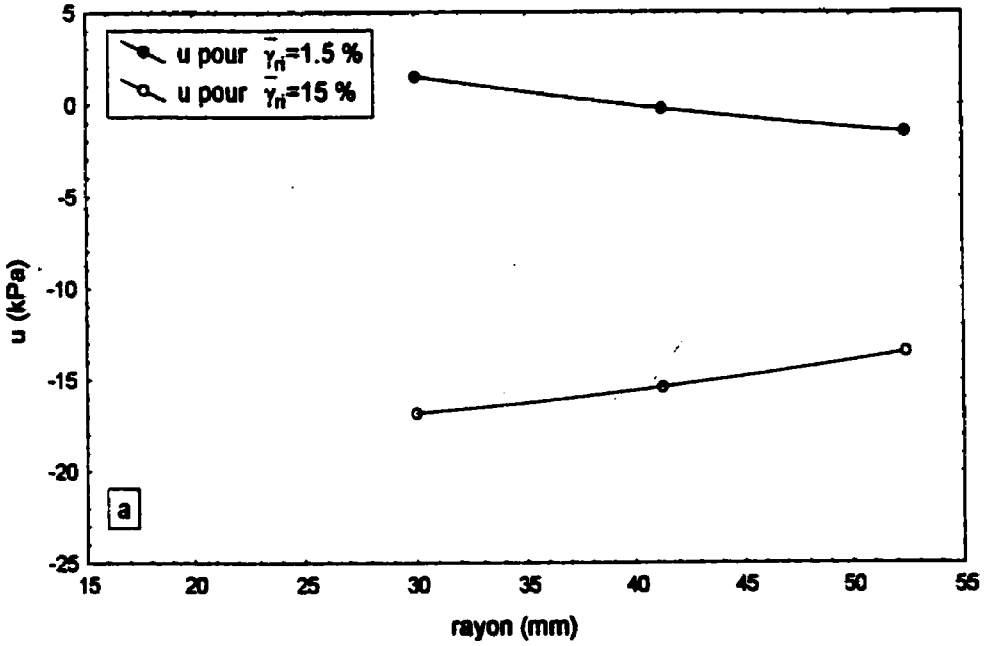


Figure (7-38) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais



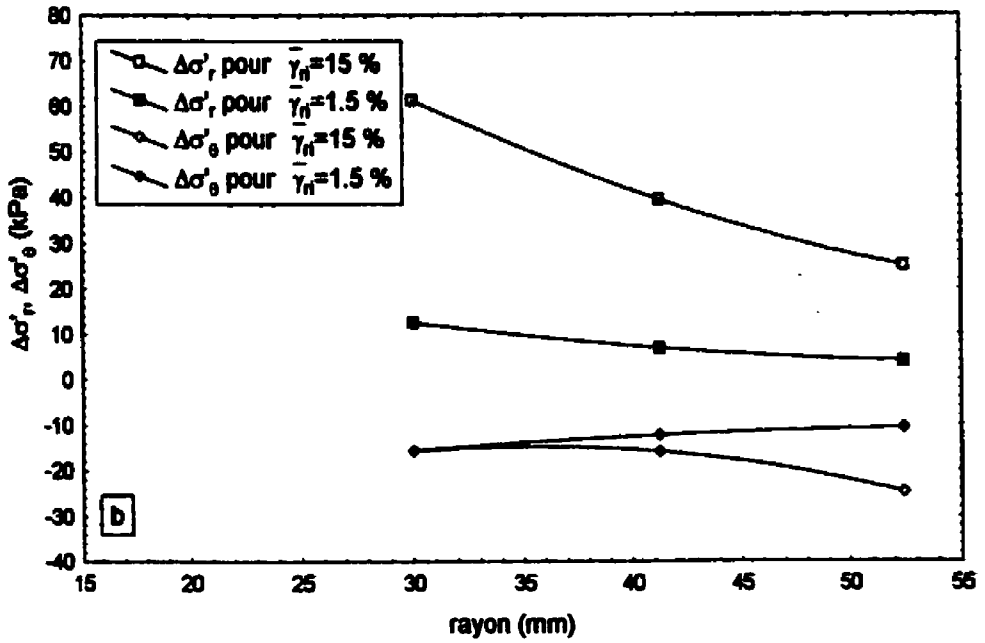
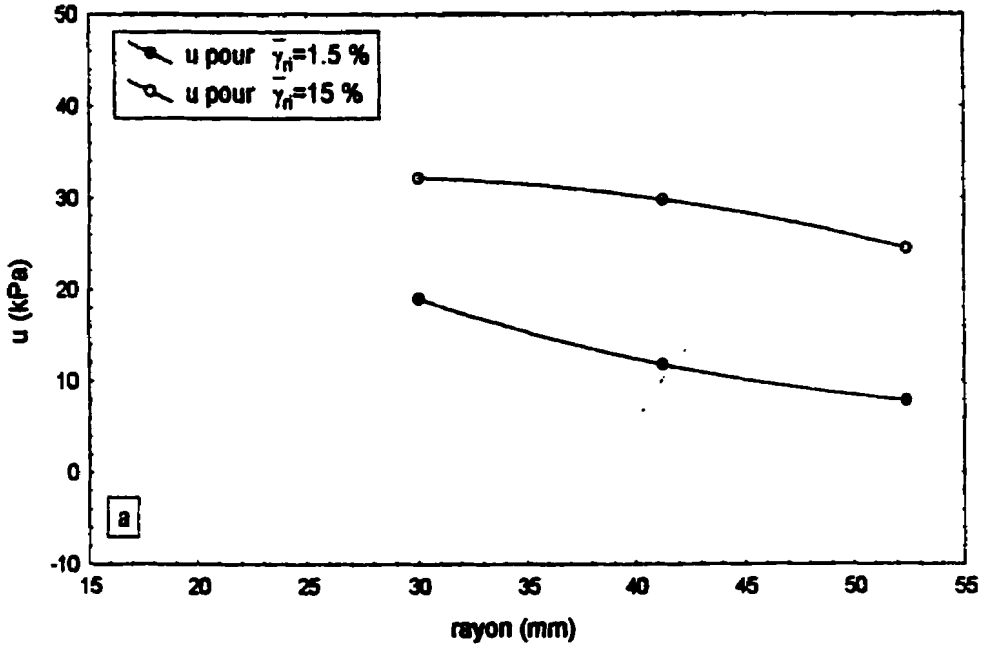


Figure (7-39) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais



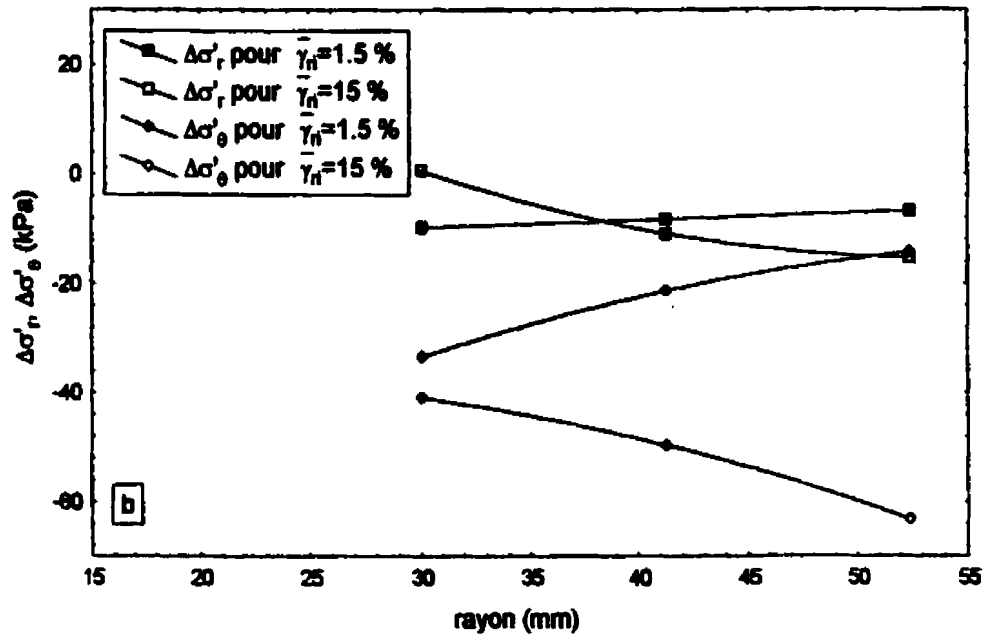


Figure (7-40) : distribution de u, $\Delta\sigma'_r$ et $\Delta\sigma'_\theta$ pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais

Par exemple, pour les échantillons ayant un OCR supérieur à 2, la pression interstitielle diminue en fonction du rayon pour des faibles valeurs de $\bar{\gamma}_{ri}$ et augmente pour des valeurs plus élevées de $\bar{\gamma}_{ri}$. De plus, cette distribution, pour tous les essais effectués et pour toutes les étapes de l'essai, ne varie pas linéairement en fonction de r car on voit qu'elle change plus rapidement, dans la zone de fortes déformations, que loin du centre de la cavité.

7.2.3 Cheminements des contraintes

Une fois que les contraintes radiale et tangentielle, totales et effectives, sont connues à travers l'échantillon cylindrique creux pour toutes les étapes de l'expansion, il est possible, à ce moment, de tracer les cheminements des contraintes, totals et effectifs, suivis par différents éléments situés à l'intérieur de l'échantillon durant l'expansion dans l'espace (s, t) et ($s`$, t) qui se définissent comme :

$$s=\frac{\sigma_r+\sigma_\theta}{2},\ t=\frac{\sigma_r-\sigma_\theta}{2}\ \text{et}\ s'=s-u$$

Nous avons tracé, pour tous les essais d'expansion effectués, les cheminements des contraintes totales et effectives pour des éléments situés à 3, 4.1 et 5.2 cm du centre de la cavité, soit les distances auxquelles nous avons mesuré les pressions interstitielles. Les figures (7-41) à (7-47) montrent ces cheminements pour la première série d'essais correspondant, respectivement, aux contraintes de consolidation de 15, 20, 25, 30, 50, 100 et 200 kPa. Les figures (7-48) et (7-49) représentent ces cheminements pour les argiles naturelles correspondant à $\sigma`_c$ de 10 et de 25 kPa respectivement. Finalement, les figures (7-50) à (7-53) montrent ces cheminements pour la troisième série d'essais pour les valeurs de $\sigma`_c$ de 15, 20, 25 et 30 kPa respectivement.

À l'inverse du cas d'un milieu infini où le cheminement des contraintes totales est unique à travers l'échantillon, nous remarquons que dans le cylindre creux, chaque élément suit un cheminement total distinct. En observant ces figures, on constate que l'allure des cheminements totaux n'est pas influencée par le degré de surconsolidation. Or, on trouve que, pour tous les types d'essais et pour toutes les valeurs de $\sigma`_c$, le premier élément le

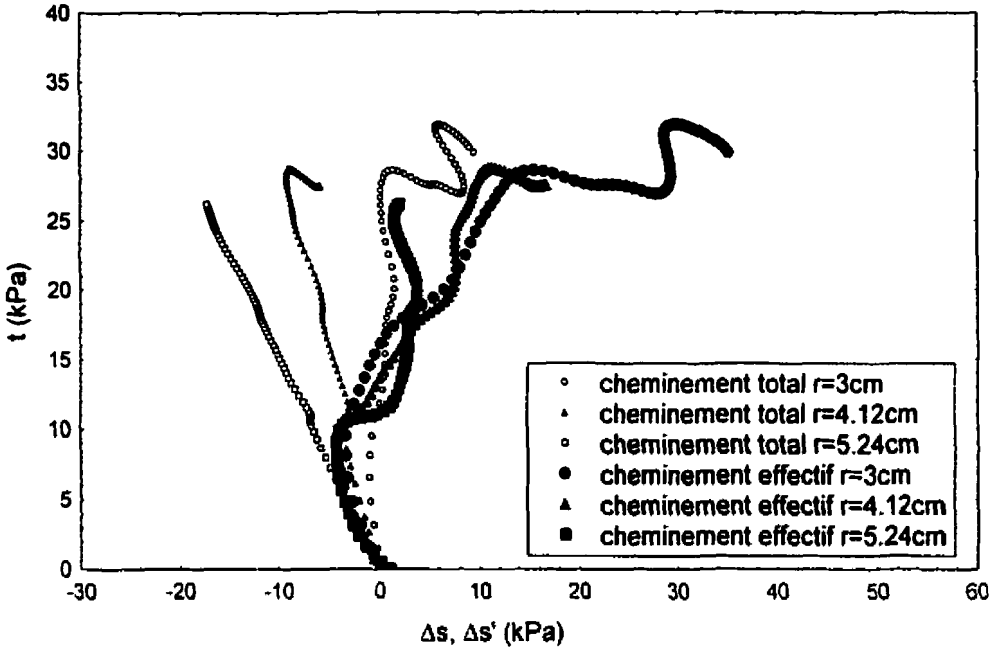


Figure (7-41) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la première série d'essais

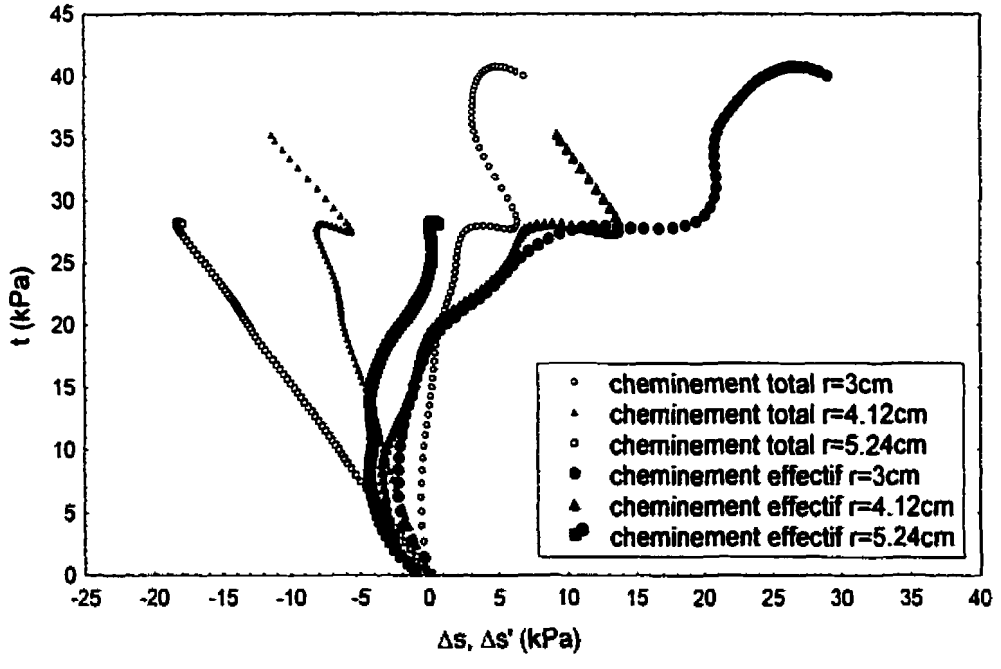


Figure (7-42) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la première série d'essais

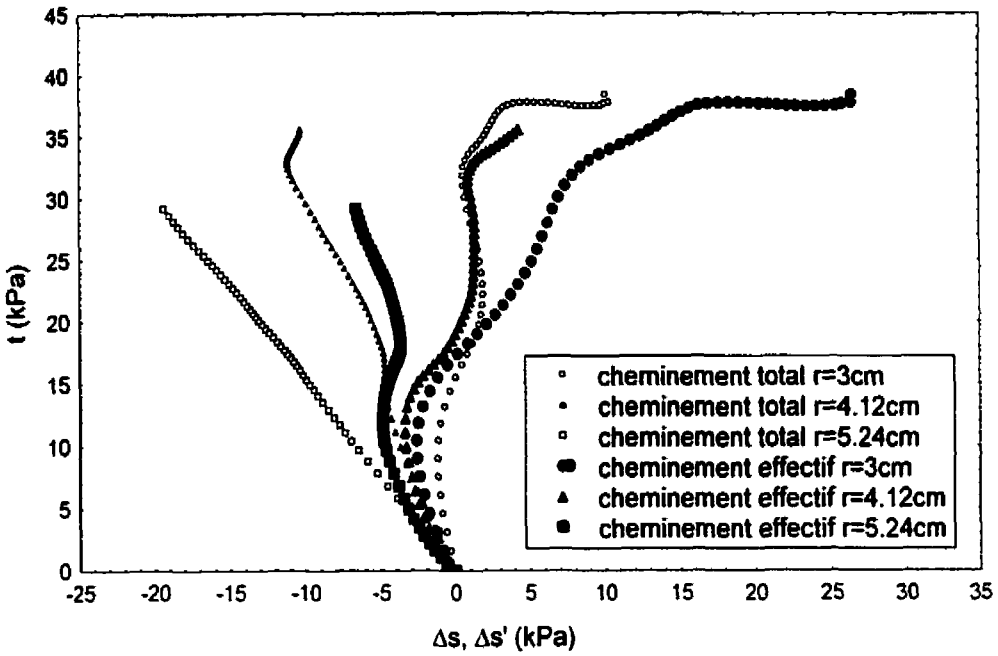


Figure (7-43) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la première série d'essais

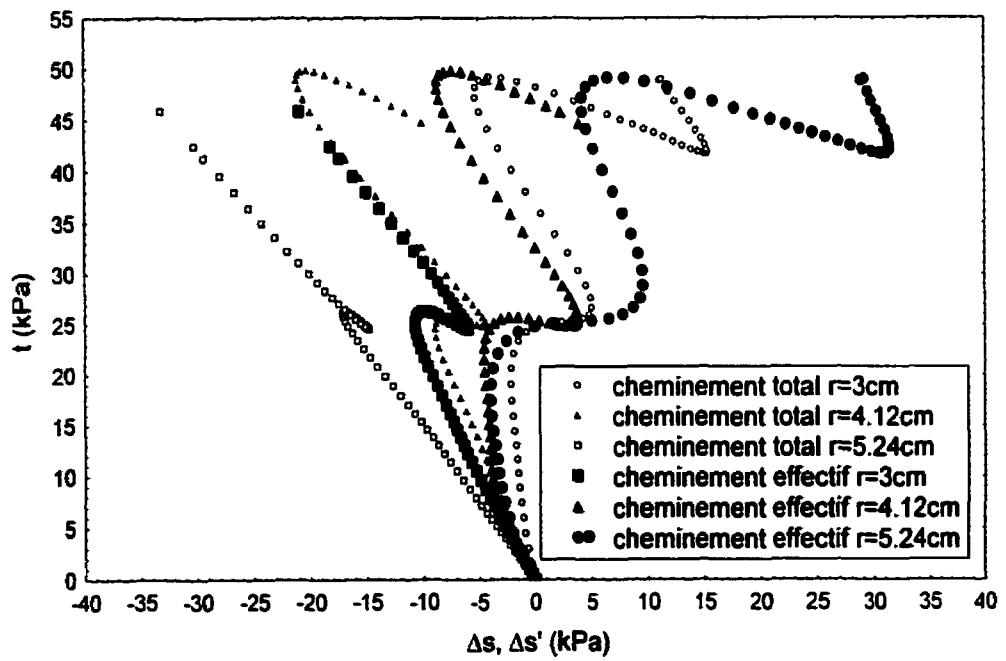


Figure (7-44) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la première série d'essais

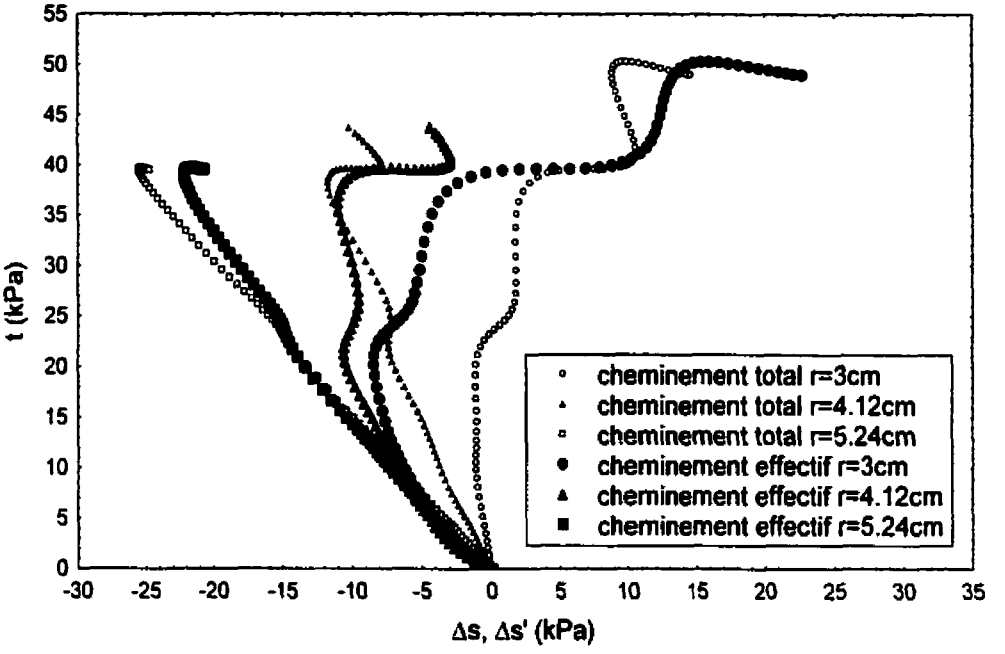


Figure (7-45) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 50$ kPa dans la première série d'essais

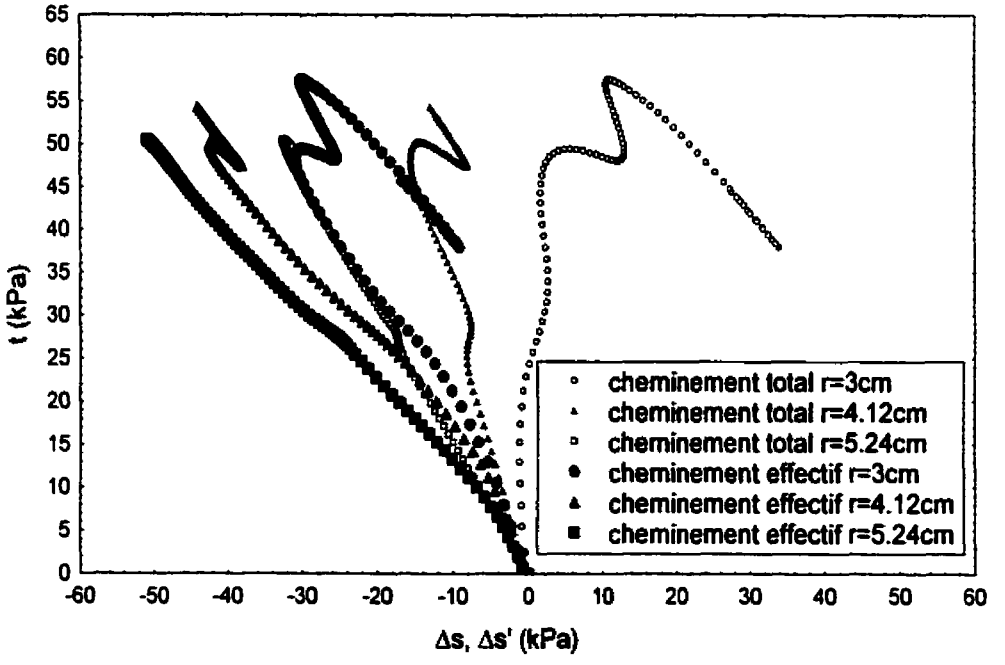


Figure (7-46) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 100$ kPa dans la première série d'essais

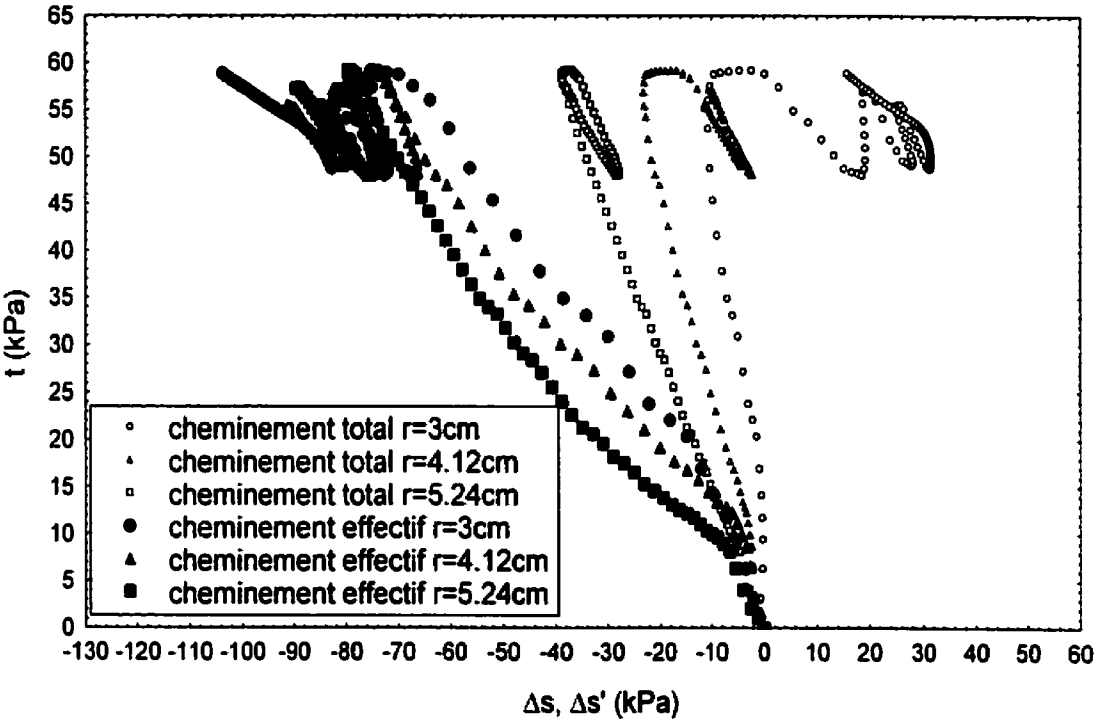


Figure (7-47) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma`_c = 200$ kPa dans la première série d'essais

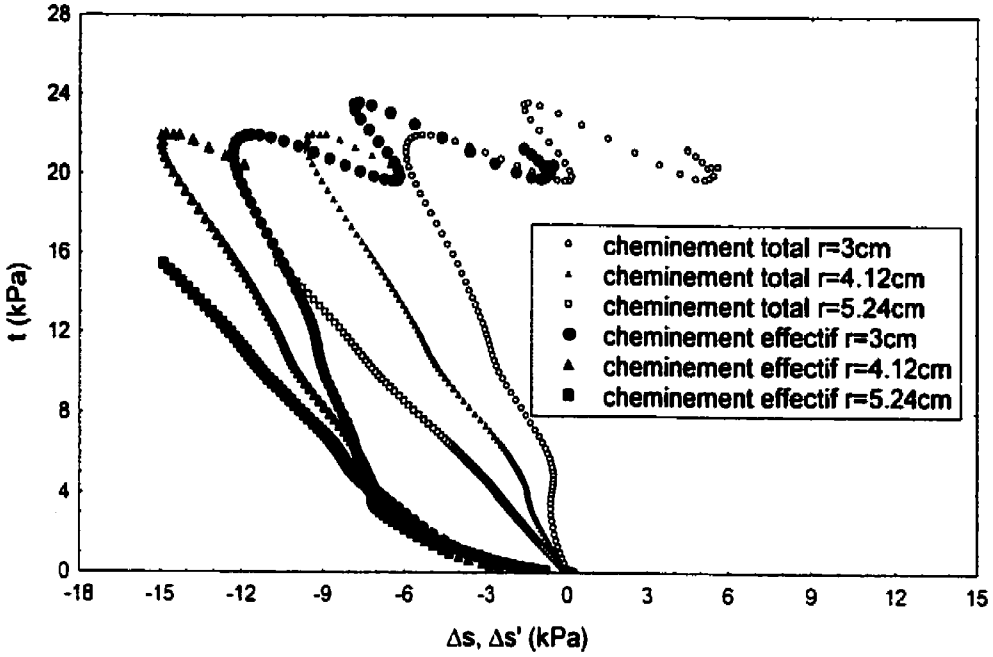


Figure (7-48) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais

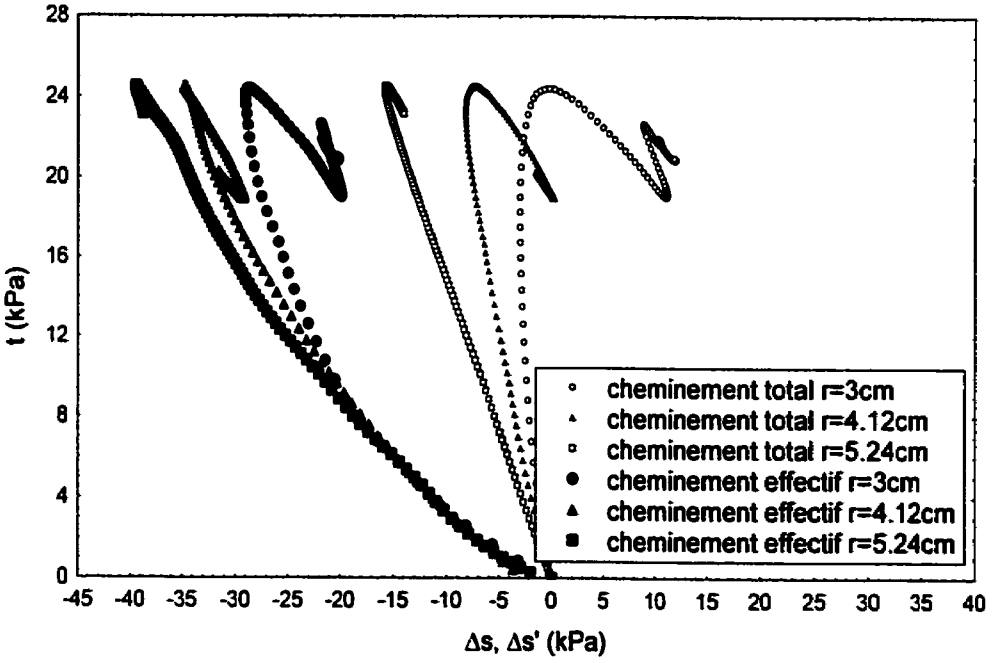


Figure (7-49) : cheminements des contraintes totales et effectives pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais

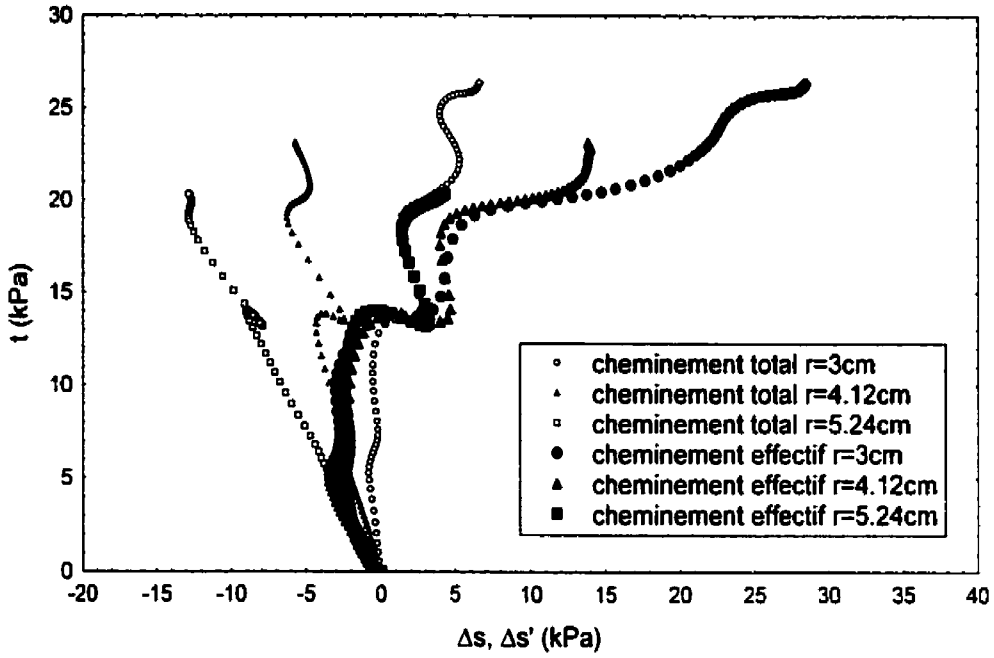


Figure (7-50) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la troisième série d'essais

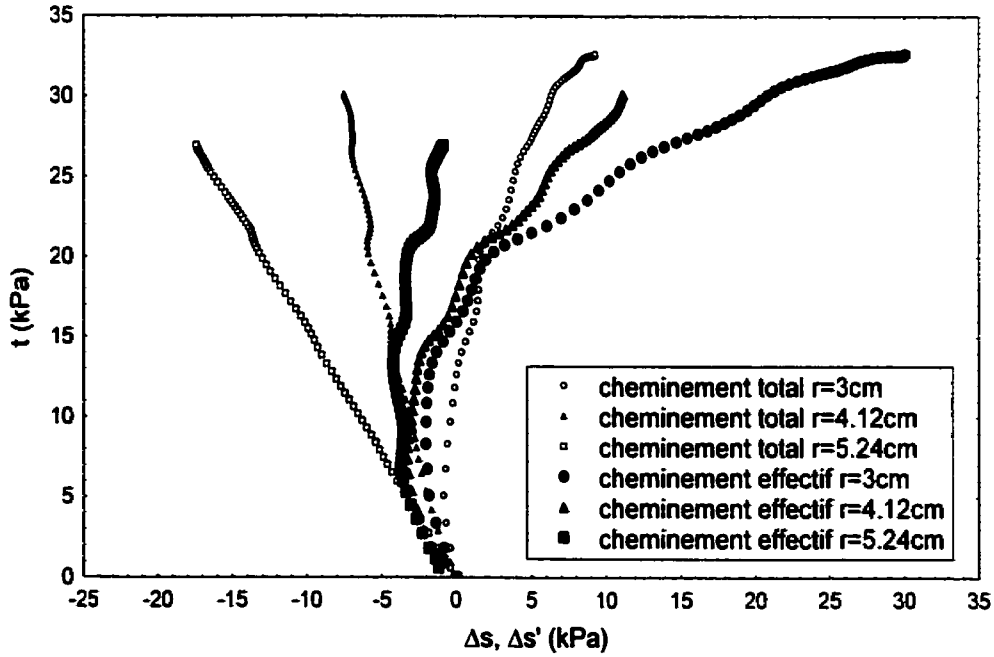


Figure (7-51) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais

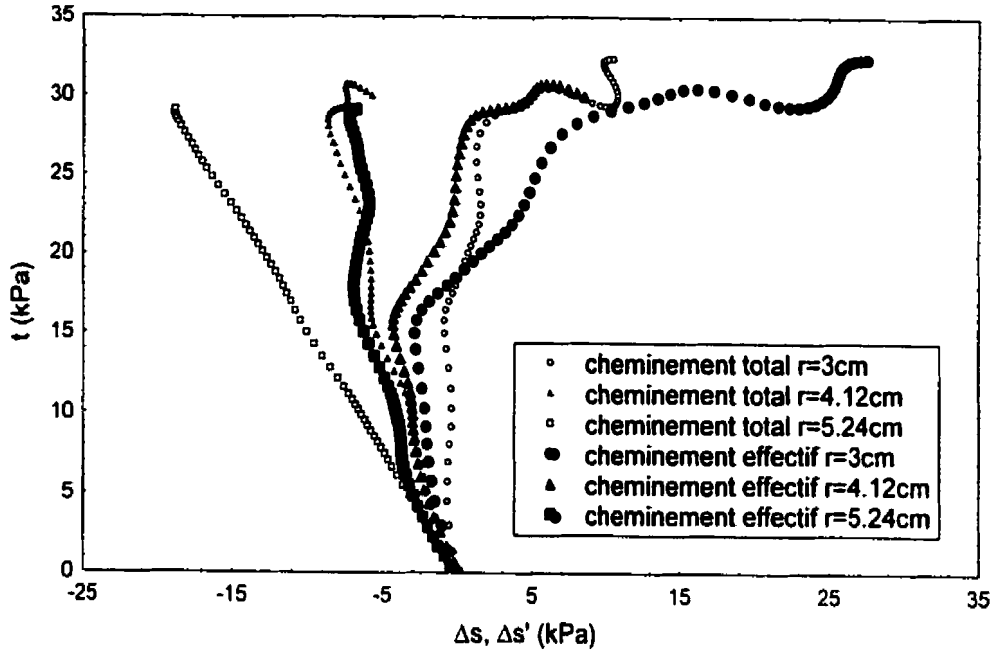


Figure (7-52) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la troisième série d'essais

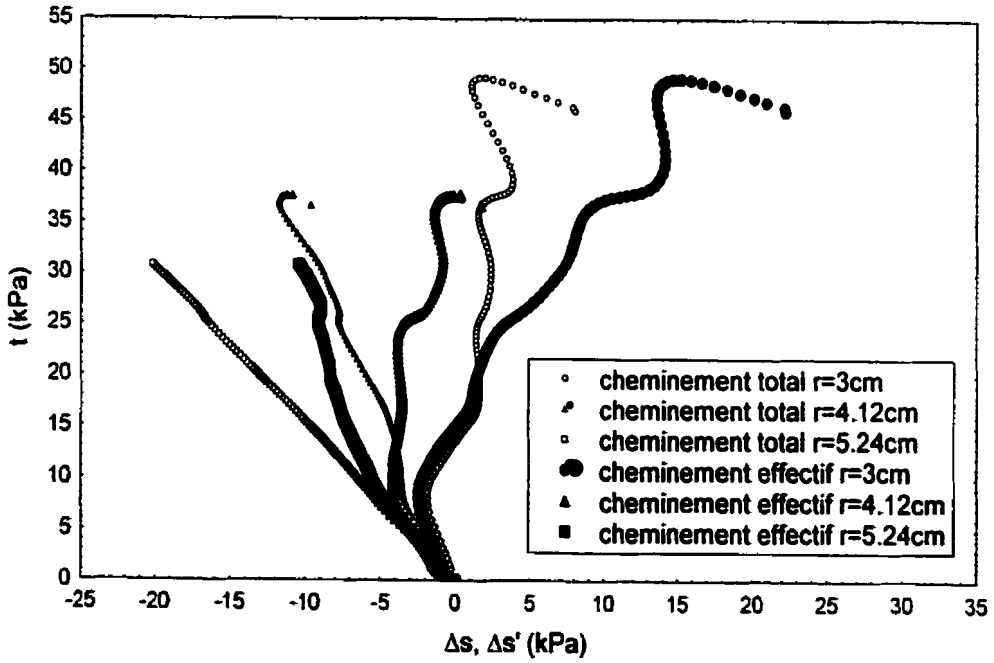


Figure (7-53) : cheminements des contraintes totales et effectives pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la troisième série d'essais

plus proche de la cavité suit un cheminement plus ou moins vertical ; au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la cavité, les cheminements s'inclinent de plus en plus vers les valeurs négatives de s. D'autre part, on constate que les cheminements sont plus ou moins linéaires dans l'espace (s, t) jusqu'à la rupture où à ce moment, le premier cheminement commence à s'incliner vers la droite suivi, un peu plus tard, par le deuxième et ensuite par le troisième. En comparant les valeurs de c_u résumées au paragraphe 7.2.1 avec les valeurs maximales atteintes par les cheminements des contraintes, on constate que dans certains cas, l'essai est terminé juste avant que la rupture globale n'atteigne le premier élément. Un exemple de cela est le cas de σ'_c égale à 15 kPa dans la troisième série d'essai où la valeur maximale atteinte par le premier cheminement est de 26.6 kPa ce qui est légèrement inférieur à la valeur correspondant de c_u qui est de 27 kPa. Dans d'autres cas, comme le cas de la figure (7-43) qui correspond à σ'_c de 25 kPa, on voit que seul le premier élément a atteint la rupture alors que ni le deuxième ni le troisième élément n'ont atteint la valeur maximale de la résistance au cisaillement où les cheminements totaux sont restés toujours linéaires.

Les cheminements effectifs se comportent différemment. Tandis que les cheminements totaux ne sont pas influencés par l'OCR, l'allure des cheminements effectifs pour une argile normalement, ou légèrement surconsolidée, et ceux pour une argile fortement surconsolidée est très différente. Ceci vient évidement du fait que la pression interstitielle qui se développe dans l'échantillon est influencée par l'OCR. Or, à partir du moment où les cheminements totaux ont plus ou moins la même allure pour tous les échantillons, il est normal que les cheminements effectifs soient différents d'un indice de surconsolidation à l'autre. Ceci indique que cette différence réside principalement dans la direction que ces cheminements prennent dans l'espace (s', t). Par exemple, on remarque que, pour la première série d'essai, l'argile normalement consolidée et l'argile qui a un OCR de 2, les cheminements effectifs sont dirigés, jusqu'à la rupture, vers la gauche alors que pour les indices de surconsolidation plus élevés, ces cheminements sont inclinés plutôt vers la droite à l'exception des cheminements pour l'échantillon ayant un OCR de 4 qui se dirigent initialement vers les valeurs négatives de s' et continuent ainsi jusqu'à

une déformation intérieure $\bar{\gamma}_{ri}$ de l'ordre de 4 à 5% pour ensuite, changer de direction pour aller vers la droite.

Nous avons tracé sur la figure (7-54) les cheminements de contraintes effectives pour les essais triaxiaux standards effectués sur l'argile consolidée préalablement à 200 kPa. On remarque que, bien que l'interprétation physique et les conditions aux frontières de l'essai triaxial standard et de l'essai d'expansion sur cylindre creux sont complètement différentes, l'allure des cheminements effectifs se ressemble.

D'autre part, la comparaison des cheminements des contraintes totales et effectives entre la première et la troisième séries d'essais, pour les mêmes valeurs de $\sigma`_c$, montre que l'allure de ces cheminements est semblable. Par ailleurs, en observant les cheminements effectifs de l'argile naturelle, on constate que l'échantillon consolidé à 25 kPa, et qui a donc un OCR de l'ordre de 2.2, se comportent de la même façon que l'échantillon consolidé à 100 kPa dans la première série d'essai alors que l'échantillon qui a un $\sigma`_c$ de 10 kPa a le même comportement que l'échantillon dont l'OCR est de 4 dans la première série indiquant ainsi que l'allure des cheminements effectifs dépend essentiellement de l'OCR.

On constate aussi qu'il existe pour chaque élément de l'échantillon, situé à des distances différentes du centre de la cavité, un cheminement effectif distinct. Ces cheminements ont, bien entendu, exactement la même allure mais ils se différencient par l'inclinaison que chacun a par rapport à l'axe $s`$. Or, on remarque que plus on s'éloigne de la cavité, plus le cheminement a tendance à prendre des valeurs négatives plus importante de $s`$. Ceci indique qu'initialement les trois éléments suivent le même cheminement. Au fur et à mesure que l'expansion progresse, ces trois cheminements commencent à s'éloigner l'un de l'autre à des endroits qui diffèrent d'un échantillon à l'autre. Silvestri et Diab (2000) ont fait le même constat en analysant les résultats expérimentaux d'Anderson et al. (1988) et ont attribué ce phénomène à un réajustement de pression interstitielle à l'intérieur de l'échantillon. En d'autres termes, bien que la perméabilité du sol utilisé est très faible et que l'essai est considéré rapide, le mouvement de l'eau, à l'intérieur de l'échantillon, parait inévitable dû au fait que la zone proche de la cavité est soumise à de

très fortes déformations par rapport à la zone située plus loin (voir figure (7-33)). Ceci peut être mis en évidence en examinant la figure (7-35) où il parait que la variation du déplacement à travers l'échantillon est fonction de la déformation intérieure $\bar{\gamma}_{ri}$; plus le volume injecté à l'intérieur de la cavité est grand plus cette variation est importante. Par exemple, un changement de ΔV_i de 10000 mm^3 à 20000 mm^3 fait déplacer le bord intérieur de la cavité de 0.79 mm et le bord extérieur de 0.25 mm seulement; en terme de déformation de Cauchy, le gradient de déformation entre le bord intérieur et extérieur de l'échantillon est de 3.9% pour un ΔV_i de 10000 mm^3 alors qu'il est de 7.7% pour ΔV_i de 20000 mm^3. Ceci explique qu'initialement, quand le gradient de déformation est faible, les trois éléments suivent plus ou moins le même cheminement. Au fur et à mesure que ce gradient augmente, le mouvement de l'eau de l'intérieur de l'échantillon vers l'extérieur devient de plus en plus important donnant lieu à une séparation, graduelle, des trois cheminements.

Il est évident que la seule façon d'éviter un tel mouvement de l'eau est de réaliser un essai d'expansion à une vitesse beaucoup plus grande que celle qu'on a utilisée (2 mm^3/sec). Cependant, comme nous avons mentionné au chapitre précédent, cette vitesse était la plus grande vitesse à laquelle les valeurs de la pression interstitielle sont mesurées avec une bonne précision. Silvestri et Diab (2000), en analysant les données expérimentales de Chameau et al (1991), ont démontré que ce mouvement d'eau de l'intérieur vers l'extérieur a eu lieu même pour une vitesse de déformation de 8%/min sur une argile ayant un coefficient de consolidation de $3x10^{-10}$ cm^2/sec. On note, cependant, que cette vitesse est 76 fois plus grande que celle qu'on a utilisée ce qui serait, dans notre cas, équivalent à un débit d'injection de 152 mm^3/sec et par conséquent à une durée totale d'essai de l'ordre de 2.2 minutes. Il est évident que ceci est complètement irréalisable dans une cellule triaxiale. D'autre part, Anderson et al. (1988), en faisant des essais d'expansion à charge contrôlée avec mesures de pression interstitielles, ont constaté que les valeurs des pressions interstitielles chutaient même entre un temps d'arrêt de 15 et 30 secondes pour chaque incrément de 10 kPa. Cependant cette chute devient de moins en moins importante à mesure que l'on s'éloigne de la cavité. Ces auteurs ont attribué ce

phénomène à une combinaison de consolidation locale et de fluage qui ont lieu proche de la cavité. Ceci voudrait dire, donc, que le gradient de déformation, dans ce genre d'essai, est tellement important qu'un mouvement d'eau, même pour une très grande vitesse, est inévitable.

On note que ce phénomène est, bien sûr, inexistant dans un essai triaxial standard due au fait que les déformations axiales sont uniformes sur toute la longueur de l'échantillon et par conséquent, le mouvement de l'eau dans la direction axiale parait impossible.

En observant les cheminements effectifs des trois éléments à l'intérieur de l'échantillon, on remarque que pour les échantillons d'argile très surconsolidée qui ont un σ'_c de 15, 20 et 25 kPa pour la première et la troisième série d'essai et de 10 kPa pour la deuxième, le cheminement de l'élément situé au milieu de l'échantillon (r = 4.1 cm) est plus proche de celui situé à 3 cm que de celui situé plus loin. Pour les autres essais, il semble que le cheminement de l'élément du milieu se situe à mi-chemin entre les deux autres.

D'autre part, on note que l'allure des cheminements des contraintes totales et effectives, comme celle des courbes contrainte – déformation, reflète les perturbations locales et ponctuelles qui ont lieu durant l'expansion. Or, on remarque, à un moment ou à un autre de l'essai et dans pratiquement tous les essais, que les cheminements s'inclinent, plus ou moins brutalement, vers la droite indiquant un ramollissement du sol à ce moment et ensuite, ils continuent à augmenter dans l'espace (s, t) avec plus ou moins la même pente qu'ils avaient avant la perturbation, jusqu'à atteindre la rupture globale du sol où les valeurs de t restent stables ou baissent légèrement jusqu'à la fin de l'essai.

Une comparaison entre les cheminements de la première et la troisième séries, pour les mêmes σ'_c, montre que pour à peu près le même volume injecté à l'intérieur de la cavité, la rupture globale se propage à travers l'échantillon plus rapidement en déformation plane que lorsque le mouvement axial est permis. En d'autres termes, on remarque que dans la troisième série d'essais, à l'exception de σ'_c de 25 kPa, la rupture globale n'a même pas atteint le milieu de l'échantillon en fin d'expansion et même pour σ'_c de 15 et de 20 la rupture globale n'a pas atteint le tiers de l'échantillon (le premier élément). Ceci n'est pas le cas en déformation plane où on voit que le milieu de l'échantillon est rupturé ou au

point d'atteindre la rupture dans la plupart des cas. Ceci s'explique par le fait que, pour le même volume d'eau injecté, les déformations radiale et tangentielle sont plus faibles à travers l'échantillon lorsque le mouvement axial est permis.

Nous avons tracé sur les figures (7-55) et (7-56) l'ensemble des cheminements de contraintes effectives au milieu de l'échantillon non pas en terme d'accroissement de contrainte mais en terme de contraintes effectives réelles pour les différentes valeurs de $\sigma`_c$ et pour, respectivement, la première et la troisième séries d'essais. Ces figures montrent la mobilisation de la résistance au cisaillement non drainée, au milieu de l'échantillon, en fonction de la contrainte de consolidation pour tous les essais effectués sur les échantillons préconsolidés à 200 kPa.

Dans la perspective de comparer la valeur de l'angle de frottement effectif $\phi`$ obtenue avec l'essai d'expansion en déformation plane avec celle qu'on obtient avec l'essai triaxial standard, nous avons tracé sur la figure (7-57) seulement les cheminements effectifs de l'argile normalement consolidée étant donné que $\phi`$ est un paramètre caractéristique du sol normalement consolidé. Nous trouvons, en traçant les deux lignes de rupture qui constituent les deux limites entre lesquelles se trouve la valeur réelle de $\phi`$, que la valeur de cette dernière se situe entre 28.8° et de 30.3°. Le tableau (6-1), par ailleurs, indique que cette valeur est de l'ordre de 28° pour l'essai triaxial standard. Encore une fois on trouve que les paramètres de résistance de l'argile obtenus avec l'essai d'expansion, en déformation plane, effectué sur un échantillon cylindrique creux sont légèrement supérieurs à ceux de l'essais triaxial.

7.2.4 Comparaison entre le comportement réel et idéalisé

Dans cette section, nous allons examiner les différentes idéalisations citées dans la littérature, soit de la loi de comportement du matériau soit de la courbe d'expansion, et comparer la distribution des contraintes à travers l'échantillon, les cheminements des contraintes totales suivis par des éléments à l'intérieur du sol et les différents paramètres obtenus avec telle ou telle autre idéalisation.

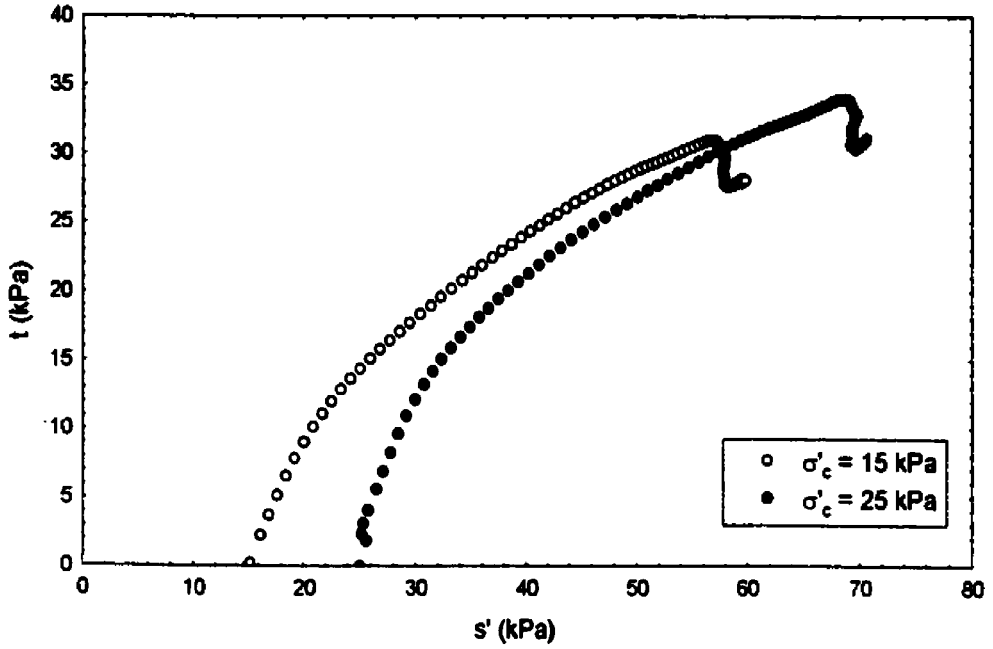


Figure (7-54) : cheminements des contraintes effectives pour les essais triaxiaux standards

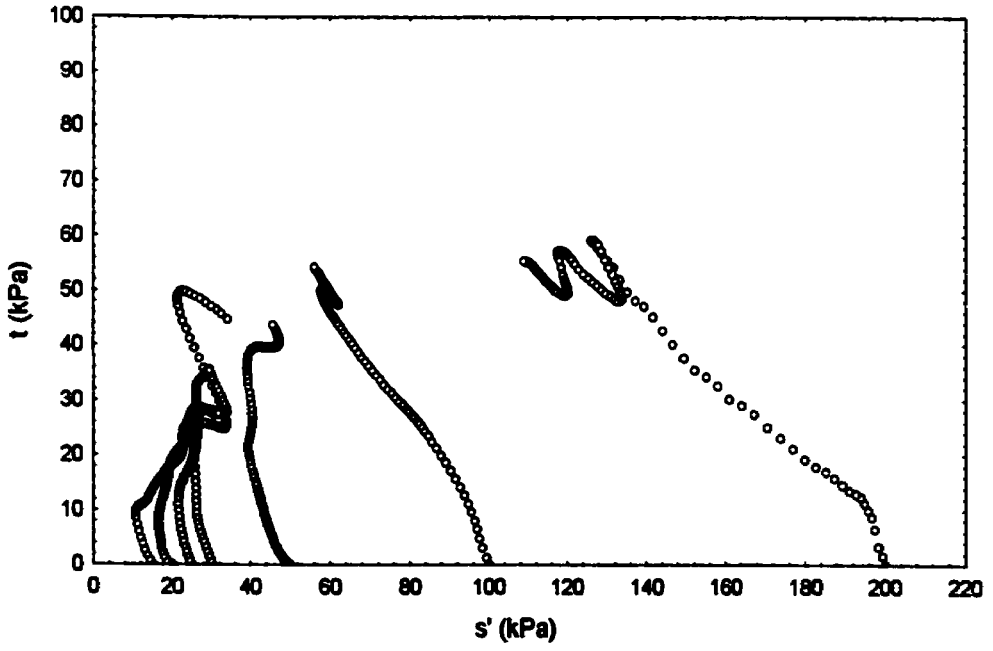


Figure (7-55) : ensemble des cheminements des contraintes effectives, au milieu de l'échantillon, pour la première série d'essais

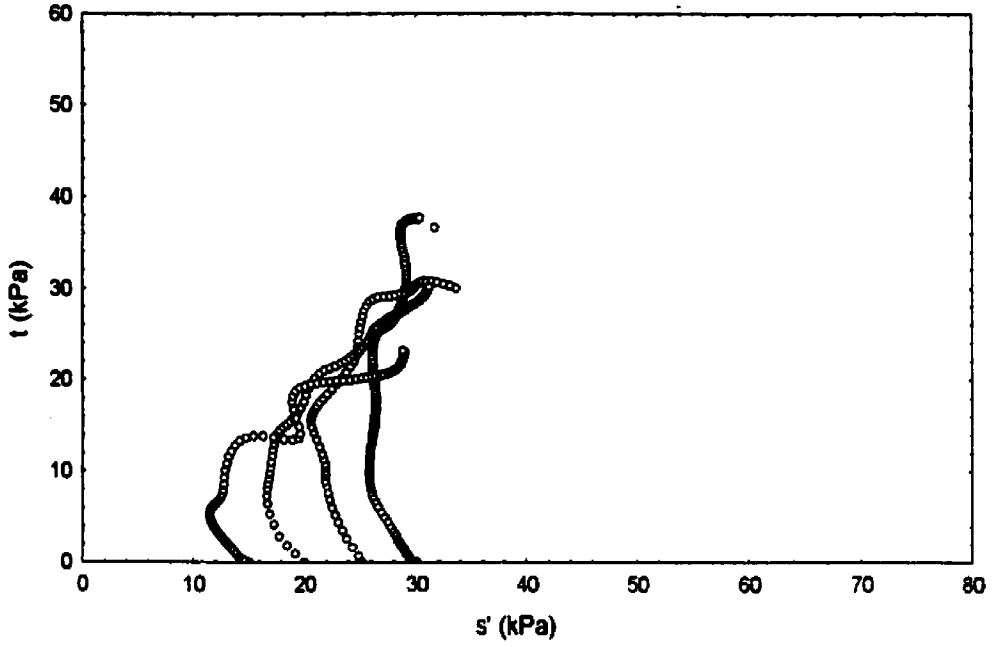


Figure (7-56) : ensemble des cheminements des contraintes effectives, au milieu de l'échantillon, pour la troisième série d'essais

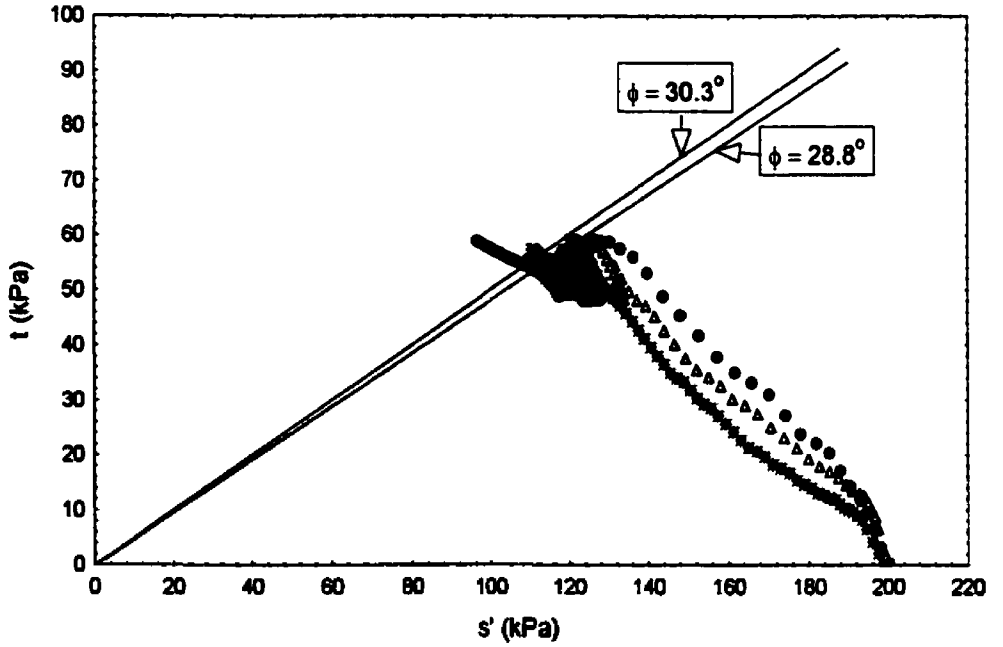


Figure (7-57) : cheminements des contraintes effectives de l'argile normalement consolidée

7.2.4.1 Comparaisons des courbes contrainte - déformation

Nous avons mentionné dans le chapitre 2, qu'afin de faciliter la détermination des paramètres du sol ou encore pour éviter la dispersion des points dans la courbe contrainte - déformation lors de la dérivée de la courbe d'expansion, plusieurs auteurs, tels que Denby et Clough (1980), Arnold (1981), Juran et BenSaid (1987), ont approximé cette courbe, dans un milieu infini, à une relation hyperbolique entre la pression et la déformation intérieure comme : $\Delta P_i = \frac{\varepsilon_i}{a + b\varepsilon_i}$ où a et b sont des paramètres qui sont à déterminer à partir des données expérimentales. Ainsi, ces auteurs ont interprété, selon la méthode utilisée, la relation qui découle d'une telle approximation au lieu d'interpréter la courbe d'expansion réelle.

Nous avons remarqué que l'allure des courbes d'expansion obtenues dans le cylindre creux, dans tous les types d'essais, suggère qu'une approximation hyperbolique s'y adapte très bien. Dans cette perspective, nous avons tracé aux figures (A. 1) à (A. 13), en annexe A, les courbes d'expansion réelles et les relations hyperboliques correspondantes pour tous les essais d'expansion que nous avons effectués; les équations des courbes hyperboliques sont inscrites sur les graphes. À partir de ces figures, nous constatons, qu'effectivement, une relation du type hyperbolique s'ajuste très bien aux données réelles car le coefficient de corrélation R est, dans tous les cas, supérieur à 98%. Une fois que l'équation de la courbe est déterminée, nous avons utilisé l'approche théorique proposée dans cette thèse pour l'interprétation de la courbe hyperbolique. Les fonctions de cisaillement sont donc obtenues en suivant les étapes exposées au paragraphe 7.2.1 et sont tracées sur les mêmes figures précédentes en même temps que les courbes de cisaillement réelles. On remarque que cette approximation élimine la dispersion des points et donne une allure plus lisse de la courbe de cisaillement. Il est bien entendu qu'une approximation de ce genre ne prend pas en compte les variations instantanées et ponctuelles qui peuvent avoir lieu à un moment ou à un autre dans l'échantillon mais plutôt les variations moyennes de tout l'échantillon ce qui donne une image plus globale

du comportement du sol. Cependant, l'inconvénient principal de cette approximation est qu'elle prédit nécessairement, lorsqu'elle est utilisée pour un milieu infini, un comportement présentant un écrouissage négatif *"strain softening"* avec $\tau_{max} = 1/4b$ (Arnold 1981).

L'autre idéalisation que nous allons examiner concerne l'assimilation du comportement du sol à un modèle théorique. Nous avons mentionné au chapitre 2 que les deux théories les plus répandues pour étudier et interpréter les accroissements des contraintes, lors d'une expansion de cavité cylindrique, dans un cylindre creux sont la théorie linéaire élastique et élastique parfaitement plastique. L'allure de la courbe d'expansion obtenue pour tous les essais que nous avons effectués met en évidence que l'assimilation du comportement réel à un comportement linéaire élastique est complètement irréaliste étant donné que ce dernier modèle prédit une courbe d'expansion linéaire en fonction du volume injecté ce qui est loin d'être le cas. Pour cette raison nous allons limiter la discussion et l'analyse dans cette section à un comportement, plus raisonnable et plus largement utilisé, qui est le modèle élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca. Pour ce faire, nous allons utiliser les équations que nous avons développées dans le chapitre 3, dans le cas général, pour procéder à l'interprétation. Nous notons, cependant, qu'au paragraphe 7.2.4.4., nous présenterons quelques comparaisons entre les résultats numériques obtenus avec le modèle de Cam Clay Modifié et les résultats expérimentaux.

Les deux paramètres nécessaires dont le modèle élastique parfaitement plastique a besoin sont la cohésion non drainée c_u et le module de cisaillement G. La question qui se pose à ce niveau est : quelle valeur de G faut-il prendre pour se rapprocher du comportement réel du sol ? La valeur de G_{max} ou de G_{sec}?

Pour répondre à cette question et, en même temps, pour montrer l'effet de l'assimilation du comportement réel du sol à un comportement élastique parfaitement plastique sur la courbe d'expansion, nous avons idéalisé la courbe contrainte déformation réelle obtenue pour l'essai qui a une contrainte de consolidation de 20 kPa, dans la première série,

comme étant élastique parfaitement plastique ayant, d'une part une valeur de c_u de 38 kPa et d'autre part, deux différentes valeurs de G, l'un correspond à G_{max} et l'autre à G_{sec} comme indiqué à la figure (7-58). À partir de ces deux courbes contrainte – déformation idéalisés, nous avons utilisé les étapes exposées au paragraphe 7.2.1, mais dans le sens inverse, pour trouver les courbes d'expansion correspondantes. La figure (7-58) montre que les deux courbes d'expansion obtenues à partir de l'idéalisation élastique parfaitement plastique avec G_{max} et G_{sec} sont différentes de la courbe d'expansion réelle surtout dans la partie élastique qui dépend considérablement de la valeur de G. Cependant, la courbe utilisant G_{max} comme valeur du module de cisaillement donne des résultats plus proches de la réalité que G_{sec}. En fin d'expansion, les deux courbes d'expansion idéalisées se rapprochent, toutes les deux, de la courbe réelle. Ceci montre l'importance de bien choisir la valeur de G lors de l'assimilation au modèle élastique parfaitement plastique.

Nous avons tracé sur les figures (7-59) et (7-60) τ_{mod}, telle que défini au paragraphe 7.2.2, en fonction de la déformation naturelle du bord intérieur de la cavité $\bar{\gamma}_{ri}$ pour les essais correspondant à σ'_c de 20 et 50 kPa, dans la première série, respectivement. La figure (7-59) inclut également les valeurs τ_{mod} correspondantes aux deux courbes d'expansion qui ont été obtenues à partir de l'idéalisation élastique parfaitement plastique précédente. Sur les mêmes figures nous avons présenté aussi les valeurs τ_{mod} qui correspondent à une approximation hyperbolique de la courbe d'expansion. Nous constatons que pour le modèle élastique parfaitement plastique, les valeurs τ_{mod} sont pratiquement constantes dans la partie élastique et sont beaucoup plus élevées que les valeurs réelles dans cette partie. Cependant, ces valeurs commencent à diminuer sensiblement dès que la plastification est atteinte sur la paroi intérieure de la cavité et se rapprochent, petit à petit, des valeurs réelles. D'autre part, on remarque que la valeur initiale τ_{mod} est très sensible au module de cisaillement où plus G est élevé, plus cette valeur initiale est élevée. Les deux figures montrent, également, que les valeurs de τ_{mod} qui correspondent à l'approximation hyperbolique sont très proches des valeurs réelles.

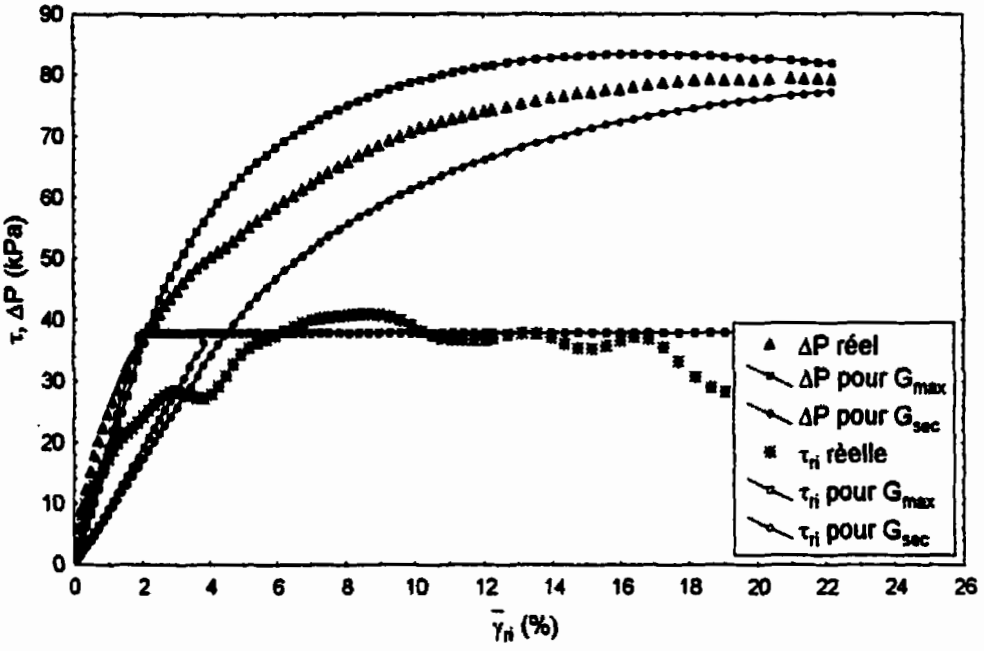


Figure (7-58) : courbe d'expansion correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la première série d'essais

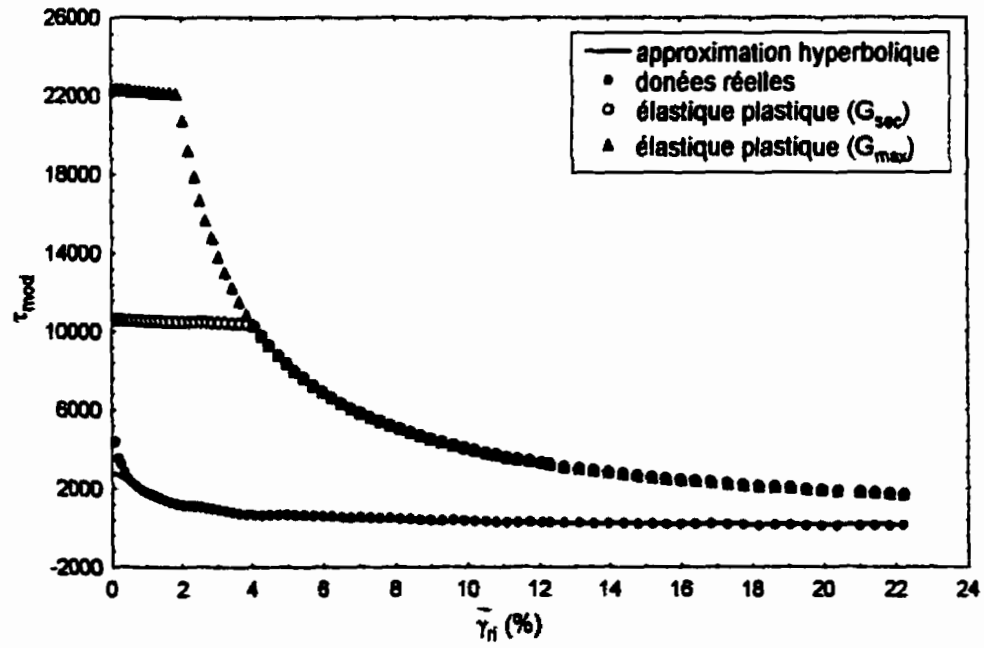


Figure (7-59) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique et à une approximation hyperbolique pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la première série d'essais

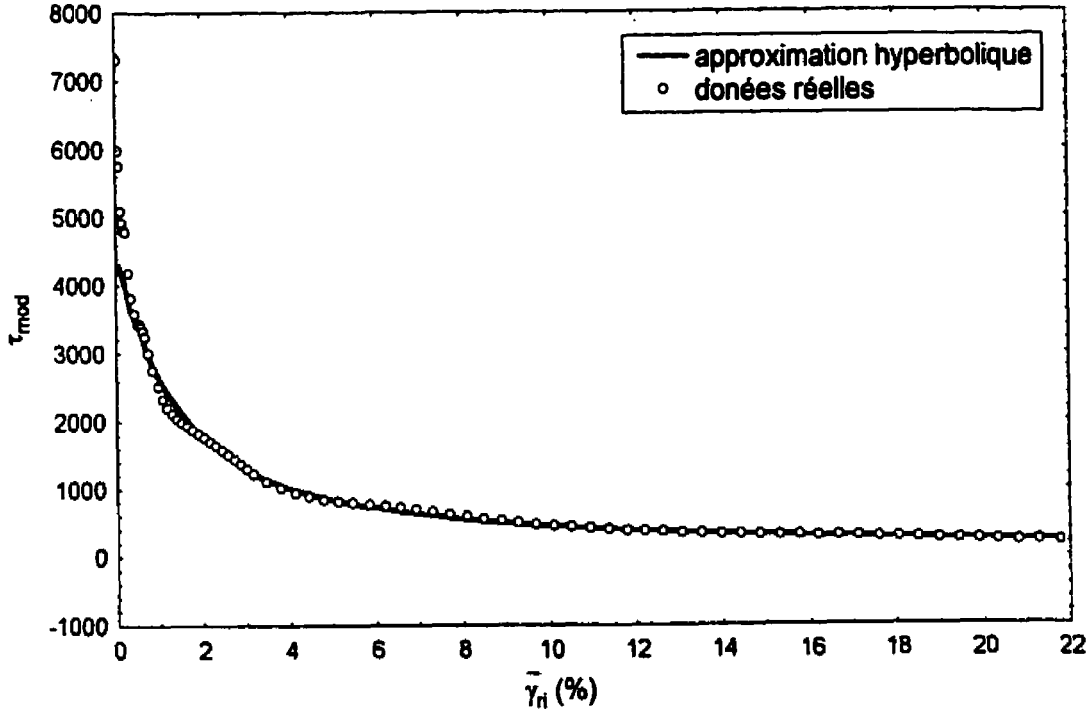


Figure (7-60) : variation de τ_{mod} en fonction de $\bar{\gamma}_{ri}$ correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais

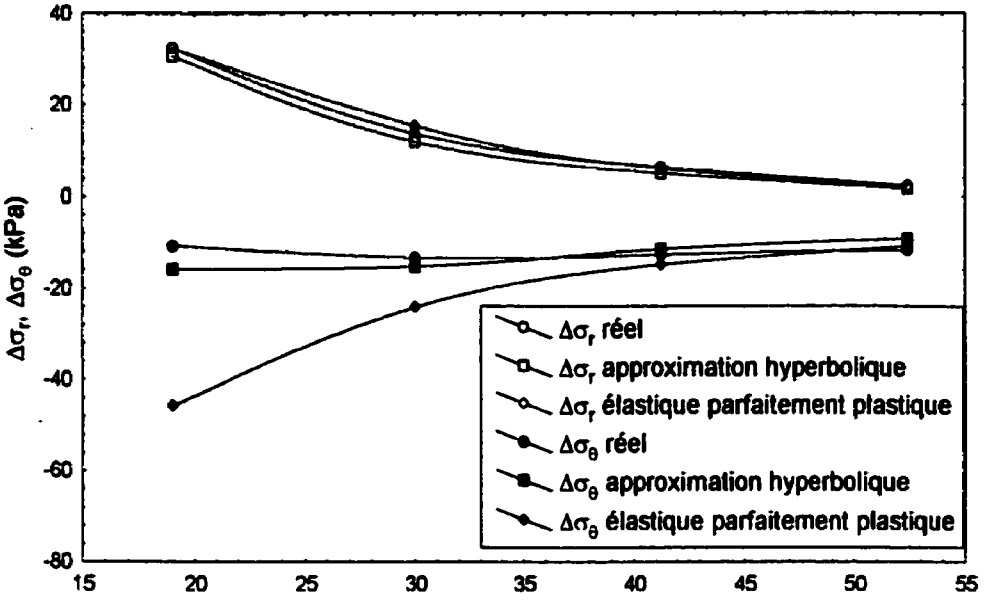
7.2.4.2 Comparaisons de la distribution et de l'évolution des contraintes

Afin d'analyser l'évolution et la distribution des contraintes à travers l'échantillon, nous avons choisi d'introduire les valeurs réelles de c_u et G_{max}, telles que trouvées dans le paragraphe 7.3.1 et dont les valeurs sont résumées aux tableaux (7-1), (7-2) et (7-3) et dans les équations du chapitre 3. Ainsi, à partir de la courbe d'expansion réelle, l'évolution et la distribution des contraintes radiales et tangentielle à travers l'échantillon sont déterminées comme si le comportement du sol était élastique parfaitement plastique.

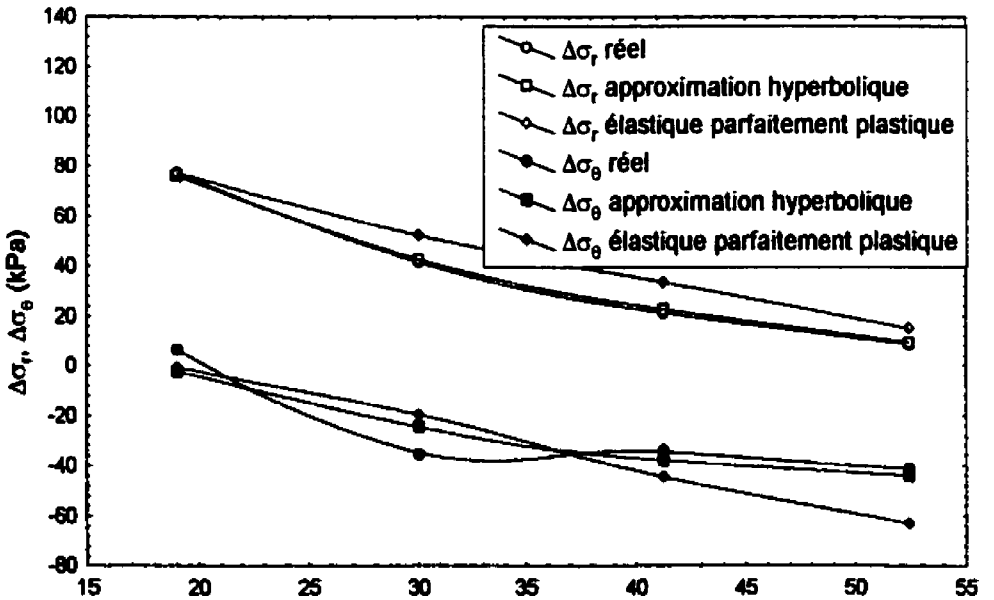
Les figures (7-61 a et b), (7-62 a et b), (7-63 a et b), (7-64 a et b) et (7-65 a et b) présentent la distribution des contraintes totales, radiale et tangentielle, réelles et celle obtenue à partir d'une approximation hyperbolique et d'une assimilation élastique parfaitement plastique pour, respectivement, $\sigma`_c$ de 20, 50 et 200 kPa en ce qui concerne la première série d'essai, $\sigma`_c$ de 20 kPa pour la troisième série et $\sigma`_c$ de 25 kPa pour la deuxième série. Les valeurs de la déformation naturelle à l'intérieur de la cavité $\bar{\gamma}_{ri}$ correspondant à chacune des courbes sont indiquée sur les figures.

Nous remarquons qu'en général, les contraintes radiales obtenues avec les deux approximations concordent très bien avec les contraintes radiales réelles bien que les valeurs que prédit le modèle élastique parfaitement plastique sont, à quelques exceptions prés, légèrement plus élevées que les valeurs réelles. Cette différence est, bien entendu, un peu plus importante pour des valeurs élevées de la déformation intérieure.

Là où les différences sont considérables, c'est dans la distribution de la contrainte tangentielle où on remarque que la variation réelle de σ_θ à travers l'échantillon, surtout pour de faibles déformations intérieures, est beaucoup moins importante que celle que la théorie élastique parfaitement plastique prédit. Par exemple, en observant la figure (7-61 a), qui correspond à une contrainte de consolidation de 20 kPa dans la première série d'essais, on trouve que σ_θ a varié, pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 1.5%, de –46 à –12 kPa entre les bords intérieur et extérieur du cylindre creux au moment où la contrainte réelle est restée pratiquement constante.

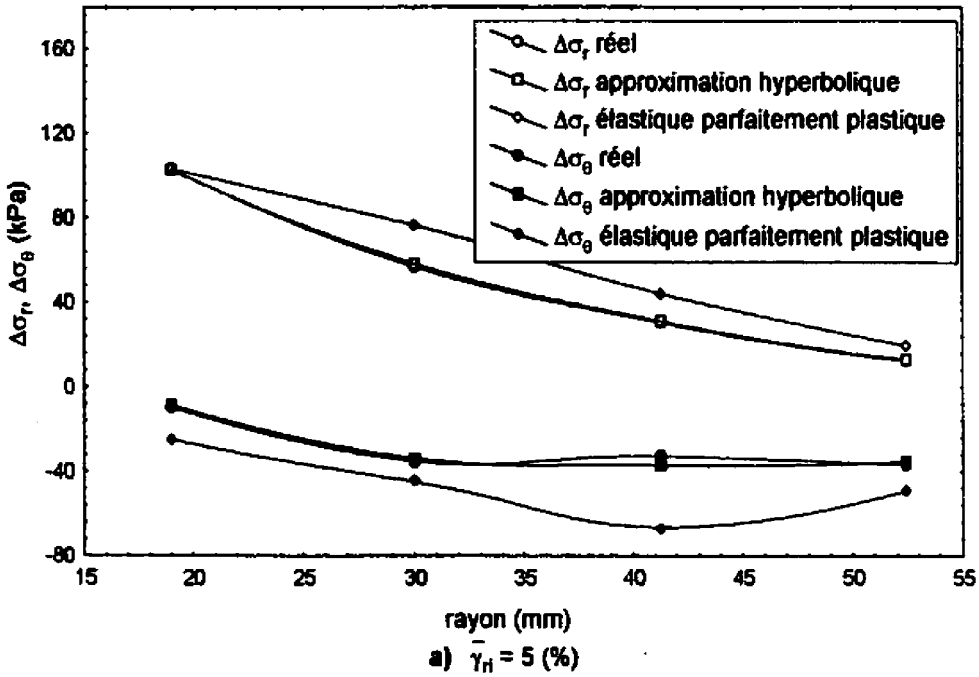


a) $\bar{\gamma}_{fi} = 1.5$ (%)



b) $\bar{\gamma}_{fi} = 15$ (%)

Figure (7-61) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la première série d'essais



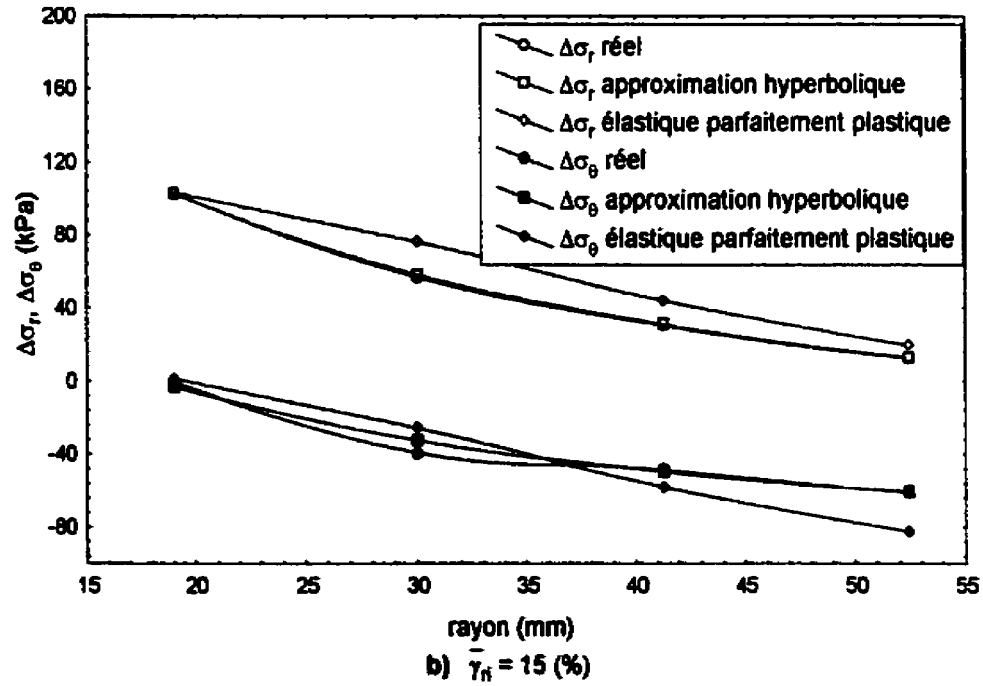
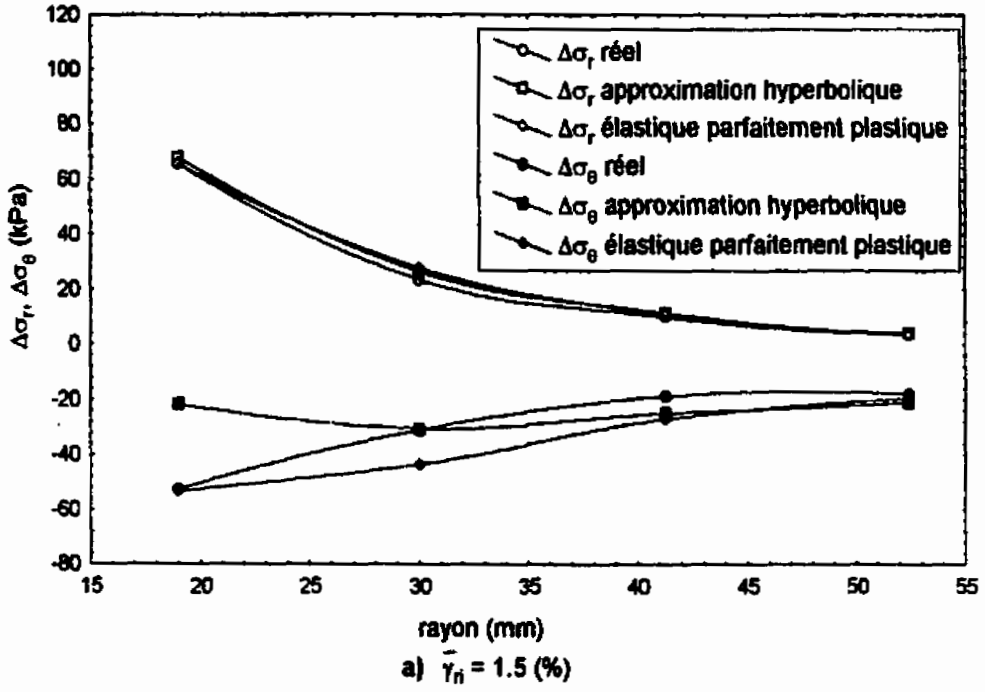
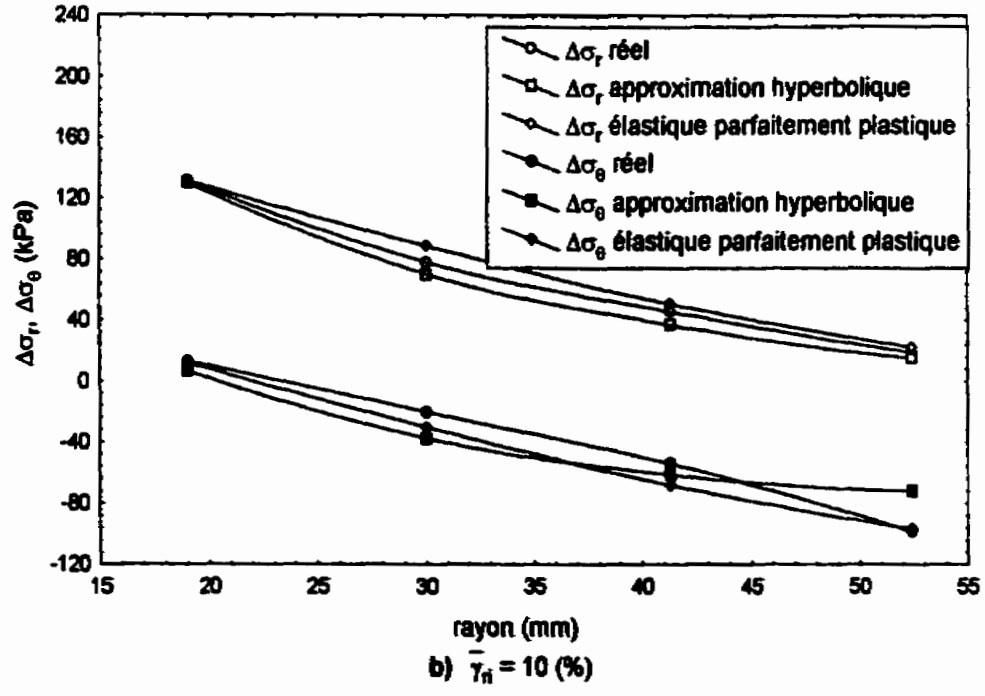


Figure (7-62) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour $\sigma`_c$ = 50 kPa dans la première série d'essais

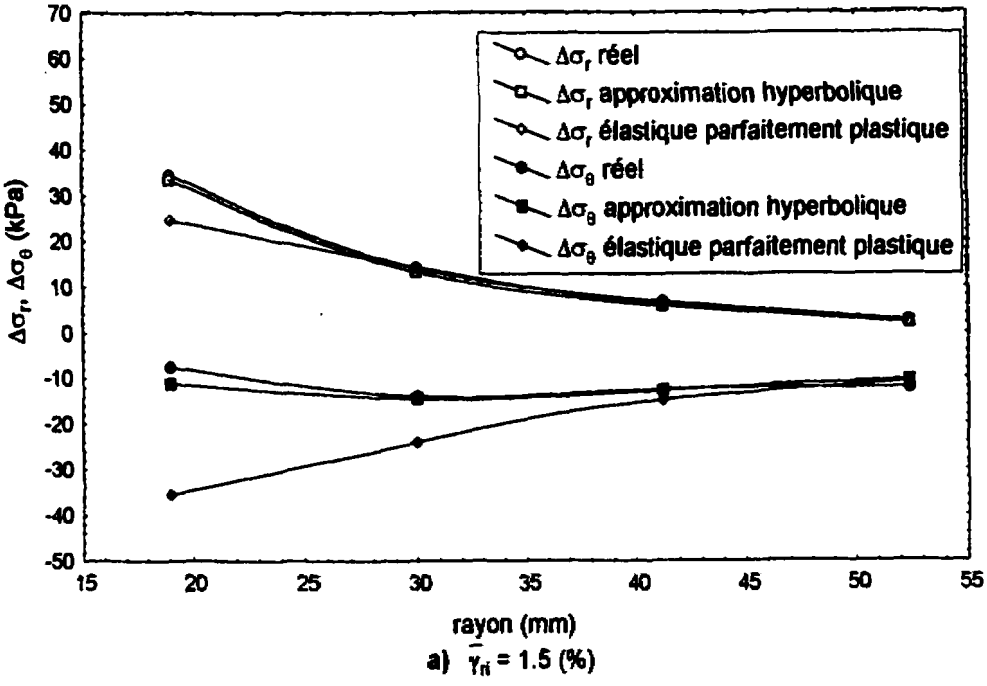


a) $\bar{\gamma}_{ri} = 1.5$ (%)

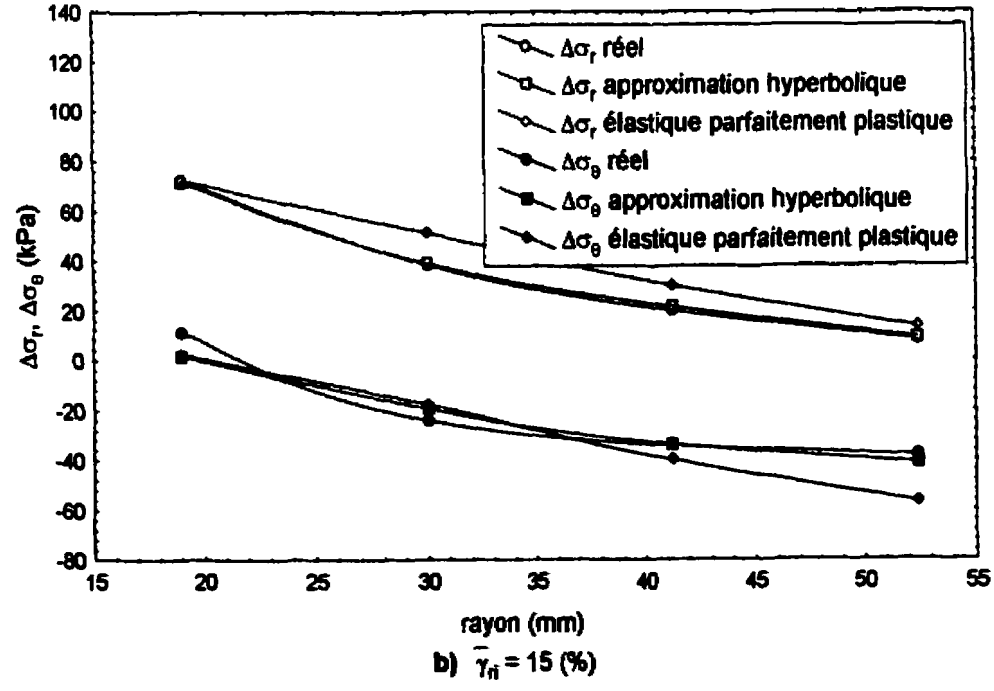


b) $\bar{\gamma}_{ri} = 10$ (%)

Figure (7-63) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour $\sigma'_c = 200$ kPa dans la première série d'essais

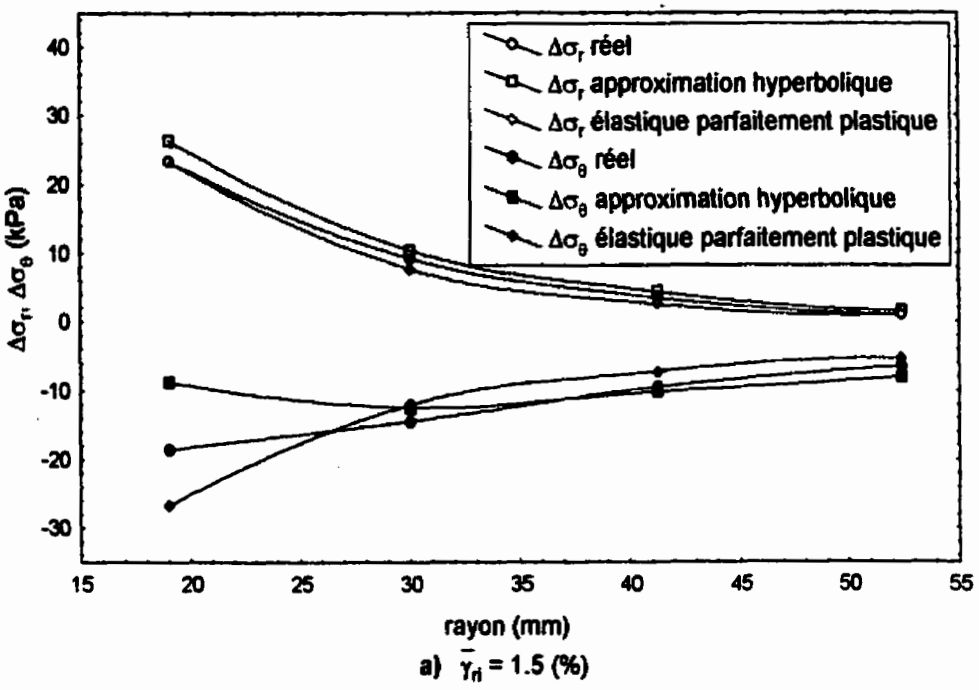


a) $\bar{\gamma}_{ri} = 1.5$ (%)

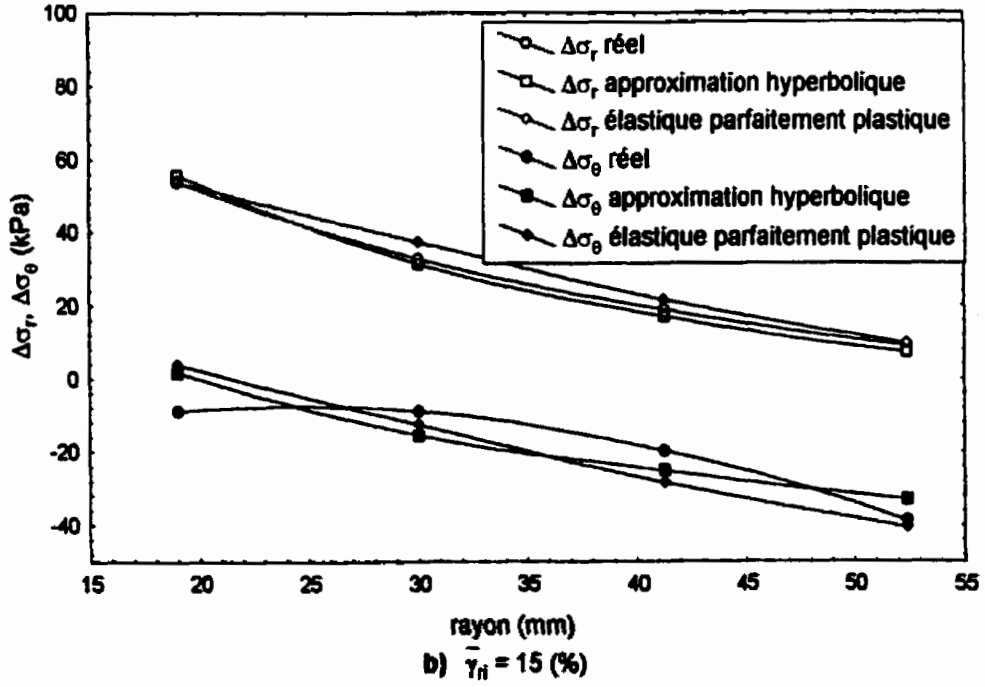


b) $\bar{\gamma}_{ri} = 15$ (%)

Figure (7-64) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais



a) $\bar{\gamma}_{fi}$ = 1.5 (%)



b) $\bar{\gamma}_{fi}$ = 15 (%)

Figure (7-65) : distribution des contraintes totales radiale et tangentielle selon différentes idéalisations pour $\sigma`_c$ = 25 kPa dans la deuxième série d'essais

En général, on remarque que, pour de faibles déformations intérieures, l'idéalisation élastique parfaitement plastique prédit des valeurs de σ_θ bien inférieures aux valeurs réelles surtout dans la zone proche de la cavité. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la cavité, ces valeurs se rapprochent des valeurs réelles ou même, pour l'argile naturelle, elles deviennent légèrement plus grandes. Il est à noter que pour ces valeurs de déformation le comportement de l'échantillon est, selon la théorie élastique parfaitement plastique, élastique dans tout l'échantillon car la plastification ne commence que pour des valeurs de $\bar{\gamma}_{ri}$ de 3 à 4 %. Quand les déformations intérieures $\bar{\gamma}_{ri}$ atteignent des valeurs de 10 à 15%, l'échantillon est au complet en état plastique et on voit que les valeurs de σ_θ prédites par l'idéalisation élastique parfaitement plastique sont plus proches des valeurs réelles dans la zone de fortes déformations et prennent des valeurs légèrement inférieures dans la zone située loin de la cavité. Il est à noter, par ailleurs, que dans la zone qui n'est pas soumise à de fortes déformations, les valeurs de σ_θ réelles sont beaucoup plus uniformes que celles qu'on obtient avec le modèle élastique parfaitement plastique. Cela apparaît bien sur la figure (7-62 a) qui concerne l'argile consolidée à 50 kPa dans la première série où pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 5%, les deux zones élastique et plastique coexistent avec un rayon plastique r_p de l'ordre de 4.1 cm. On remarque que dans la zone plastique les valeurs de σ_θ réelles et idéalisées suivent la même tendance alors qu'un peu plus loin (zone élastique), pendant que les valeurs idéalisées se mettent à augmenter rapidement de –66 kPa, qui correspond à la valeur minimum au rayon plastique, jusqu'à –48 kPa au bord extérieur, les contraintes réelles marquent un palier dans cette zone élastique.

L'approximation hyperbolique, quant à elle, donne des valeurs de σ_θ beaucoup plus proches des valeurs réelles que celle du modèle élastique parfaitement plastique et reflète, en quelque sorte, le comportement réel global du sol qui n'est pas influencé par la non homogénéité du matériau. En d'autres termes, pour une déformation intérieure donnée, les valeurs de σ_r et σ_θ, obtenues pour une approximation hyperbolique, sont plus élevées ou plus faibles que les valeurs réelles selon que la pente de la courbe hyperbolique, pour cette déformation, soit plus élevée ou plus faible que la pente réelle.

Nous avons analysé, jusqu'à présent, la distribution des contraintes totales radiale et tangentielle à travers l'échantillon pour des valeurs données de déformation à l'intérieure de la cavité. Dans ce qui suit, nous allons discuter de l'évolution de la contrainte tangentielle réelle et de celle que l'on obtient avec les différentes idéalisations, au milieu de l'échantillon, en fonction du volume injecté. Nous montrons sur les figures (7-66), (7-67), (7-68) et (7-69) cette évolution pour, respectivement, les contraintes de consolidation de 20 et 100 kPa pour la première série, de 20 kPa pour la troisième et de 25 kPa pour la deuxième. Les évolutions de σ_θ pour les autres essais sont présentées en annexe B.

Ces figures montrent que l'évolution de σ_θ que prédit le modèle élastique parfaitement plastique suit à peu près le même cheminement que l'évolution réelle de σ_θ jusqu'à un changement de volume intérieur de l'ordre de 2000 mm^3 pour les échantillons préconsolidés à 200 kPa. À partir de là, ces valeurs s'éloignent très rapidement, à mesure que l'expansion progresse, jusqu'au moment où le modèle élastique parfaitement plastique atteint le critère de rupture au point considéré (le milieu de l'échantillon); à partir de ce point, les valeurs de σ_θ prédites par la théorie élastique parfaitement plastique commencent à augmenter et à se rapprocher, petit à petit, des valeurs réelles jusqu'à ce que le rayon plastique atteint le bord extérieur de l'échantillon où elles restent constantes jusqu'à la fin de l'essai. En d'autres termes, la comparaison montre que l'évolution réelle de σ_θ est très différente, dans la phase élastique, de celle que la théorie élastique parfaitement plastique prédit. Cette différence atteint un maximum au moment où l'état des contraintes, dans le point en question, passe d'un état élastique à un état plastique. À partir de ce moment, les deux comportements commencent à se rapprocher et ne se rejoignent qu'en fin d'expansion.

D'autre part, il parait clair qu'en général, les valeurs prédites par la théorie élastique parfaitement plastique sont supérieures, en valeur absolue, aux valeurs réelles et cette différence semble être dépendante de l'OCR où plus l'argile est surconsolidée plus cette différence a tendance à augmenter. En d'autres termes, on remarque que l'évolution réelle de σ_θ est plus proche de la théorie élastique parfaitement plastique pour les argiles

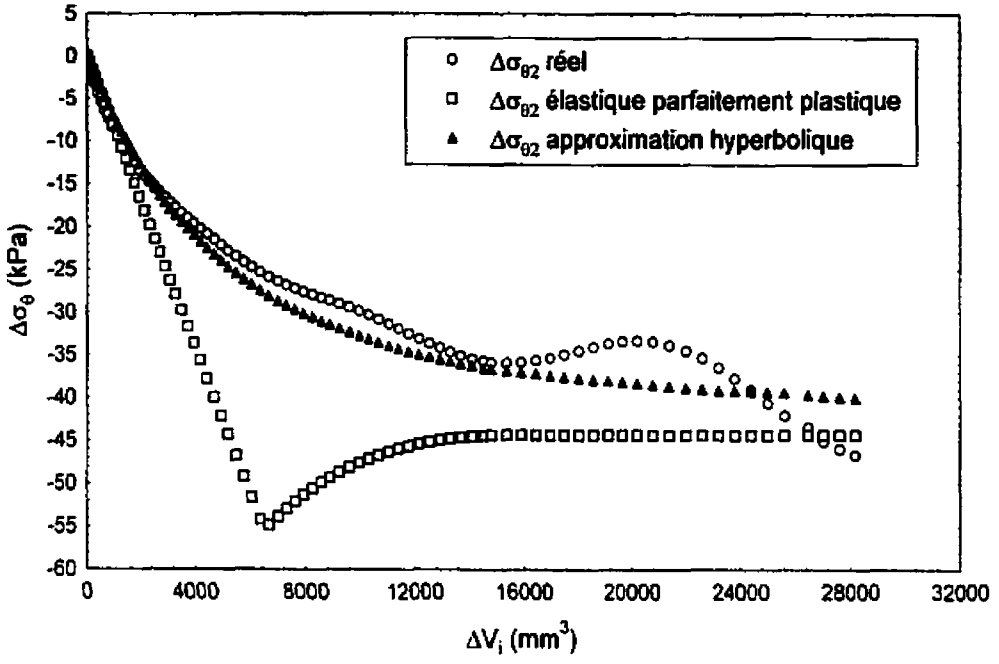


Figure (7-66) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la première série d'essais

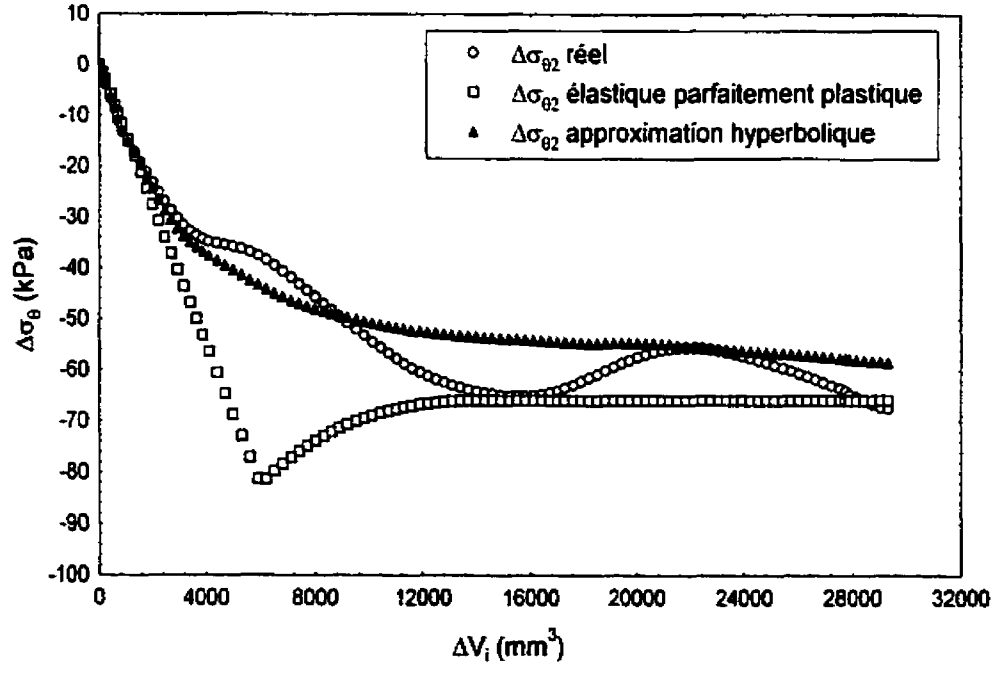


Figure (7-67) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 100$ kPa dans la première série d'essais

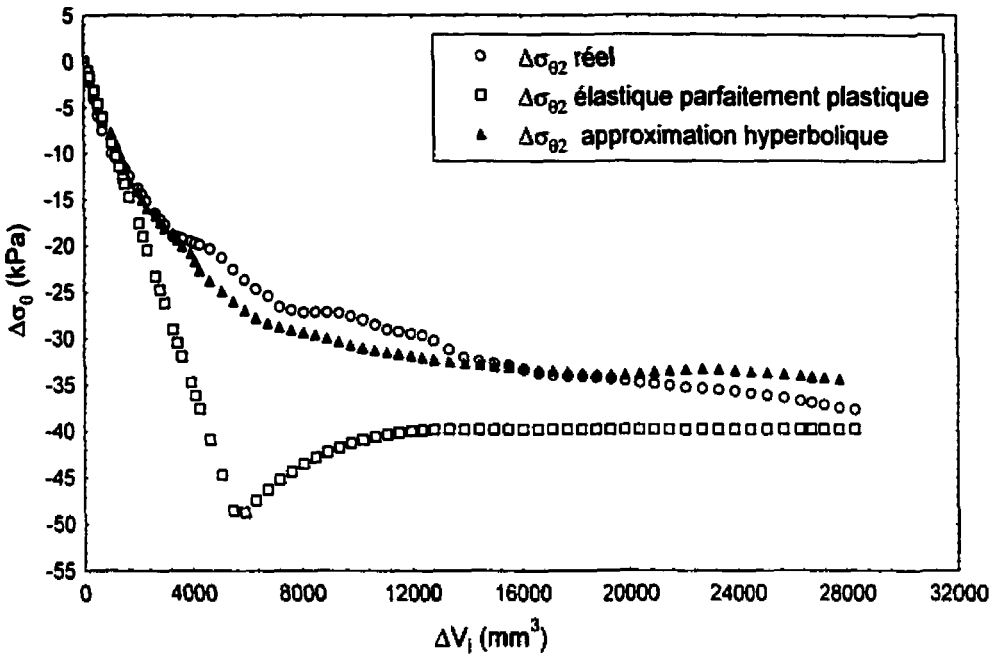


Figure (7-68) : évolution de $\Delta\sigma_{\theta}$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais

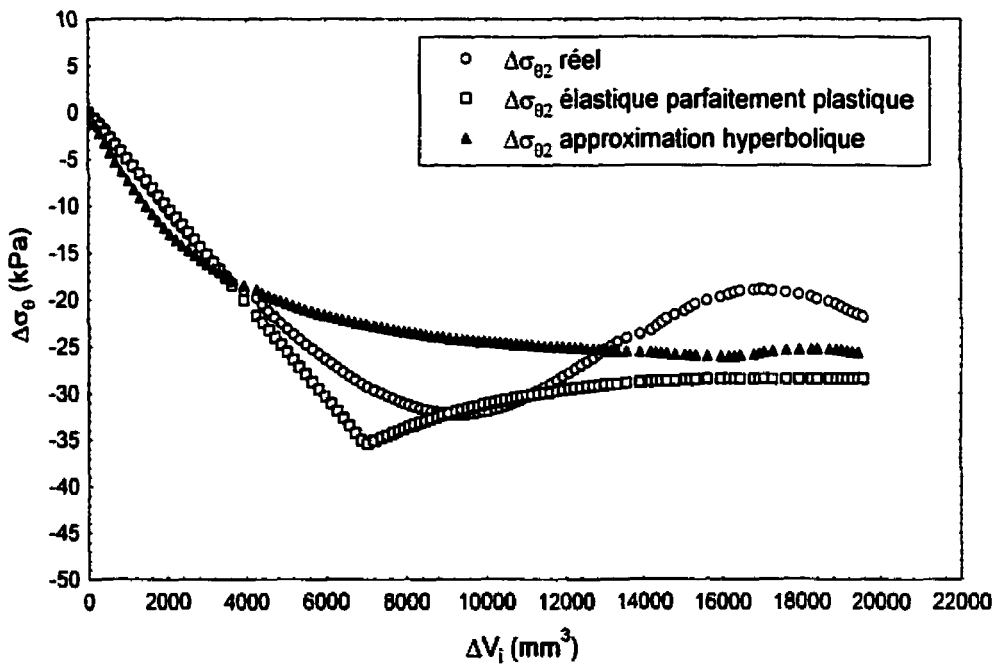


Figure (7-69) : évolution de $\Delta\sigma_{\theta}$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la deuxième série d'essais

naturelles et l'argile normalement consolidée que pour les argiles fortement surconsolidée.

Les valeurs de σ_θ qui correspondent à une approximation hyperbolique de la courbe d'expansion diminuent continuellement depuis le début et jusqu'à la fin de l'expansion. Cette diminution est plus importante au début de l'essai que vers la fin. Par exemple, on remarque que, pour l'échantillon consolidé à 100 kPa dans la première série, la variation de σ_θ est de 37 kPa pour les premier 4000 mm^3 injecté dans la cavité alors qu'elle n'est que 17 kPa pour les 12000 mm^3 suivants et de 4 kPa pour les derniers 12000 mm^3.

Bien que cette approximation semble avoir l'allure d'être la moyenne de la variation réelle, il semble, cependant, qu'elle cache le changement réel que traverse l'évolution de σ_θ durant l'expansion. Or, étant donné qu'elle marque une diminution continue de σ_θ, il n'est pas possible de prédire à quel moment l'écoulement commence à avoir lieu au point considéré.

Nous avons limité, jusqu'à maintenant, la discussion aux contraintes totales sans évoquer l'évolution des contraintes effectives que prédit le modèle élastique parfaitement plastique. Ceci est en raison que la surpression interstitielle qui se développe à travers l'échantillon telle que prédite par cette théorie est très différente du comportement réel. Pour illustrer ceci, nous avons tracé aux figures (7-70), (7-71) et (7-72) l'évolution de la pression interstitielle, telle que donnée par le modèle élastique parfaitement plastique, aux éléments situés à 3, 4.1 et 5.2 cm du centre de la cavité correspondant à u_1, u_2 et u_3, respectivement, pour la contrainte de consolidation de 15 et 100 kPa en ce qui concerne la première série d'essai et de 10 kPa pour la deuxième série. Ces figures montrent que les pressions interstitielles diminuent linéairement en fonction de la déformation quand le comportement, au point considéré, est élastique. Quand la plastification commence, cependant, elles se mettent à augmenter et continuent ainsi jusqu'à ce que le rayon plastique atteint le bord extérieur où, à partir de ce moment, elles restent constantes. Une comparaison avec l'évolution des pressions interstitielles réelles pour les mêmes essais présentées aux figures (6-3), (6-7) et (6-10) respectivement, montrent que les deux comportements sont très différents. Ceci est dû évidemment au fait que l'indice de

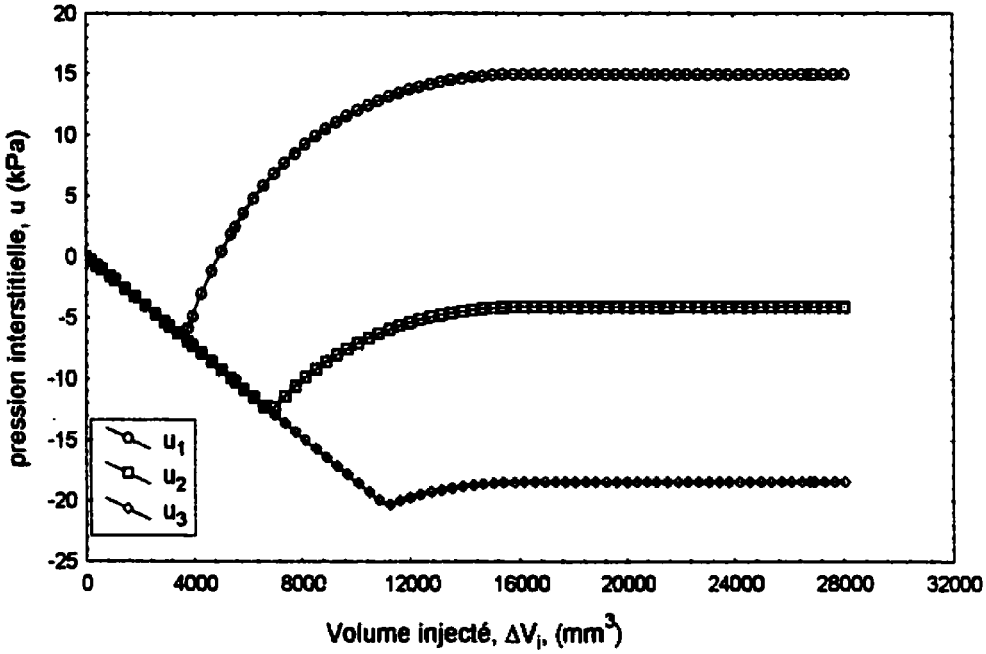


Figure (7-70) : évolution de u correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique, pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la première série d'essais

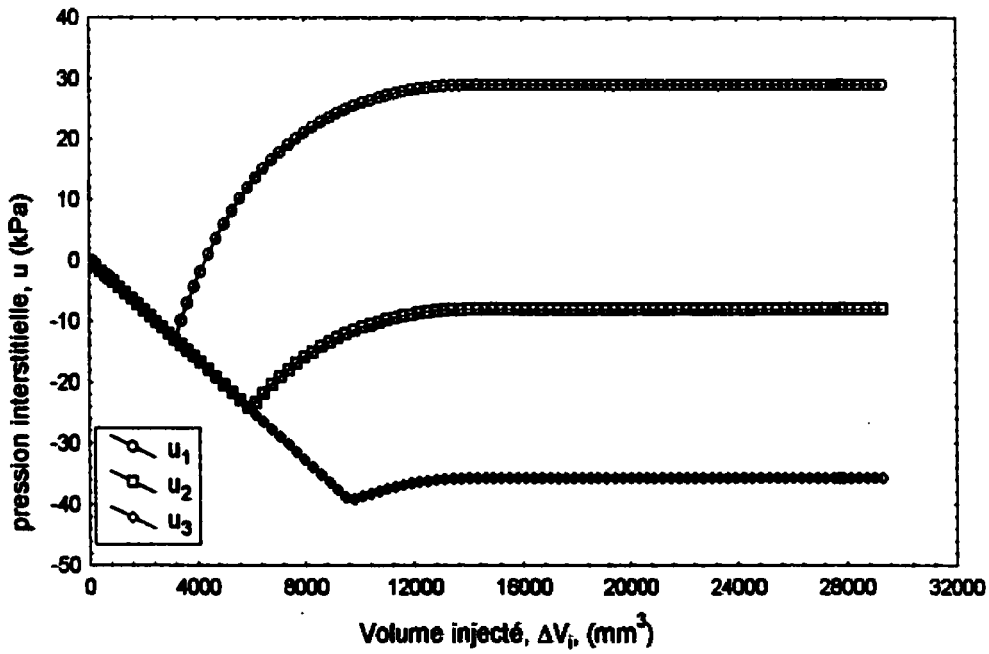


Figure (7-71) : évolution de u correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique, pour $\sigma'_c = 100$ kPa dans la première série d'essais

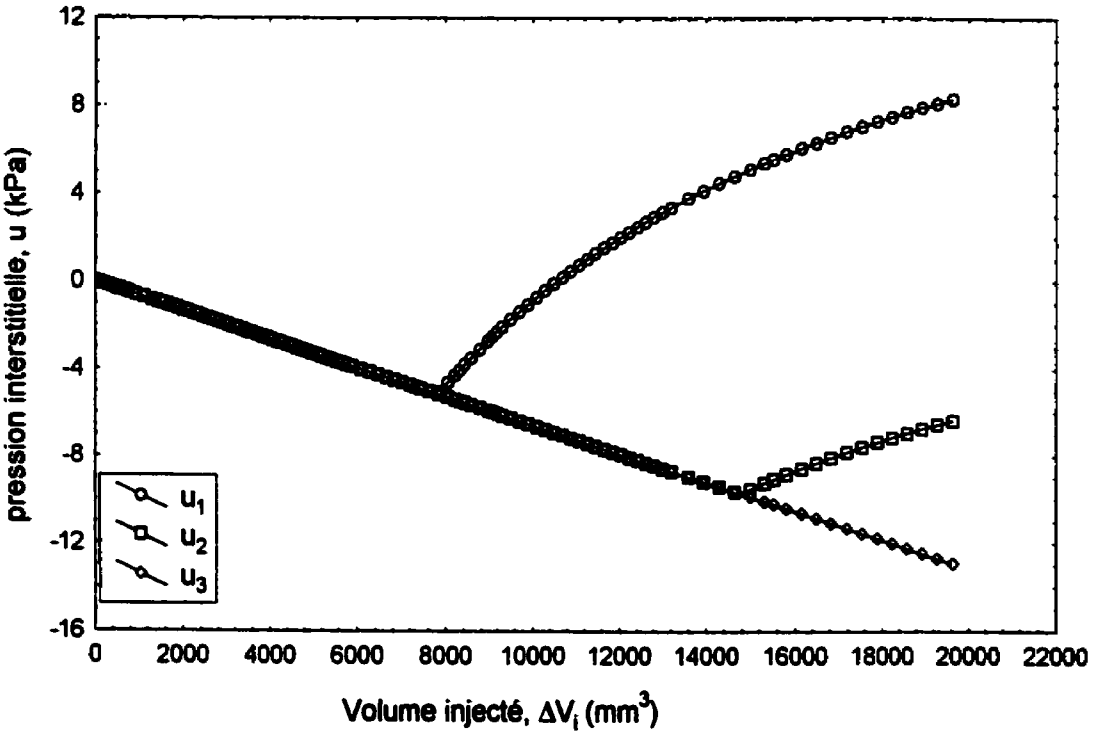


Figure (7-72) : évolution de u correspondant à une assimilation élastique parfaitement plastique, pour $\sigma'_c = 10$ kPa dans la deuxième série d'essais

surconsolidation, sur lequel dépend considérablement l'évolution réelle de la pression interstitielle, n'est pas pris en compte dans la formulation du modèle théorique. Ceci montre, en quelque sorte, une des limites principales et la plus importante de la théorie élastique parfaitement plastique.

7.2.4.3 Comparaisons des cheminements des contraintes

Finalement, tel qu'illustré en annexe C, nous avons tracé, pour tous les essais d'expansion, les cheminements des contraintes totales aux points situés à des distances de 3, 4.1 et 5.2 cm du centre de la cavité selon la théorie élastique parfaitement plastique d'une part, et ceux obtenue par une approximation hyperbolique de la courbe d'expansion d'autre part. Sur les même figures apparaissent également les cheminements réels afin de rendre la comparaison plus facile.

En observant ces figures on constate qu'initialement, les états des contraintes réelles et idéalisées, pour les trois éléments, suivent le même cheminement mais, pour ε_i de l'ordre de 2%, le cheminement réel du premier élément (r = 3 cm) commence à dévier de celui du comportement élastique parfaitement plastique suivi, un peu plus tard, par le cheminement du deuxième élément. Ces deux cheminements, réel et idéalisé, continuent à s'éloigner l'un de l'autre jusqu'à ce que la plastification commence, pour le modèle élastique parfaitement plastique, à avoir lieu dans l'élément en question. À ce moment, ce dernier cheminement commence à se rapprocher, à nouveau, du cheminement réel. On remarque, par ailleurs, que l'état des contraintes, réelles et idéalisées, du troisième élément situé le plus loin de la cavité, suit toujours le même cheminement.

Cette comparaison indique que, contrairement au modèle élastique parfaitement plastique, l'écoulement dans la zone proche de la cavité, commence à avoir lieu réellement pour de très faibles valeurs de volume d'eau injecté à l'intérieur de la cavité, alors que loin de la cavité (troisième élément), là où les déformations sont faibles, l'écoulement n'est jamais atteint et par conséquent, le cheminement réel a la même

inclinaison et suit de très près celui du modèle élastique parfaitement plastique jusqu'à la fin de l'essai.

On note, par ailleurs, que les remarques concernant la distribution des contraintes et la fonction de cisaillement déduites, toutes les deux, à partir d'une approximation hyperbolique de la courbes d'expansion, s'appliquent également sur les cheminements des contraintes qui découlent d'une telle approximation.

Finalement, on remarque que la rupture se propage beaucoup plus rapidement à travers l'échantillon pour un comportement élastique parfaitement plastique que pour un comportement réel. Ceci est reflété par le fait que, selon ce dernier modèle, la rupture, à l'exception de l'échantillon de l'argile naturelle consolidé à 10 kPa, a atteint l'élément le plus loin de la cavité (r = 5.2) pour tous les essais alors que dans bien des cas, cette rupture n'a même pas atteint réellement le premier élément (r = 3 cm).

7.2.4.4 Comparaison entre les résultats numériques obtenus avec le modèle de Cam Clay Modifié et les résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette section quelques comparaisons entre les résultats des simulations numériques que nous avons effectuées avec le modèle de Cam Clay Modifié et les résultats expérimentaux. Comme nous l'avons mentionné au chapitre 4, l'avantage principal de ce modèle par rapport au modèle élastique parfaitement plastique est qu'il prend en considération, dans sa formulation, l'état initial des contraintes dans le sol qui est représenté par l'OCR. Ainsi, il est possible de comparer la courbe d'expansion, l'évolution et la distribution des contraintes totales et effectives correspondant à chaque valeurs de contrainte de consolidation.

La comparaison des courbes d'expansion expérimentales et celle obtenues avec le modèle de Cam Clay Modifié montre que, dans les deux cas, les pressions intérieures tendent vers des pressions limites dont les valeurs dépendent de l'OCR. Nous avons tracé à la figure (7-73) l'évolution de la pression intérieure en fonction de y_{ri} pour l'argile normalement consolidée et l'argile ayant un OCR de 8, correspondant aux résultats

expérimentaux et ceux obtenus avec le modèle de Cam Clay Modifié. Cette figure montre que la pression limite P_l telle que prédite par le Cam Clay Modifié est, pour les deux OCR en question, légèrement supérieure à celle des résultats expérimentaux. D'autre part, cette figure montre que, selon le modèle de Cam Clay Modifié, la partie élastique de l'expansion, qui est caractérisée par les paramètres G et K, est très proche de la première partie des courbes expérimentales ; de même, on constate que la pente initiale des courbes d'expansion, qui représente selon la théorie élastique la valeur de G dans l'espace (P_i-$2\varepsilon_i$), telle que prédite par le modèle numérique concordent très bien avec celle trouvée expérimentalement surtout pour l'argile normalement et légèrement surconsolidé.

En ce qui concerne la distribution des contraintes à travers l'échantillon, on constate, en observant les figures (4-15) à (4-20) d'une part et les figures (7-36) à (7-40) d'autre part, que la distribution de la contrainte radiale effective σ'_r, selon les résultats expérimentaux, pour l'argile normalement et légèrement surconsolidé est quasiment constante alors que pour l'argile très surconsolidée, elle diminue sensiblement en fonction de r dans la zone remaniée. Pour le modèle de Cam Clay Modifié, cette distribution montre une très légère diminution en fonction de r pour toutes les valeurs d'OCR. La distribution de la contrainte tangentielle effective σ'_θ, selon les résultats expérimentaux et numériques, reste pratiquement constante à travers l'échantillon.

D'autre part, l'évolution de σ_θ, selon les résultats expérimentaux et numériques, durant l'expansion, se ressemblent. Or, dans les deux cas, la valeur de σ_θ diminue au fur et à mesure que l'expansion progresse jusqu'à atteindre un minimum à partir duquel elle commence à avoir tendance à augmenter. Cependant, cette augmentation est bien plus prononcée dans le modèle de Cam Clay Modifié que celle qu'on trouve en analysant les résultats expérimentaux.

L'évolution de la pression interstitielle, quant à elle, pour le modèle de Cam Clay Modifié et pour les résultats expérimentaux, présente les mêmes tendances où on voit que Δu est positif à travers l'échantillon pour un OCR supérieur à 4 alors qu'il est négatif dans le cas contraire. Cependant, les valeurs de Δu que prédit le modèle numérique sont

plus ou moins éloignées des valeurs expérimentales. Afin d'illustrer ceci, nous avons tracé à la figure (7-74) une comparaison de l'évolution de Δu au milieu de l'échantillon correspondant à l'argile normalement consolidée et à celle ayant un OCR de 8. Cette figure montre que, pour un OCR = 8, Δu que prédit le Cam Clay Modifié est légèrement inférieur à celui des résultats expérimentaux et ce, durant tous l'essai. Pour l'argile normalement consolidé, cependant, Δu prédit par le Cam Clay Modifié est largement inférieur à celui des résultats expérimentaux surtout dans la première partie de l'expansion. Cependant, les deux valeurs ont tendance à se rapprocher à mesure que l'expansion progresse.

À partir de tout ce qui précède, nous pouvons conclure que, sans aucun doute, le modèle de Cam Clay Modifié représente le mieux le comportement réel du sol surtout dans le domaine normalement et légèrement surconsolidé.

7.3 Discussion sur les essais de traction

Nous avons indiqué, lors de la présentation des résultats expérimentaux, que les échantillons consolidés à 5 et à 10 kPa, après avoir été consolidés préalablement à 200 kPa, ont présenté une rupture en traction, dans le cas de déformation plane comme dans le cas d'un mouvement axial permis (voir figures (6-2), (6-3), (6-13) et (6-14)). Cette rupture s'est manifestée de deux manières : la première par la présence d'un pic sur la courbe d'expansion, pour un volume intérieur injecté relativement faible (de 4000 à 5000 mm^3), suivi par une chute brutale de la résistance et la deuxième par des observations visuelles, après démontage de l'essai, qui montraient une infinité de fissures dans ces échantillons. Il est à noter que cette chute est semblable à celle observée par les résultats expérimentaux de Dégué (1998) et d'El-Hussaini (1981) qui, quant à eux, ont imposé une rupture par traction à leurs échantillons. On remarque, cependant, que le comportement de l'échantillon avant le pic est identique à celui dont la rupture a lieu en cisaillement. Or, on remarque, en observant la première partie de la courbe d'expansion que la pression intérieure P_i augmente en fonction de ΔV_i à pente décroissante jusqu'au pic. Les pressions interstitielles et la pression axiale sont également semblables, dans la toute

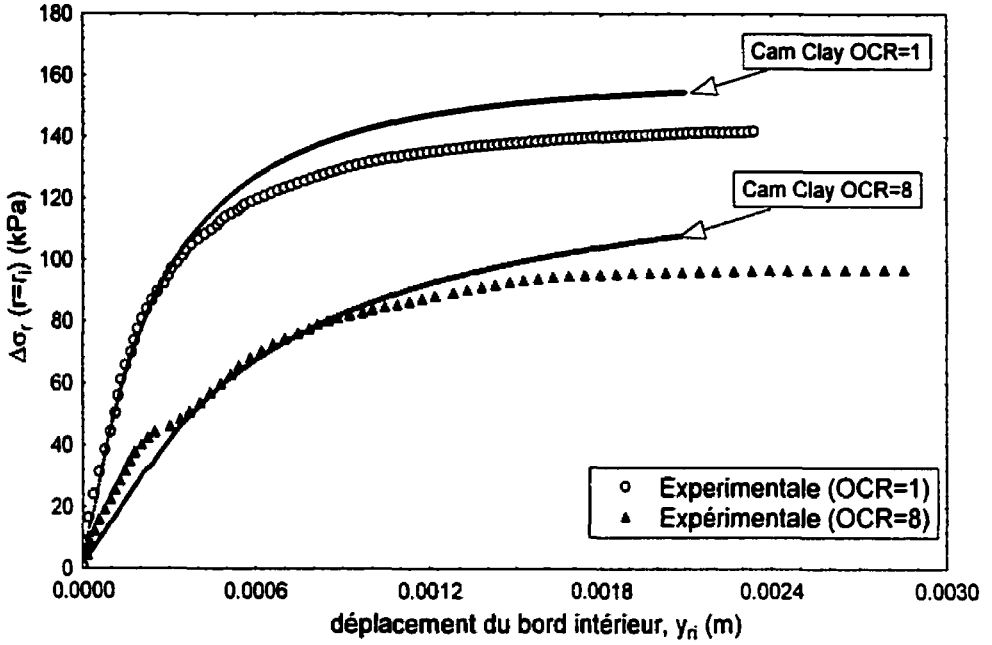


Figure (7-73) : comparaison entre la courbe d'expansion expérimentale et celle obtenue avec le modèle de Cam Clay Modifié pour OCR = 1 et OCR = 8

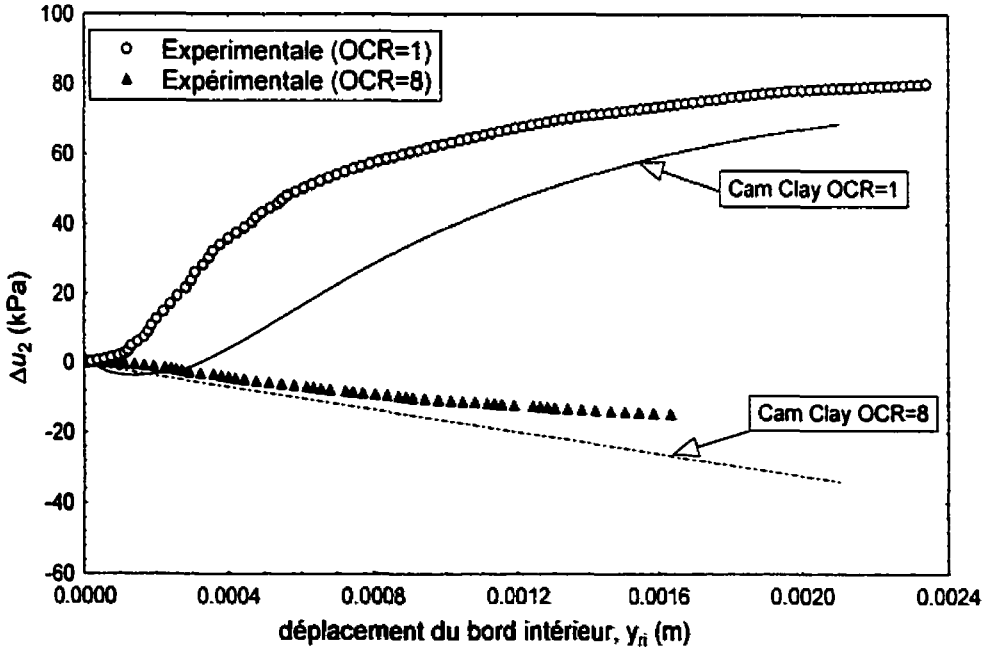


Figure (7-74) : comparaison entre l'évolution de Δu au milieu de l'échantillon correspondant aux résultats expérimentaux et numériques pour OCR = 1 et 8

première partie de l'essai, à celles des essais de cisaillement. Après le pic, ces dernières augmentent brutalement jusqu'à la fin de l'essai.

La revue bibliographique montre que les travaux portant sur la résistance à la traction d'un échantillon cylindrique creux du sol considèrent que la résistance à la traction du matériau T_0 correspond, pour un modèle linéaire élastique, à la valeur de σ_θ au rayon moyen de l'échantillon, quand la courbe d'expansion atteint un palier ou un pic selon que l'essai est fait à charge contrôlée ou à déformation contrôlée. Cependant, il a été démontré (Murdoch 1992) que bien qu'il est difficile de déterminer avec précision le moment de l'initiation des fissures, ces dernières commencent à se propager bien avant que la pression intérieure atteigne le pic (ou le palier si l'essai est fait à charge contrôlée), et que ce maximum atteint par P_i correspond à la propagation instable des fissures. Ceci permet de dire que l'hypothèse selon laquelle la résistance à la traction n'est atteinte que quand P_i ne peut plus augmenter n'est valable que lorsque le rapport r_i/r_e tend vers zéro correspondant ainsi à un échantillon infiniment mince, ce qui n'est pas le cas pour notre échantillon. Ceci nous amène à caractériser la courbe d'expansion, dans le cas d'une rupture en traction, par les quatre étapes suivantes :

a) La première étape correspond à la première partie de la courbe, avant l'initiation des fissures au bord intérieur de la cavité. Dans cette étape, le comportement du sol est élasto-platique et l'approche théorique présentée dans cette thèse peut s'appliquer parfaitement pour étudier l'évolution et la distribution des contraintes qui se développent autour de la cavité.

b) La deuxième étape correspond à l'initiation et la propagation stable des fissures du bord intérieur de la cavité vers l'extérieur. Dans cette étape, au fur et à mesure que les fissures se multiplient, la contrainte tangentielle au bord de la cavité tend, petit à petit, vers zéro (Ladanyi 1992). La pression intérieure, quant à elle, continue à augmenter jusqu'à atteindre le pic. Les pressions interstitielles commencent, dans cette étape, à augmenter. Il est évident que la partie de la courbe d'expansion qui correspond à cette étape ne peut pas être interprétée avec la théorie du chapitre 3 à cause de l'ouverture

de fissures de traction dans l'échantillon, ce qui n'est pris en compte en aucune façon dans la théorie précédente.

c) La troisième étape est la partie comprise entre le pic et le palier. Pendant cette étape, nous avons une propagation instable des fissures qui s'accompagne par une augmentation brutale des pressions interstitielles et de la pression axiale.

d) Finalement, la quatrième étape est celle du palier. Dans cette étape, les fissures ont déjà traversé l'échantillon et la pression intérieure résiduelle représente la pression nécessaire pour maintenir les fissures ouvertes. Dans cette étape, les pressions interstitielles continuent à augmenter pour tendre, en fin d'essai, vers la même valeur que P_i.

Il parait clair que la difficulté principale qui entoure l'interprétation de ces essais concerne la détermination de la pression intérieure critique P_f à partir de laquelle les fissures commencent à se propager.

Dans la littérature, deux hypothèses ont été avancées pour déterminer l'initiation des fissures au bord intérieur de la cavité (voir essai de traction sur cylindre creux et essais de fracturation hydraulique) : la première considère que cette initiation a lieu quand le critère de rupture en cisaillement est atteint et donc, en considérant le modèle élastique parfaitement plastique, les fissures commencent à se propager quand une des équations (2-2) ou (2-3) est satisfaite.

La deuxième approche consiste à dire que l'initiation des fissures débute quand σ_θ au bord de la cavité atteint la résistance à la traction T_0. Dans ce cas, l'augmentation de la pression intérieure va causer une augmentation, en valeur absolue, de la contrainte tangentielle σ_θ jusqu'à ce qu'elle atteigne la résistance à la traction T_0. À ce moment, les fissures commencent à apparaître ou en d'autres termes, les microfissures, déjà existantes dans l'échantillon, commencent à s'ouvrir.

Étant donné que la première partie de la courbe d'expansion peut être interprétée avec la théorie du chapitre 3, nous avons tracé aux figures (7-75) à (7-78) l'évolution de la contrainte de cisaillement τ_{ri} et la contrainte tangentielle $\sigma_{\theta i}$ au bord de la cavité en fonction de la déformation naturelle intérieure $\bar{\gamma}_{ri}$ pour tous les essais de traction et ce,

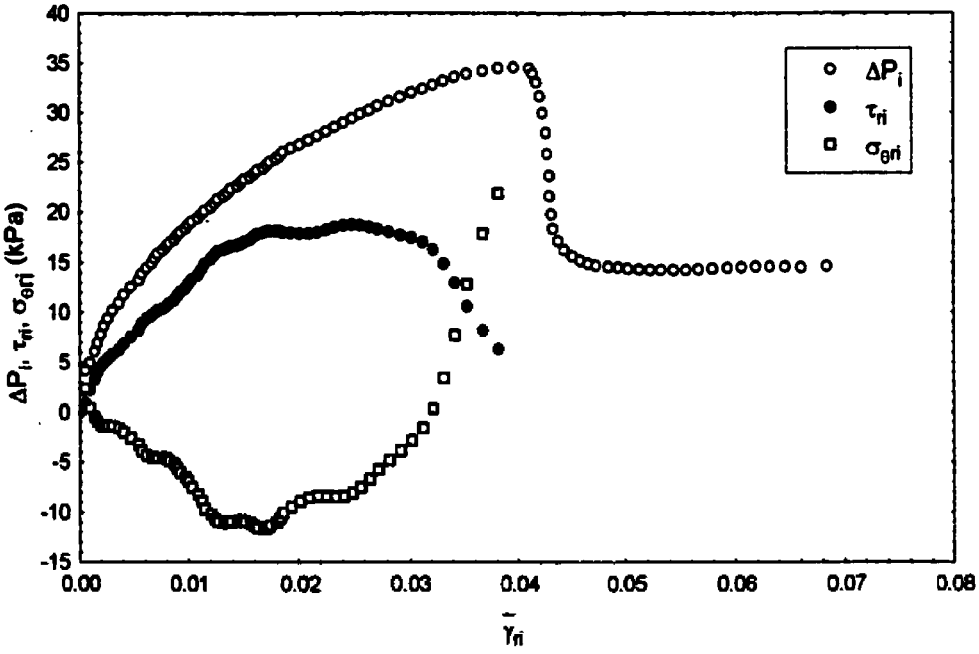


Figure (7-75) : évolution de la contrainte de cisaillement et de la contrainte tangentielle au bord de la cavité pour $\sigma'_c = 5$ kPa dans la première série d'essais

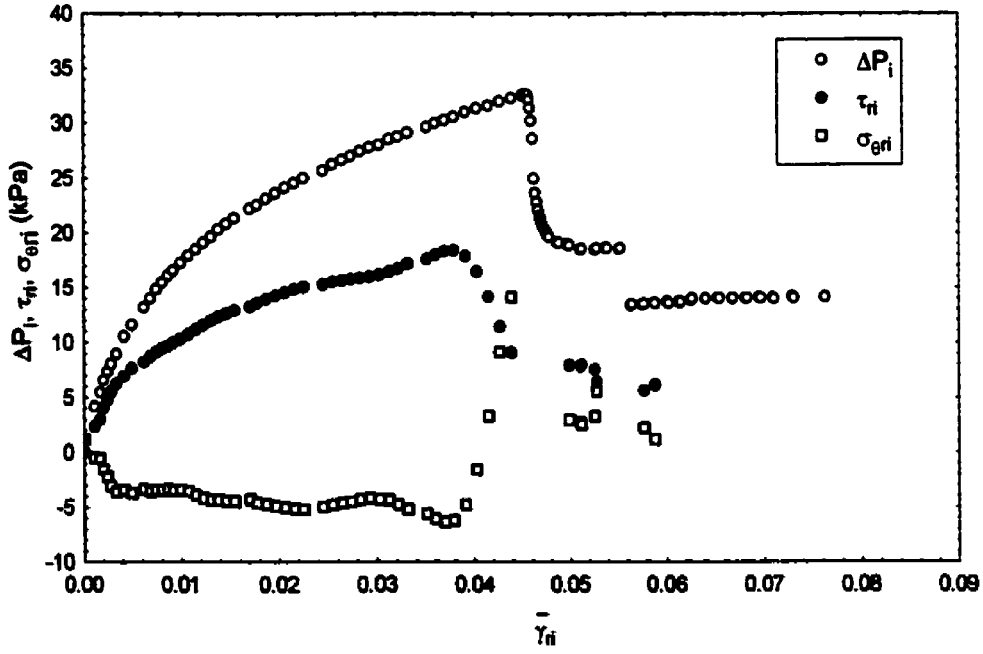


Figure (7-76) : évolution de la contrainte de cisaillement et de la contrainte tangentielle au bord de la cavité pour $\sigma'_c = 10$ kPa dans la première série d'essais

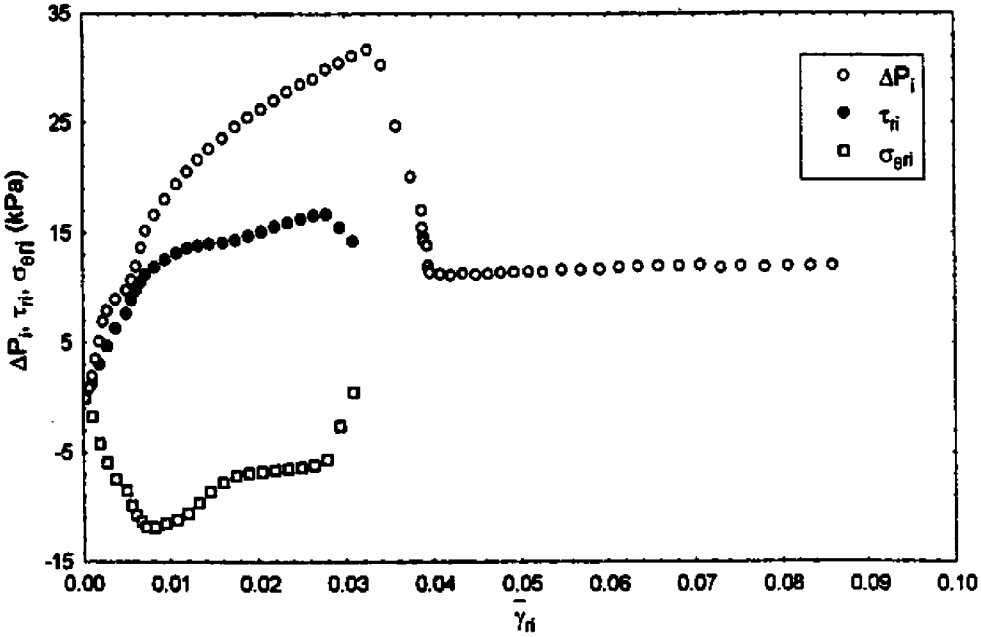


Figure (7-77) : évolution de la contrainte de cisaillement et de la contrainte tangentielle au bord de la cavité pour σ'_c = 5 kPa dans la troisième série d'essais

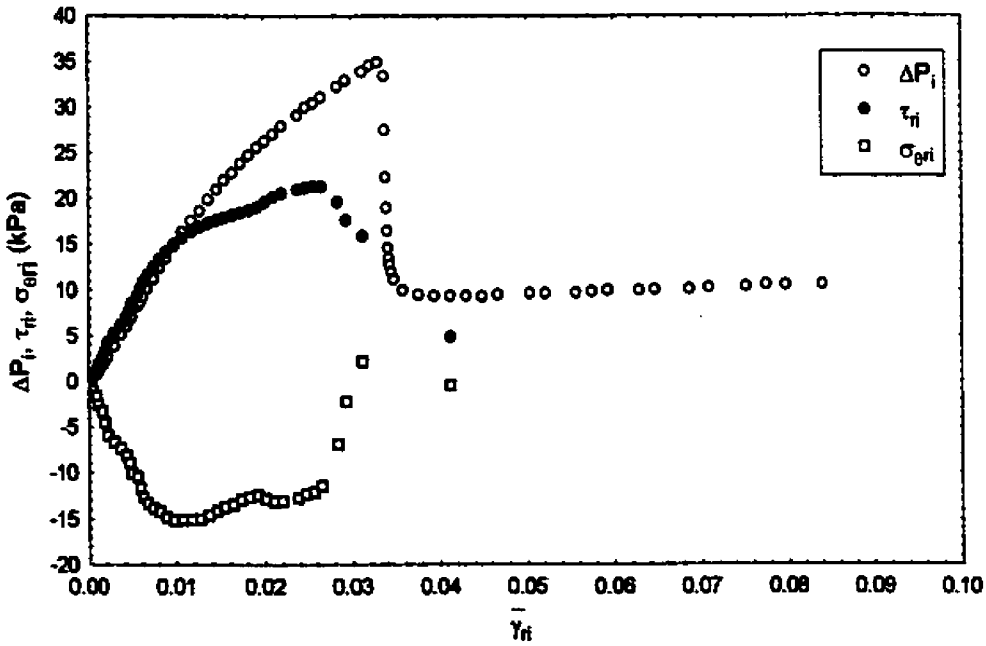


Figure (7-78) : évolution de la contrainte de cisaillement et de la contrainte tangentielle au bord de la cavité pour σ'_c = 10 kPa dans la troisième série d'essais

jusqu'à légèrement avant le pic. Nous observons que, dans tous les cas, la contrainte de cisaillement maximale est atteinte avant que la pression intérieure n'atteigne le pic et d'autre part, l'augmentation de la pression intérieure va causer une diminution de la contrainte tangentielle σ_θ jusqu'à ce qu'elle atteigne un minimum pour $\bar{\gamma}_{ri}$ qui varie d'un essai à l'autre entre 0.8 et 2.4%. Nous remarquons cependant que ce minimum est atteint légèrement avant que τ_{ri} n'atteigne sa valeur maximale. À partir de ce moment, un changement rapide dans l'évolution de $\sigma_{\theta i}$ commence à avoir lieu où elle commence à augmenter brutalement pour tendre vers zéro.

Selon les deux approches précédentes, l'initiation des fissures commence à avoir lieu, donc, soit quand la contrainte de cisaillement atteint sa valeur maximale soit quand la contrainte tangentielle atteint sa valeur minimale. Nous pensons, cependant, qu'il est difficile de comprendre pourquoi des fissures de traction peuvent être initiées quand la résistance au cisaillement du sol est atteinte. Il serait beaucoup plus logique et raisonnable de considéré la deuxième approche qui consiste à dire que la valeur minimale atteinte par $\sigma_{\theta i}$ représente la résistance à la traction de l'argile étudiée.

Nous avons mentionné plus haut dans le chapitre que l'évolution de σ_θ, en un point, donne une indication sur le comportement du sol durant l'essai. Par exemple, dans les essais de cisaillement, un changement de comportement dans l'évolution de σ_θ, selon l'approche théorique du chapitre 3, indique que l'écoulement commence à avoir lieu dans l'échantillon. Selon la théorie élastique parfaitement plastique, ce changement de comportement indique que le critère de rupture est atteint au point considéré. Dans les cas d'une rupture en traction, ce changement signifie que la résistance à la traction est atteinte car, si cette résistance était atteinte auparavant, la contrainte tangentielle σ_θ ne pourrait plus continuer à diminuer à cause du fait que lorsque la résistance à la traction T_0 est atteinte, de multiples fissures commencent à s'ouvrir causant σ_θ à tendre vers zéro.

À partir du moment où la pression intérieure P_i atteint P_f (qui correspond au moment où σ_θ atteint T_0), les fissures commencent, donc, à s'ouvrir et, par conséquent, une opération de rééquilibrage de pression interstitielle à l'intérieur de l'échantillon va avoir lieu en ayant un écoulement, par succion, des zones où la pression interstitielle est élevée aux

zones où les fissures ont tendance à s'ouvrir. Ainsi, au fur et à mesure que P_i augmente, les fissures vont se remplir avec de l'eau qui va être, petit à petit, soumise à la même pression appliquée à l'intérieur de la cavité. Ceci est reflété par une augmentation graduelle des pressions interstitielles mesurées à l'intérieur de l'échantillon. Or, on remarque que (voir figure (6-31) à (6-34)) u_1 commence en premier à avoir tendance à augmenter suivi par u_2 et ensuite par u_3. À partir du pic et jusqu'à la fin de l'essai, les trois valeurs de u augmentent très rapidement pour tendre vers la valeur de la pression intérieure où, vers la fin de l'essai, ces valeurs sont très proches de P_i.

En comparant l'évolution des pressions interstitielles avec celle de $\sigma_{\theta ri}$ et de τ_{ri}, on constate que u_1 commence toujours à augmenter un peu après que σ_θ, au bord de la cavité, ait atteint son minimum et avant que τ_{ri} ait atteint son maximum. Ceci confirme, en quelque sorte, le raisonnement qui consiste à considérer que l'initiation des fissures commence quand σ_θ atteint le minimum. Un exemple clair de cela est le cas de déformation plane avec σ'_c de 5 kPa où on remarque que σ_θ atteint son minimum pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 1.6%, u_1 commence à dévier à 2% alors que la contrainte de cisaillement τ_{ri} n'atteint son maximum qu'à 2.5%. On trouve également pour cet essai que u_2 commence à augmenter pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 2.5% et u_3 à 4% alors que le pic se situe, dans ce cas, à 4.2%.

On note cependant, que dans le cas des essais de fracturation hydraulique, quand P_i atteint P_f, l'eau dans la cavité pénètre dans les microfissures et va appliquer sur leurs lèvres, immédiatement, la même pression que celle appliquée à l'intérieur de la cavité. Ceci fait que la phase de la propagation stable des fissures est très rapide. Cette pénétration de l'eau dans les fissures est, bien entendu, empêchée, dans notre cas, par la présence de la membrane. Ainsi, toute augmentation de la pression intérieure va avoir comme effet d'ouvrir ces fissures qui vont se remplir tranquillement avec de l'eau de l'échantillon d'où le fait que la rupture est beaucoup plus rapide dans les essais de fracturation hydraulique que dans notre cas.

En consultant les figures (7-75) à (7-78) on constate que pour les deux types d'essais, avec ou sans mouvement axial, à l'exception de l'essai consolidé à 10 kPa en déformation plane, σ_θ atteint son minimum, qui correspond donc à la résistance à la

traction, pour des valeurs entre −12 et −15 kPa correspondant à des déformation interne $\bar{\gamma}_{ri}$, qui varie d'un essai à l'autre, entre 0.8 et 2.4%. Ceci indique qu'il est difficile, dû au nombre limité d'essais de traction réalisés, de conclure quel effet pourrait avoir le mouvement axial sur les valeurs de T_0. Cette même remarque s'applique également sur les valeurs de la pression limite P_l qui varie, indépendamment du type d'essai, entre 32 et 35 kPa.

On note, cependant, qu'en appliquant le même raisonnement suivi dans la littérature pour déterminer la résistance à la traction de notre échantillon, on trouve, tout d'abord, que le rayon moyen, dans notre cas, est égal à : $r_m = \frac{2}{3}\frac{\left(r_e^3 - r_i^3\right)}{\left(r_e^2 - r_i^2\right)} = 4.525$ cm et par conséquent, en utilisant les équations de Lamé pour une pression intérieure au pic de l'ordre de 33 kPa, la résistance à la traction sera égale à 9.64 kPa ce qui voudrait dire que cette approche sous-estime un peu la valeur de T_0. D'autre part, on remarque que la pression intérieure qui correspond à l'initiation des fissures P_f, selon notre analyse, est dans l'intervalle entre 16 et 25 kPa alors que l'application de l'équation (2-9), qui correspond à un comportement linéaire élastique donne, selon l'essai, une valeur de P_f qui varie entre 10 et 12.5 kPa ce qui est, encore une fois, légèrement inférieure aux valeurs que nous avons trouvées.

D'autre part, on remarque que l'OCR n'a l'air à avoir de l'influence ni sur la valeur minimale atteinte par σ_θ ni sur la pression limite P_l car pour les deux valeurs de $\sigma`_c$ utilisées pour ces essais, la résistance à la traction $T_0$ et la pression limite $P_l$ en déformation plane sont plus grandes pour $\sigma`_c$ de 5 que pour $\sigma`_c$ de 10 kPa alors qu'elles sont plus petites lorsque le mouvement axial est permis. Ceci nous amène à dire que T_0 et P_l semblent dépendre uniquement de la géométrie de l'échantillon ou plus exactement du rapport r_e/r_i.

Il faut noter, cependant, que ces valeurs de P_l et de T_0 sont obtenues pour le cas particulier où les échantillons sont préconsolidés à 200 kPa et, par conséquent, des précautions doivent être prises pour ne pas les considérer comme des paramètres caractéristiques de l'argile étudiée car elles pourraient bien varier en fonction de la

contrainte de préconsolidation. De même que la zone de transition entre une rupture en traction et une rupture en cisaillement, qui se trouve dans notre cas entre un OCR de 13.33 et 20, qui pourrait également changer avec la contrainte de préconsolidation.

En comparant la réponse d'une roche face à une expansion de cavité cylindrique, dans un milieu infini comme dans un cylindre creux, avec les résultats de nos essais, on trouve qu'une analogie parait évidente entre l'effet de la contrainte de consolidation σ'_c, dans le cas du sol saturé, et celui de la pression de confinement P_e, dans le cas de la roche, sur le mode de rupture : cisaillement ou traction.

Il a été démontré, dans le cas de la roche, que la rupture n'a lieu en traction que quand les deux conditions suivantes sont respectées :

a) la valeur de P_e est inférieure à une certaine limite qui dépend du critère de rupture en traction du matériau et,
b) la contrainte tangentielle sur la face intérieure de la cavité $\sigma_{\theta r_i}$ atteint la résistance à la traction du matériau T_0.

Ceci voudrait dire que c'est la valeur de P_e qui détermine le mode de rupture et par conséquent, la condition selon laquelle la rupture est atteinte quand $\sigma_{\theta r_i} = T_0$ constitue une condition nécessaire pour une rupture en traction mais insuffisante.

Ladanyi (1992) a analysé théoriquement la limite que P_e ne doit pas dépasser pour qu'une rupture en traction ait lieu dans un matériau linéaire élastique. Pour ce faire, il a combiné les équations du critère de rupture de Fairhurst, et de Mohr-Coulomb avec une coupure de tension, avec les équations de Lamé. Ainsi, il a exprimé la limite de P_e en fonction de la résistance à la traction T_0 et de la résistance à la compression simple q_u.

En transposant ce même principe sur le cas du sol, on constate que pour un matériau linéaire élastique, le fait que l'équation (2-9) soit satisfaite ne constitue pas une condition nécessaire pour l'initiation des fissures au bord de la cavité tel que mentionné par Nobari et al. (1973), Sun et Ting (1988) etc. et que d'autres conditions, qui dépendent du critère de rupture en traction du sol, doivent être satisfaites.

Nous avons vu, dans la revue bibliographique, que les deux principaux critères de rupture en traction sont le critère de Griffith modifié et celui de Mohr-Coulombe avec une

coupure de tension. Ces critères ont été développés et vérifiés pour des matériaux tels que la roche et le béton alors qu'ils ne peuvent pas être appliqués dans le cas du sol. Ceci est dû à ce que le sol se compose d'une phase liquide et d'une phase solide et la difficulté vient du fait que l'eau ne résiste pas au cisaillement et, donc, le critère de rupture en cisaillement s'exprime en terme de contrainte effective alors que l'eau résiste à la traction, ce qui laisse croire que le critère de rupture en traction doit s'exprimer en terme de contraintes totales. Ceci permet de dire que, pendant que le passage, dans le cas de la roche, du mode de rupture en cisaillement à celui en traction dépend uniquement de la pression de confinement P_e, ce passage dépend, dans le cas du sol, du rôle de l'eau dans le mode de rupture en traction et bien sûr de son histoire de chargement. Ces deux paramètres qui gouvernent le comportement du sol ne sont pris en compte dans aucun critère de rupture en traction.

On note cependant que pendant longtemps on a considéré que la rupture en traction du sol est atteinte quand $\sigma`_\theta$ devient égale à zéro. Afin d'illustrer l'erreur induite dans une telle hypothèse, nous avons tracé aux figures (7-79) à (7-82) les cheminements des contraintes effectives, du début de l'essai jusqu'à légèrement avant le pic, des essais de traction, pour les trois éléments situés à 3, 4.1 et 5.2 cm du centre de la cavité. On remarque que ces cheminements traversent rapidement la ligne de traction qui fait, à partir de l'origine des axes, un angle de 45°, en utilisant la même échelle pour $s`$ et $t$, avec l'axe $s`$ dans l'espace ($s`$, $t$), indiquant ainsi que la contrainte tangentielle effective $\sigma`_\theta$ est négative alors que la rupture n'a lieu qu'un peu plus tard. On note également que le premier cheminement traverse toujours la ligne de traction pour de très faibles déformations internes suivi par le deuxième cheminement et ensuite le troisième. Par exemple, pour l'essai ayant un $\sigma`_c$ de 5 kPa dans la troisième série, les trois cheminements traversent la ligne de traction pour des valeurs de $\bar{\gamma}_{ri}$, respectivement, de 0.55%, 0.95% et 1.2%. Dans certains cas, les contraintes tangentielles effectives pour les trois éléments en question deviennent négatives avant même que la rupture n'ait atteint le bord intérieur de la cavité. Un exemple de cela est illustré dans le cas de l'essai en déformation plane avec $\sigma`_c$ de 5 kPa où on trouve que le premier élément à l'intérieur de

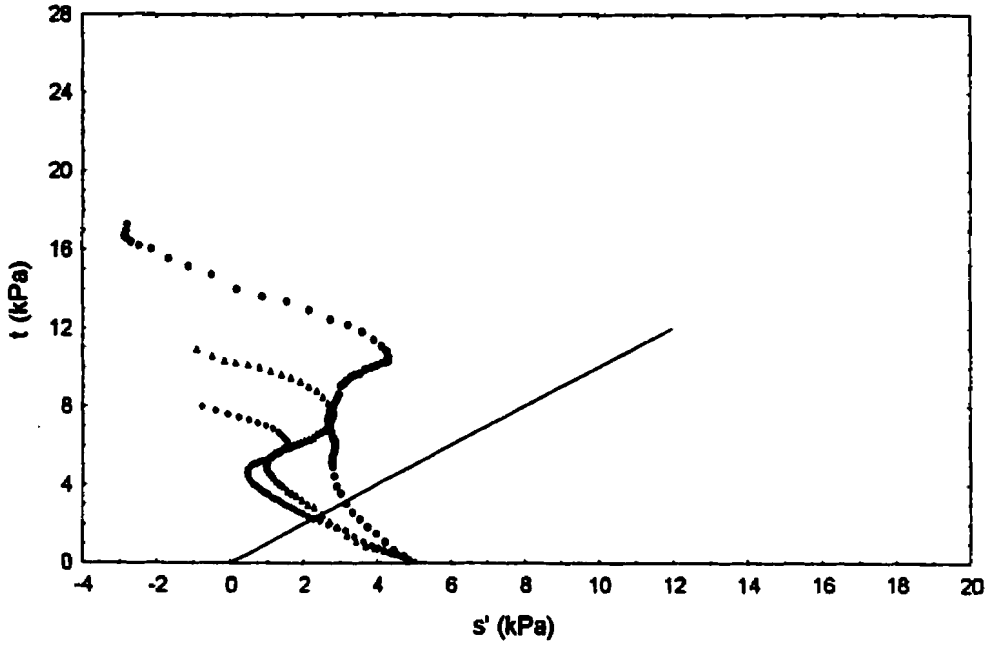


Figure (7-79) : cheminements des contraintes effectives pour $\sigma`_c = 5$ kPa dans la première série d'essais

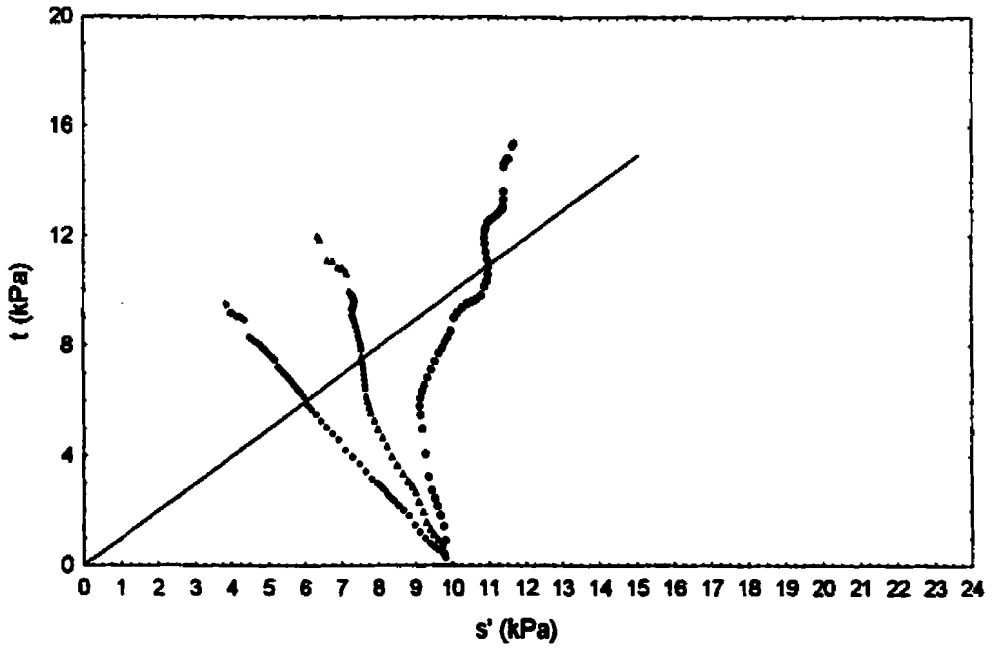


Figure (7-80) : cheminements des contraintes effectives pour $\sigma`_c = 10$ kPa dans la première série d'essais

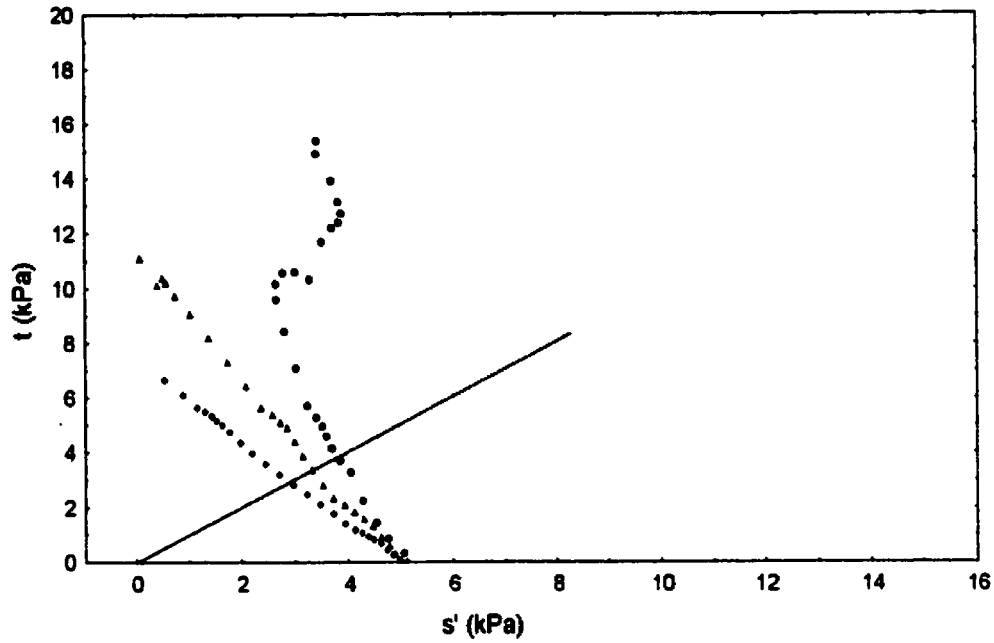


Figure (7-81) : cheminements des contraintes effectives pour $\sigma`_c = 5$ kPa dans la troisième série d'essais

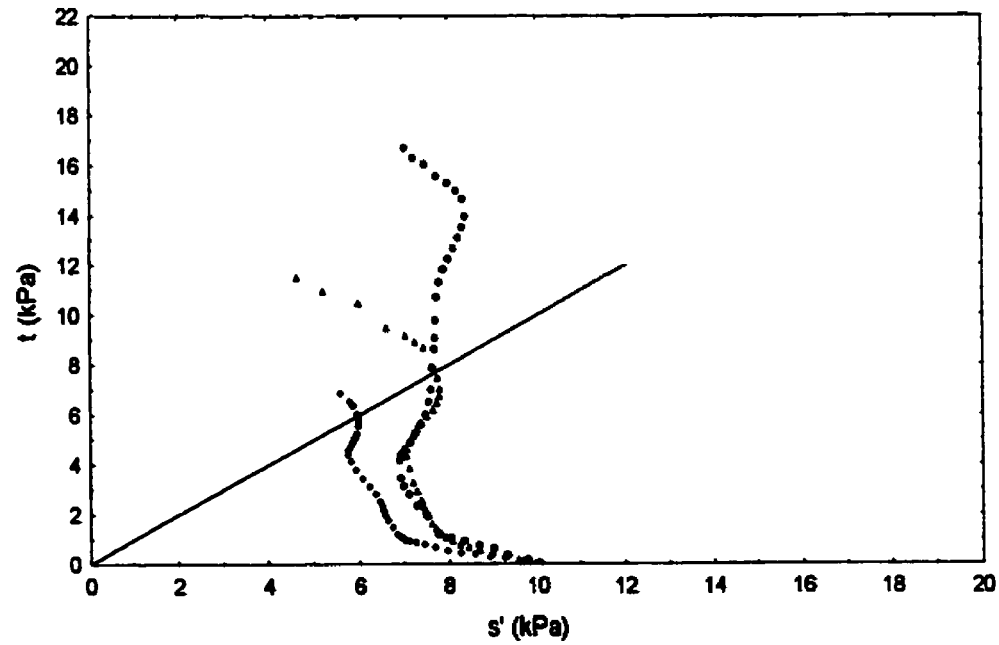


Figure (7-82) : cheminements des contraintes effectives pour $\sigma`_c = 10$ kPa dans la troisième série d'essais

l'échantillon traverse la ligne de transition pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 0.3% suivi par le deuxième élément pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 0.47% et ensuite par le l'élément situé le plus loin à $\bar{\gamma}_{ri}$ de 0.66%, alors que la rupture n'atteint le bord intérieur de la cavité que pour $\bar{\gamma}_{ri}$ de 1.3%. Il est bien entendu que pendant la période où la contrainte tangentielle effective est négative, l'eau et les liens interparticulaires contribuent ensemble à la résistance à la traction. On note finalement que dans certains cas (voir figure (7-55)), comme celui de σ'_c de 25 kPa, la rupture de l'échantillon est en cisaillement bien que le cheminement effectif traverse la ligne de traction, ceci illustre bien le rôle que jouent l'eau et les liens interparticulaires dans la résistance à la traction du sol.

CHAPITRE 8
CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

8.1 Conclusions

Le principal objectif de cette étude était de mieux comprendre le comportement non drainé d'une argile saturée à l'aide d'essais triaxiaux de cylindre creux.

Pour ce faire, des essais d'expansion ont été effectués sur des échantillons cylindriques creux de l'argile de Saint-Hilaire à l'état déstructuré et naturel, avec et sans mouvement axial. Des mesures de pressions interstitielles ont été prises, tout au long de l'expansion, à différentes distances de la cavité par l'intermédiaire de tubes flexibles très minces. Les résultats expérimentaux ont montré que, selon l'état initial des contraintes, la rupture de l'échantillon, pour une argile consolidée préalablement à 200 kPa, peut avoir lieu soit en cisaillement pour un indice de surconsolidation inférieur à 20 soit en traction dans le cas contraire. Ainsi la zone de transition entre ces deux modes de rupture se situe, pour notre cas, entre un OCR de 20 et de 13.3. Les courbes d'expansion correspondant à une rupture en cisaillement sont caractérisées par un accroissement continu de la pression à l'intérieur de la cavité tendant vers des pressions limites dont les valeurs dépendent de l'indice de surconsolidation. Ceci indique que plus la contrainte de consolidation est élevée, plus la pression limite est grande. Les courbes d'expansion correspondant à une rupture en traction sont caractérisées par l'existence d'un pic suivi par une chute brutale de la pression intérieure. Le pic est atteint pour une pression intérieure de l'ordre de 33 kPa et pour relativement une faible déformation intérieure ($\Delta V_i \approx 4000$ mm^3 correspondant à un rapport $\Delta V/V$ de l'ordre de 0.035) et ce, indépendamment du type d'essai. Après cette chute, la pression intérieure atteint rapidement un palier qui est de l'ordre de 10 kPa et qui reste stable jusqu'à la fin de l'essai.

Une nouvelle approche théorique a été mise au point, dans cette thèse, permettant d'interpréter des résultats d'essais d'expansion de cavité cylindrique dans un cylindre creux de dimension finies, sans faire d'hypothèse sur les lois constitutives du matériau et qui est capable, à la fois, de prendre en considération l'effet du bord extérieur du cylindre

creux et l'effet d'un mouvement axial sur les résultats d'expansion. La théorie permet, également, d'étudier l'évolution et la distribution des contraintes radiale et tangentielle dans l'échantillon pour toutes les étapes de l'expansion.

En observant globalement l'analyse théorique des résultats expérimentaux ainsi que les résultats numériques, les conclusions suivantes peuvent être faites :

La pression limite P_l est plus sensible à la variation de l'OCR que la cohésion non drainée. Le rapport G/c_u semble diminuer à mesure que l'indice de surconsolidation OCR augmente. Une comparaison entre les valeurs de G, c_u et P_l obtenues avec et sans mouvement axial pour les même contraintes de consolidation, montre que ces paramètres sont du même ordre mais toujours un peu plus élevés en déformation plane. Les essais sur de l'argile naturelle ont permis de constater que lorsque la contrainte de préconsolidation diminue, c_u et P_l diminuent aussi, toutes les deux, dans les mêmes proportions. Les paramètres de résistance de l'argile (c_u et ϕ), obtenues avec un essai triaxial sur cylindre creux, en déformation plane, sont supérieurs à ceux qu'on obtient dans un essai triaxial standard.

D'autre part, la présence de la frontière extérieure du cylindre creux, pour les dimensions de notre échantillon, fait augmenter considérablement la résistance au cisaillement du sol. Or, on voit que pour des déformations intérieures de l'ordre de 9%, la contrainte de cisaillement peut doubler ou même tripler due à la présence du bord extérieur.

L'évolution de la contrainte tangentielle totale et effective, en tout point de l'échantillon et pour tous les essais, montre une diminution rapide au début de l'essai jusqu'à atteindre un minimum à partir duquel elles commencent à avoir tendance à augmenter progressivement jusqu'à la fin de l'essai. Cependant, la valeur de la déformation intérieure correspondant à ce minimum est légèrement inférieure dans le cas de contraintes effectives que dans le cas de contraintes totales. La distribution de la contrainte tangentielle totale montre qu'elle diminue rapidement dans la zone proche de la cavité, qui est en état d'écoulement, alors qu'elle a tendance à se stabiliser plus loin. La contrainte radiale totale, quant à elle, diminue continuellement en fonction du rayon. Cette diminution est plus accentuée dans la zone de fortes déformations, en l'occurrence

proche de la cavité, que plus loin. La distribution de $\sigma`_r$, cependant, dépend de l'indice de surconsolidation où, en général, en fin d'expansion, pour de fortes valeurs d'OCR, $\sigma`_r$ diminue en fonction du rayon alors que pour l'argile normalement consolidée, $\sigma`_r$ reste quasiment constante à travers l'échantillon. Les contraintes effectives tangentielles, cependant, restent constantes ou diminuent très légèrement dans la zone de fortes déformations. Cette diminution devient un peu plus prononcée quand on s'éloigne de la cavité. Ce comportement semble être identique pour tous les indices de surconsolidation. La distribution de la pression interstitielle, quant à elle, n'est pas uniforme à travers l'échantillon mais elle varie rapidement dans la zone proche de la cavité et moins rapidement plus loin.

Le cheminement des contraintes totales dans le cylindre creux, à l'inverse du milieu infini, n'est pas unique à travers l'échantillon. L'allure des cheminements totaux n'est pas influencée par le degré de surconsolidation. Par contre, l'allure des cheminements effectifs dépend considérablement de l'OCR; or, pour une argile normalement, ou légèrement surconsolidée, les cheminements effectifs sont dirigés, jusqu'à la rupture, vers la gauche dans l'espace ($s`$, $t$) alors que pour l'argile fortement surconsolidée, ces cheminements sont inclinés plutôt vers la droite. D'autre part, ces cheminements effectifs montrent que, pour les mêmes valeurs de $\sigma`_c$, la rupture globale se propage, à travers l'échantillon, plus rapidement en déformation plane que lorsque le mouvement axial est permis.

De plus, nous avons montré dans cette étude que l'assimilation du comportement réel du sol au modèle linéaire élastique est complètement irréaliste. Cependant, l'assimilation au modèle élastique parfaitement plastique utilisant G_{max} comme valeur du module de cisaillement donne des résultats plus proches de la réalité qu'en utilisant G_{sec}. La distribution de la contrainte radiale obtenue avec le modèle élastique parfaitement plastique et celui d'une approximations hyperbolique de la courbe d'expansion concordent très bien avec les contraintes radiales réelles. Cependant, le modèle élastique parfaitement plastique prédit, pour de faibles déformations intérieures, des valeurs de σ_θ bien inférieures aux valeurs réelles surtout dans la zone proche de la cavité alors que

lorsque la déformation intérieure devient importante, l'échantillon est au complet en état plastique et on voit que les valeurs de σ_θ prédites par l'idéalisation élastique parfaitement plastique sont plus proches des valeurs réelles. Il est à noter, par ailleurs, que dans la zone qui n'est pas soumise à de fortes déformations, les valeurs de σ_θ réelles sont beaucoup plus uniformes que celles qu'on obtient avec le modèle élastique parfaitement plastique. Cependant, l'évolution réelle de σ_θ est très différente, dans la phase élastique, de celle que la théorie élastique parfaitement plastique prédit. Cette différence atteint un maximum au moment où l'état des contraintes, dans le point en question, passe d'un état élastique à un état plastique. À partir de ce moment, les deux comportements commencent à se rapprocher. Ces valeurs réelles de σ_θ sont plus proches de la théorie élastique parfaitement plastique pour les argiles naturelles et l'argile normalement consolidée que pour les argiles fortement surconsolidées. La surpression interstitielle qui se développe à travers l'échantillon telle que prédite par la théorie élastique parfaitement plastique est très différente de celle du comportement réel. Ceci affecte évidemment l'évolution et la distribution des contraintes effectives qui sont, à leur tour, très différentes des valeurs réelles. Ceci est dû, bien entendu, au fait que l'indice de surconsolidation, sur lequel dépend considérablement l'évolution réelle de la pression interstitielle, n'est pas pris en compte dans la formulation du modèle théorique. Les valeurs de σ_r et σ_θ, obtenues pour une approximation hyperbolique de la courbe d'expansion reflètent, en quelque sorte, le comportement réel global du sol qui n'est pas influencé par la non homogénéité du matériau.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus avec le modèle de Cam Clay Modifié ont montré que la pression limite P_l telle que prédite par le Cam Clay Modifié est légèrement supérieure, pour toutes les valeurs d'OCR, à celle des résultats expérimentaux. La distribution des contraintes effectives radiale et tangentielle, pour l'argile normalement et légèrement surconsolidé, est semblable dans les deux cas. Pour l'argile très surconsolidée, cependant, l'analyse des résultats expérimentaux montre que σ'_r a tendance à diminuer en fonction de r dans la zone remaniée alors qu'elle reste constante pour le modèle de Cam Clay Modifié. D'autre part, l'évolution de la pression

interstitielle Δu que prédit le Cam Clay Modifié est légèrement inférieure à celle des résultats expérimentaux et ce, durant tout l'essai et pour toutes les valeurs d'OCR. Ceci indique que, malgré les différences qui existent entre l'analyse des résultats expérimentaux et numériques, le modèle de Cam Clay Modifié est celui qui représente le mieux le comportement réel du sol déstructuré.

Concernant les essais qui présentent une rupture en traction, l'application de l'approche théorique pour la première partie de la courbe d'expansion a indiqué que la contrainte de cisaillement maximale, au bord de la cavité, est atteinte avant que la pression intérieure n'atteigne le pic et d'autre part, la contrainte tangentielle au bord de la cavité diminue, au fur et à mesure que l'expansion progresse jusqu'à ce qu'elle atteigne un minimum qui correspond à une déformation intérieure légèrement inférieure à celle qui correspond au maximum de τ_{ri}. À partir de ce moment, un changement rapide dans l'évolution de $\sigma_{\theta i}$ commence à avoir lieu où elle commence à augmenter brutalement pour tendre vers zéro.

Finalement, nous avons trouvé que les valeurs de la résistance à la traction et celle de la pression critique à laquelle les fissures s'initient au bord de la cavité sont légèrement sous-estimées selon la théorie linéaire élastique. Ces valeurs, selon notre analyse, varient entre −12 et −15 kPa pour la résistance à la traction et entre 16 et 25 kPa en ce qui concerne la pression critique. Les cheminements des contraintes effectives de ces essais traversent rapidement la ligne de traction dans l'espace (s', t) bien que la rupture n'a lieu qu'un peu plus tard indiquant ainsi que pendant la période où les contraintes tangentielles effectives sont négatives, l'eau et les liens interparticulaires contribuent ensemble à la résistance à la traction.

8.2. Recommandations

La poursuite de cette étude peut se faire dans diverses directions. D'un point de vue expérimental, il serait intéressant de faire des essais d'expansion sur des échantillons cylindriques creux de dimensions différentes de celles de notre échantillon afin d'investiguer l'effet des caractéristiques géométriques de l'échantillon sur les résultats d'expansion.

D'un point de vu théorique, nous recommandons d'approfondir l'analyse de la zone de transition entre une rupture en cisaillement et en traction pour une gamme de valeurs de contrainte de préconsolidation et ainsi, étudier la possibilité d'un mode de rupture mixte (traction et cisaillement) dans cette zone.

D'autre part, il serait intéressant de tenter d'analyser théoriquement l'évolution et la distribution de la pression interstitielle sans faire d'hypothèse sur la loi de comportement du sol en introduisant, dans la formulation théorique présentée dans cette thèse, une inconnue additionnelle représentant cette pression interstitielle.

RÉFÉRENCES

ABBA, B. A. (1993), "*Étude de la Résistance à la Traction des Argiles*", Mémoire de Maîtrise (M.Sc.A.), Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.

AJAZ, A., and PARRY, R. H. G. (1974), "An Unconfined Direct Tension Test for Compacted Clays", *Journal of Testing and Evaluation*, JTEVA, *Vol. 2*, No. 3, pp. 163-172.

AJAZ, A., and PARRY, R. H. G. (1975a), "Analysis of Bending Stress in Soil Beams", *Géotechnique*, *Vol. 25*, No. 3 Technical Notes pp. 586-591.

AJAZ, A., and PARRY, R. H. G. (1975b), "Stress Strain Behaviour of Tow Compacted Clays in Tension and in Compression", *Géotechnique*, *Vol. 25*, No. 3, pp. 495-512.

ALI, F. H. (1987), "Generation and Dissipation of Excess Pore Pressure During Pressuremeter Tests", Technical Note, *Soils and Foundations*, *Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering*, *Vol. 29*, No. 1, pp. 173-179.

AL-HUSSAINI, M. (1981), "Tensile Properties of Compacted Soils, Laboratory Shear Strength of Soil", ASTM STP 740, R. N. Yong and F. C. Townsend, Eds., *American Society for Testing and Materials*, pp. 207-225.

ANDERSEN, K. H., RAWLINGS, C. G., LUNNE, T. A. and TROND, H. (1994), "Estimation of Hydraulic Fracture Pressure in Clay", *Canadian Geotechnical Journal*, *Vol. 31*, pp. 817-828.

ANDERSON, B., PYRAH, I. C. and ALI, F. H. (1987), "Rate Effects in Pressurmeter Tests in Clays", *Journal of Geotechnical Engineering*, ASCE, *Vol. 113*, No. 11, pp. 1344-1358.

ANDERSON, B., PYRAH, I. C. PANG, L. S. and ALI, F. H. (1988), "The Time Dependent Behaviour of Normally Consolidated Clay in Thick Hollow Cylinder Tests", *Proceedings of International Conference on Rheology and Soil Mechanics*, Coventry, UK. M.J. Keedwell, Ed., Elsevier Applied Science, London, pp. 204-218.

ARNOLD, M. (1981), "An Empirical Evaluation of Pressuremeter Test Data", *Canadian Geotechnical Journal, Vol. 18*, pp. 455-459.

BAGUELIN, F., JÉZÉQUEL, J. F., LEMÉE, E. and LE MÉHAUTÉ, A. (1972), "Expansion of Cylindrical Probes in Cohesive Soils", *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, ASCE, *Vol. 98*, No. SM11, pp. 1129-1142.

BAGUELIN, F., JÉZÉQUEL, J. F. and SHIELDS, D. H. (1978), "*The Pressuremeter and Foundation Engineering*", Trans Tech Publications, Clausthal, R. F. A.

BAGUELIN, F., FRANK, R. A. and NAHRA, R. (1986), "A Theoretical Study of Pore Pressure Generation and Dissipation Around the Pressuremeter", *The Pressurmeter and its Marine Applications: Second International Symposium*, STP 950, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, pp. 169-186.

BANERJEE, P. K. and STIPHO, A. S. (1979), "An Elastoplastic model for Undrained Behaviour of Heavily Overconsolidated Clays", *Int. J. Numer. Anal. Methods Geomechanics, Vol. 3*, No. 1, pp. 97-104.

BISHOP, A. W. and GARGA, V. K. (1969), "Drained Tension Tests on london Clay", *Géotechnique, Vol. 19*, pp. 310-313.

BOFINGER, H. E. (1970), "The Measurement of the Tensile Properties of Soil Cement",RRL Report LR 365, *Road Research Laboratory*, Ministry of Transport, Crowthorne, Berkshire.

BRACE, W. F. (1960), "An Extension of the Griffith Theory of Fracture to Rocks", *Journal of Geophisical Research, Vol. 65*, pp. 3477-3480.

BROMS, B. B. and CASBARIAN, A. O. (1965), "Effects of Rotation of the Principal Stress Axes and of the Intermediate Principal Stress on the Shear Strength", *Proceedings of the 6th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 1*, pp. 179-183.

CARTER, J. P., RANDOLPH, M. F. and WROTH, C. P. (1979), "Stress and Pore Pressure Changes in Clay During and After the Expansion of a Cylindrical Cavity", *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 3*, pp. 305-322.

CLAUSING, D. P. (1959), "Comparison of Griffith Theory with Mohr's Failure Criteria", *Quarterly of the Colorado School of Mines, Vol. 54*, No. 3, pp. 285-269.

CONLON, R. T. (1966), "Landslide on the Toulnustone River, Quebec", *Canadian Geotechnical Journal, Vol. 3*, No. 3, pp. 113-144.

DAKPO, W. (1993), *Mise au point d'un éssai Triaxial à Cylindre Creux pour la mesure de la résistance à la traction de l'Argile*, Mémoire de Maîtrise (M.Sc.A.), Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.

DASH, U and LOVELL, C. W. (1972), "Tensile Strength of Clays", *Proceedings of the 3rd Southeast Asian Conference on Soil Engineering*, Hong Kong, pp. 205-210.

DEGUÉ, K. M. (1998), *Étude des Mécanismes de Fissuration dans les Argiles Saturées*, Mémoire de Doctorat (Ph.D.), Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.

DENBY, G. M. and CLOUGH, G. W. (1980), "Self-Boring Pressuremeter Tests in Clay", *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, ASCE, *Vol. 106*, No. GT12, pp. 1369-1387.

FANG, H. Y. and CHEN, W. F. (1971), "New Method for the Determination of Tensile Strength of Soil", *Highway Research Record*, No. 354, pp. 62-68.

FANG, H. Y. and FERNANDEZ, J. (1981), "Determination of Tensile Strength of Soils by Unconfined-Penetration Test", Laboratory Shear Strength of Soil, ASTM STP 740, R. N. Yong and F. C. Townsend, Eds., *American Society for Testing and Materials*, pp. 130-144.

FAIRHURST, C. (1964), "On the Validity of the Brazilian Test for Brittle Materials", *Int. J. Rock Mech. Mining Sci. Vol. 1*, pp. 535-546.

FRYDMAN, S. (1964), "The Applicability of the Brasilian (Indirect Tension) Test to Soils", *Australian Journal of Applied Science*, pp. 334-343.

FUKUSHIMA, S. (1986), "Hydraulic fracturing criterion in the core of fill dams", *Report of Fujita Kogyo Technical Institute* No. 22, pp. 131-136.

GANGOPADHYAY, C. R. and NASR, A. N. (1986), "Interpretation of Pressuremeter Tests Using Laboratory Simulated Tests", *The Pressurmeter and its Marine Applications: Second International Symposium*, STP 950, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, pp. 214-231.

GIBSON, R. E. and ANDERSON, W. F. (1961), "In Situ Measurement of Soil Properties with the Pressuremeter", *Civil Engineering and Public Works Review*, *Vol. 56*, pp. 615-618.

GRIFFITH, A. A. (1920), "The Phenomenon of Rupture and Flow in Solids" *Phil. Trans. Roy. Soc.* London, A, *Vol. 221*, pp. 163-197.

GRIFFITH, A. A. (1924), "The Theory of Rupture", *Proceeding 1st International Congress on Applied Mechanics*, Delf, Netherlands, pp. 55-62.

HAEFELI, R. (1951), "Investigation and Measurement of the Shear Strength of Saturated Cohesive Soils", *Géotechnique*, *Vol. 2*, No. 3, pp. 186-208.

HASEGAWA, H. and IKENTI, M. (1964), "On the Strength of Distributed Soils", In *Symposium on Rheology and Soil Mechanics*, Grenoble, Springer-Verlag, Berlin, pp. 207-210.

HASSANI, A. W., SINGH, B., SAINI, S. S. and GOEL, M. C. (1985), "Laboratory Simulation of Hydraulic Fracturing", *Proceedings of the 11th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, San Francisco, C.A., Vol. 2, pp. 1081-1084.

HIGHT, D. W., GENS, A. and SYMES, M. J. (1983), "The Development of a New Hollow Cylinder Apparatus for Investigating the Effects of Principal Stress Rotation in Soils", *Géotechnique, Vol. 33*, No. 4, pp. 355-383.

HUANG, A. B., HOLTZ, R. D. and CHAMEAU, J. L. (1988), "A Calibration Chamber for Cohesive Soils", *Geotechnical Testing Journal, Vol. 11*, No. 1, pp. 30-35.

HUANG, A. B., HOLTZ, R. D. and CHAMEAU, J. L. (1991), "Laboratory Study of Pressuremeter Tests in Clays", *Journal of Geotechnical Enginering*, ASCE, *Vol. 117*, No. 10, pp. 1549-1567.

HUDSON,J. A., BROWN, E. T. and RUMMEL, F. (1972), "The Controlled Failure of Rock Disc and Ring Loaded in Diametral Compression", *Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 9*, No. 2, pp. 241-248.

INGLES, O. G. and FRYDMAN, S. (1963), "An Examination of Some Methods for Strength Measurement in Soils" *Proceedings of the 4th Australian Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, New-Zealand pp. 213-219.

JAWORSKI, G. W., DUNCAN, J. M. and SEED, H. B. (1981), "Laboratory Study of Hydraulic Fracturing", *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, ASCE, *Vol. 107*, No. GT6, pp. 713-732.

JURAN, I. and BENSAID, M. A. (1987), "Cavity Expansion Tests in a Hollow Cylinder Cell", *Geotechnical Testing Journal, Vol. 10*, No. 4, pp. 203-212.

KRISHNAYYA, A. V. G. and EISENSTEIN, Z. (1974), "Brazilian Tensile Test for Soils", *Canadian Geotechnical Journal, Vol. 11*, pp. 632-642.

KRISHNAYYA, A. V. G., EISENSTEIN, Z. and MORGENSTERN, N. R. (1974), "Behavior of Compacted Soil in Tension", *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, ASCE, *Vol. 100*, No. GT9, pp. 1051-1061.

LADANYI, B. (1972), "In Situ Determination of Undrained Stress-Strain Behavior of Sensitive Clays with the Pressuremeter", *Canadian Geotechnical Journal*, *Vol. 9*, pp. 313-319.

LADANYI, B. (1992), "A Lower-Bound Solution for Bursting of Thick-Wlled Cylinders of Rock Under Internal and External Pressures", *Structure et comportement des géomatériaux* ; Colloque René Houpert, Nancy.

LADE, P. V. (1975), "Torsional Shear Tests on Cohesionless Soil", *Proceedings 5th Panam. Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 1*, pp. 117-127.

LEONARDS, G. A. and NARIAN, J. (1963), "Flexibility of Clay and Cracking of Earth Dams", *Journal of Soil Mechanics and Foundation Division*, ASCE, *Vol. 89*, SM2, pp. 47-95.

MALHOTRA, V. M. and ZOLDNERS, N. G. (1967), "Comparison of Ring Tensile Strength of Concrete with Compressive, Flexure and Splitting Tensile Strength", Journal of Materials, *American Society for Testing and Materials*, Vol. 2, No. 1, pp. 160-181.

MASSARSCH, K. R. (1978), "New Aspects of Soil Fracturing in Clay", *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, ASCE, *Vol. 104*, No. GT8, pp. 1109-1123.

McCLINTOCK, F. A. and WALSH, J. (1962), "Friction on Griffith Cracks in Rocks Under Pressure", *Proceedings of the US National Congress of Applied Mechanics*, Berkeley, pp. 1015-1021.

MORI, A. and TAMURA M. (1987), "Hydrofracturing Pressure of Cohesive Soils", *Soils and Foundations, Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 27*, No. 1, pp. 14-22.

MORI, A., TAMURA, M. and FUKUI, Y. (1990), "Fracturing Pressure of Soil Ground by Viscous Materials", *Soils and Foundations, Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 30*, No. 3, pp. 129-136.

MURDOCH, L. C. (1992), "Hydraulic Fracturing of Soil During Laboratory Experiments", Part 1., *Géotechnique, Vol. 43*, No. 2, pp. 255-265.

MURDOCH, L. C. (1992), "Hydraulic Fracturing of Soil During Laboratory Experiments", Part 2., *Géotechnique, Vol. 43*, No. 2, pp. 267-276.

NADAI, A. (1950), *Theory of Flow and Fracture of Solids*, 2nd Ed., Vol 1, McGraw-Hill, New York, pp. 353-359.

NAHRA, R. and FRANK, R. (1986), "Contributions Numériques et Analytiques à l'Étude de la Consolidation Autour du Pressiomètre", *Rapport de Recherche L.C.P.C.*, No. 137.

NARIAN, J. and RAWAT, P. C. (1970), "Tensile Strength of Compacted Soil", *Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division*, ASCE, *Vol. 96*, No. SM6, pp. 2185-2190.

NOBARI, E. S., LEE, K. L. and DUNCAN, J. M. (1973), "Hydraulic Fracturing in Zoned Earth and Rockfill Dams", *Office of Research Services*, Report No. TE 73-1, *Vol. 9*, No. 8, Univ. of California, Berkeley, Calif., pp. 17-23.

OVERY, R. F. and DEAN, A. R. (1986), "Hydraulic Fracture Testing of Cohesive Soil", *Proceedings of the 18th Offshore Technology Conference*, Houston, Tx. Vol. 3, pp. 45-53.

PALMER, A. C., 1972, "Undrained Plane Strain Expansion of a Cylindrical Cavity in Clay: A Simple Interpretation of the Pressuremeter Test", *Géotechnique*, *Vol. 22*, pp. 451-457.

PANAH, K. and YANAGISAWA, E. (1989), "Laboratory Studies on Hydraulic Fracturing Criteria in Soil", *Soils and Foundations*, *Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering*, *Vol. 29*, No. 4, pp. 14-22.

PAUL, B. (1961), "A Modification of the Coulomb-Mohr Theory of Fracture", *Journal of Applied Mechanics*, No. 28, pp. 259-268.

PENUMADU, D. and CHAMEAU, J. L. (1997), "Strain Rate Effects in Model Pressuremeter Testing", *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, *Vol. 123*, No. 11, pp. 1051-1059.

PENUMADU, D. and CHAMEAU, J. L. (1998), "Interpretation of Model Pressuremeter Test Using Automated Clay Calibration Chamber Data", *Geotechnical Testing Journal*, *Vol. 21*, No. 1, pp. 18-30.

PETERS, J. F. and LEAVELL, D. A. (1988), "Relationship Between Tensile and Compressive Strengths of Compacted Soils", *Advanced Triaxial Testing of Soil and Rock*, ASTM, STP 977, pp. 169-188.

PRÉVOST, J., H. and HÖEG, K. (1975), "Analysis of Pressuremeter in Strain-Softening Soil", *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, ASCE, *Vol. 101*, No. GT8, pp. 717-732.

RAMIAH, B. K., RAJ, P. P., CHICKANAGAPPA, L. S. and RAGNUNATTH, S. P. (1977), "Some Studies on the Tensile Strength of Soils", *Proceedings of the 5th Southeast Asian Conference on Soil Engineering*, Bangkok Thailand, pp. 327-337.

RANDOLPH, M. F. and WROTH, C. P. (1979), "An Analytical Solution for the Consolidation Around a Driven Pile", *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 3*, pp. 217-229.

RANDOLPH, M. F, CARTER, J. P. and WROTH, C. P. (1979), "Driven Piles in Clay-The Effects of Installation and Subsequent Consolidation", *Géotechnique, Vol. 29*, No. 4, pp. 361-393.

SAADA, A. S. and BAAH, A. K. (1967), "Deformation and Failure of a Cross Anisotropic Clay Under Combined Stress", *Proceedings 3th Panam. Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 1*, pp. 67-88.

SAYAO, A. and VAID, Y. P. (1991), "A Critical Assessment of Stress Nonuniformities in Hollow Cylinder test Specimens", *Soils and Foundations, Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 31*, No. 1, pp. 60-72.

SENSENY, P. E., MELLEGARD, K. D. and WAGNER, L. A. (1989), "Hollow Cylinder Tests on Natural Rock Salt", *Geotechnical Testing Journal, Vol. 12*, No. 2, pp 157-162.

SILVESTRI, V. (1998), "On the Determination of the Stress-Strain Curve of the Clay from the Undrained Plane-Strain Expansion of Hollow Cylinders: A Long Forgotten Method", *Canadian Geotechnical Journal, Vol. 35*, pp. 360-363.

SILVESTRI, V. and DIAB, R. (2000), "Stress Distribution and Paths in Clays During Pressuremeter Tests", Article soumis par la *Revue Canadienne de Géotechnique.*

SUKLJE, L. and DRNOVSEK, J. (1965), "Investigation of the Tensile Deformability of Soils Using Hollow Cylinders", *Proc. 6th Int. Con. Soil Mech.*, Montreal, *Vol. 1*, pp. 368-372.

SUKLJE, L., VOGRINCIC, G., TRATNIKOVA, G. and JENKO, M. (1967), "Testing of the Flexibility of Clays Using Photographic Registration of Displacement", *ACTA Geotechnica*, Ljubljana, pp. 15-18.

SUN, Y. and TING, C. (1988), "Introduction to New Apparatus for Hydraulic Fracturing Tests", *Geotechnical Testing Journal*, GTJODJ, *Vol. 11*, No. 4, pp. 288-292.

UCHIDA, I. and MASTSUMSTO, R. (1960), "On the Test of the Modulus of Rupture of Soil Samples", *soil and Foundation*, *Vol. 2*, pp. 51-55.

VAID, Y. P., SAYAO, A., ENHUANG, H. and NEGUSSEY, D. (1990), "Generalized Stress Path Dependent Soil Behaviour with a New Hollow Cylinder Torsional Apparatus", *Canadian Geotechnical Journal*, *Vol. 27*, pp. 601-616.

VAUGHAN, P. R. (1971), "The Use of Hydraulic Fracturing Tests to Detect Crack Formation in Embankment Dam Cores", *Interim Report, Imperial College*, London, Englnad.

WIJEWICKREME, D. and VAID, Y. P. (1991), "Stress Nonuniformities in Hollow Cylinder Torsional Specimens", *Geotechnical Testing Journal*, *Vol. 14*, pp. 349-362.

WOOD, D. M. (1990), *Soil Behaviour and Critical State Soil Mechanics*, Cambridge : Cambridge University Press.

WROTH, C. P. (1977), "The Predicted Performance of a Soft Clay Under a Trial Embankment Loading Based on the Cam Clay Model", *Finite Elements in Geomechanics*, Ed., Gudehus, London : Wiley, pp. 191-208.

WROTH, C. P. and SIMPSON, B. (1972), "An Induced Failure at a Trail Embankment: Finite Elements Computations", *Specialty Conference on Performance of Earth and Earth Supported Structures*, ASCE, New York, *Vol. 1*, pp. 65-80.

YAMANOUCHI, I., MACHINAGA, R., GOTOH, K. and MURATA, H. (1977), "Studies of Cut off Slopes in a Pumice-Flow Soil Deposit and their Applications to the Design Standards for an Expressway", *Proceedings of the 9th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Tokyo.

YANAGISAWA, E. and PANAH, A. K. (1994), "Two Dimensional Study of Hydraulic Fracturing Criteria in Cohesive Soils", *Soils and Foundations, Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 34*, No. 1, pp. 1-9.

Annexe A

Fonctions de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique

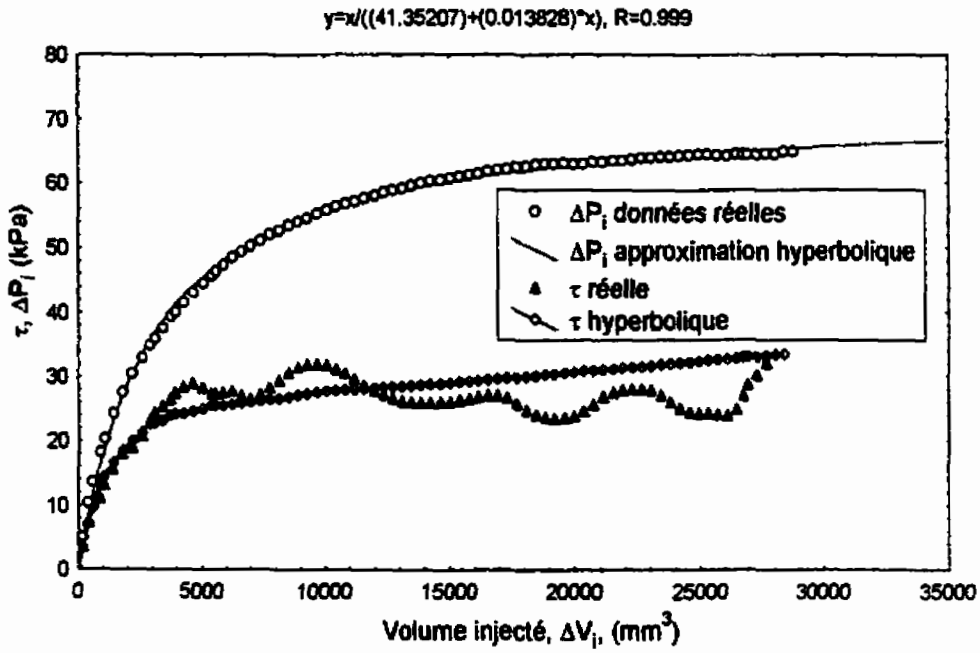


Figure (A. 1) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la première série d'essais

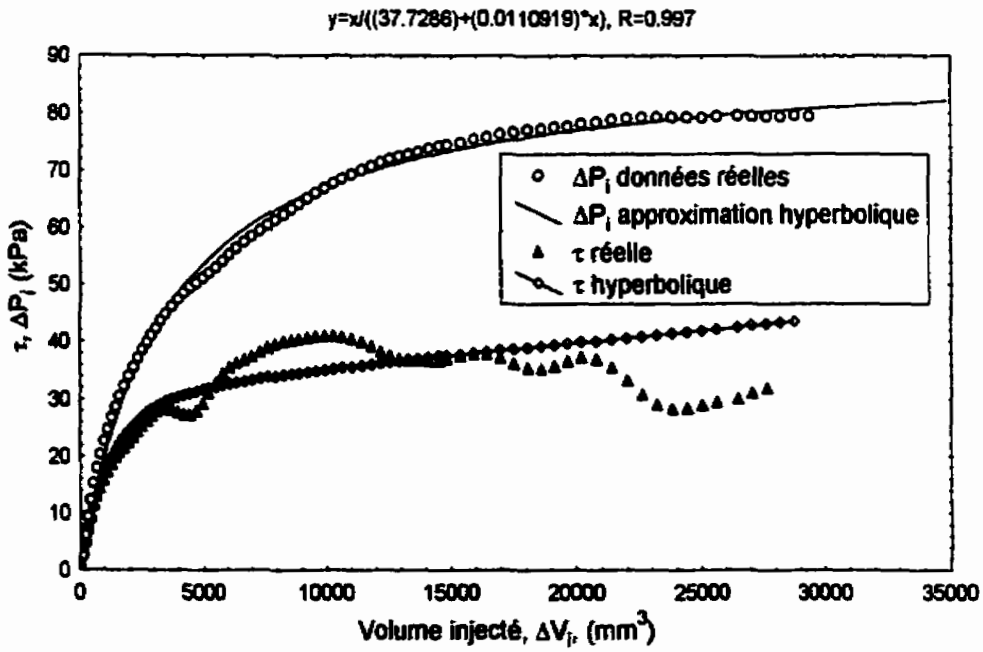


Figure (A. 2) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la première série d'essais

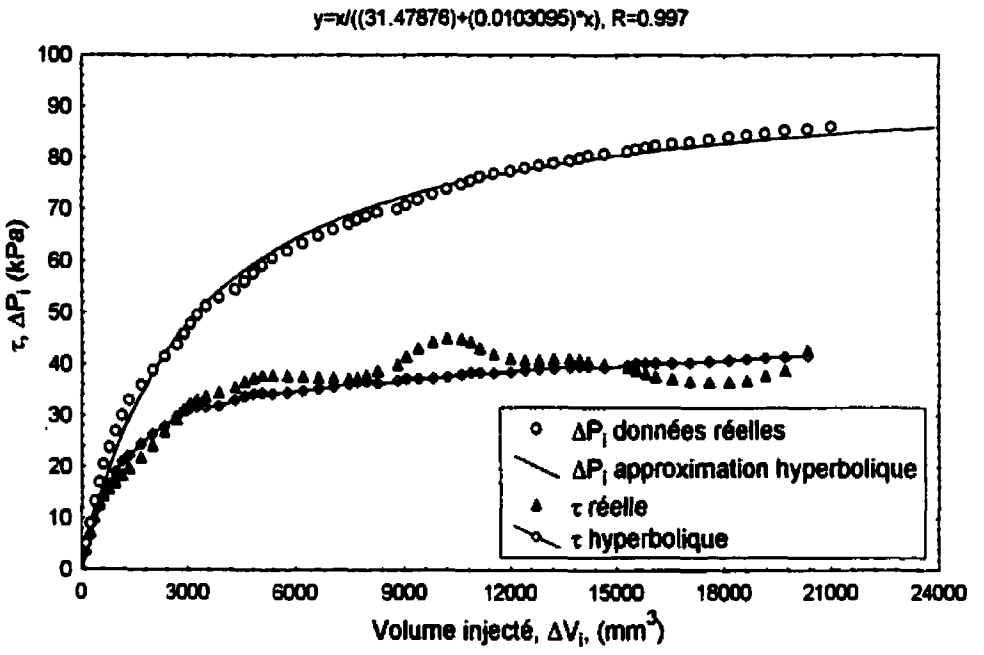


Figure (A. 3) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la première série d'essais

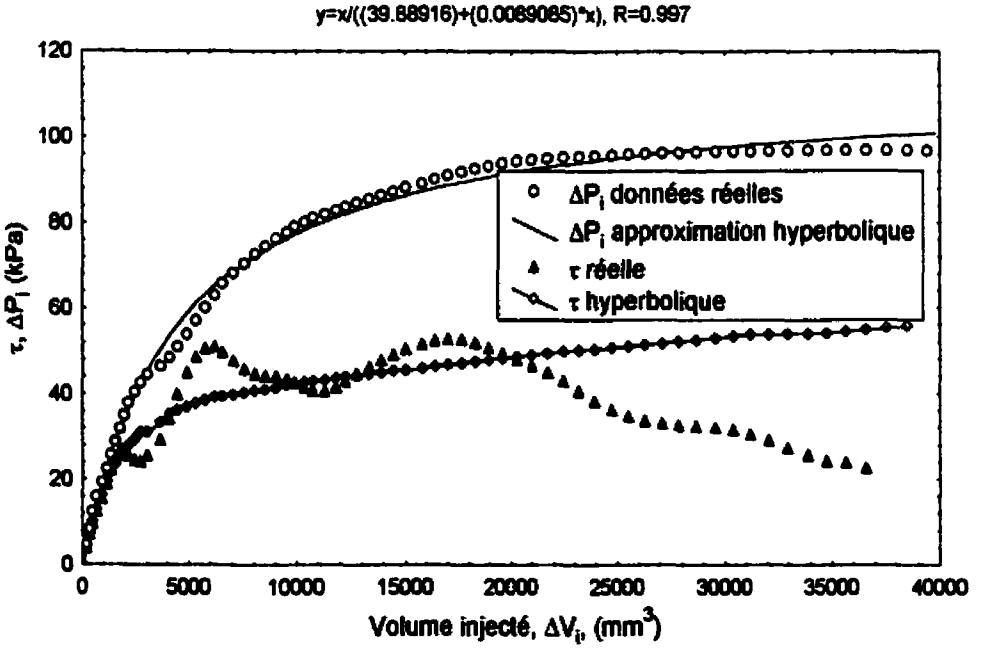


Figure (A. 4) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la première série d'essais

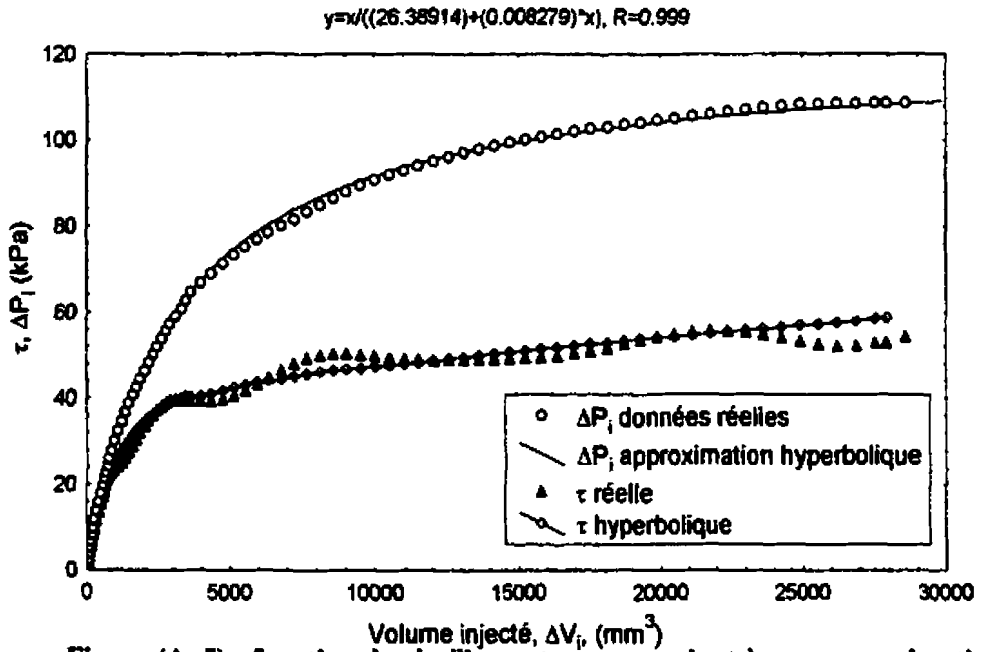


Figure (A. 5) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour $\sigma'_c = 50$ kPa dans la première série d'essais

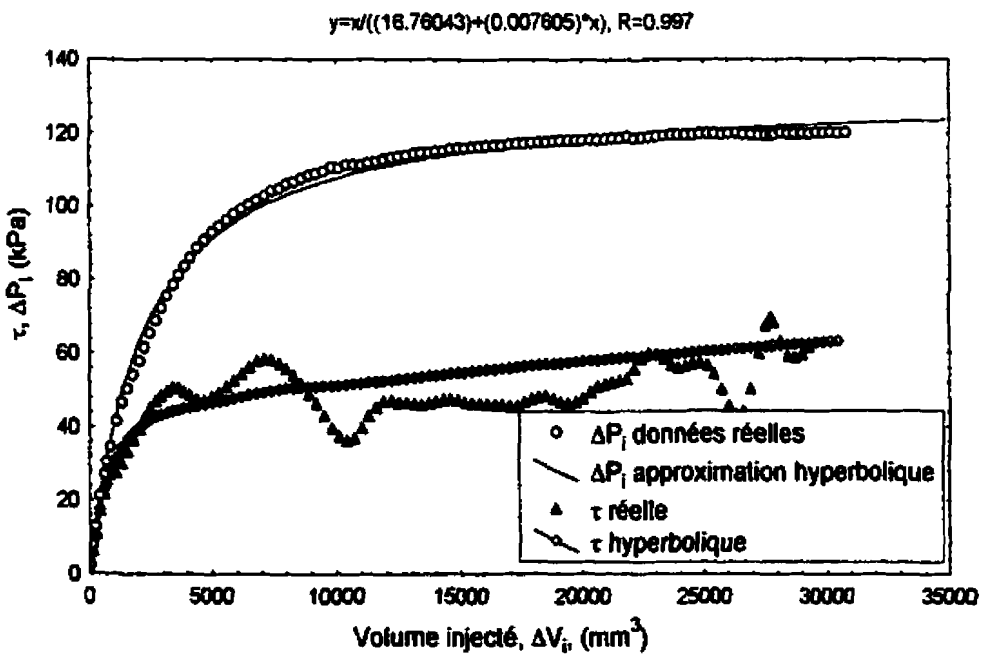


Figure (A. 6) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour $\sigma'_c = 100$ kPa dans la première série d'essais

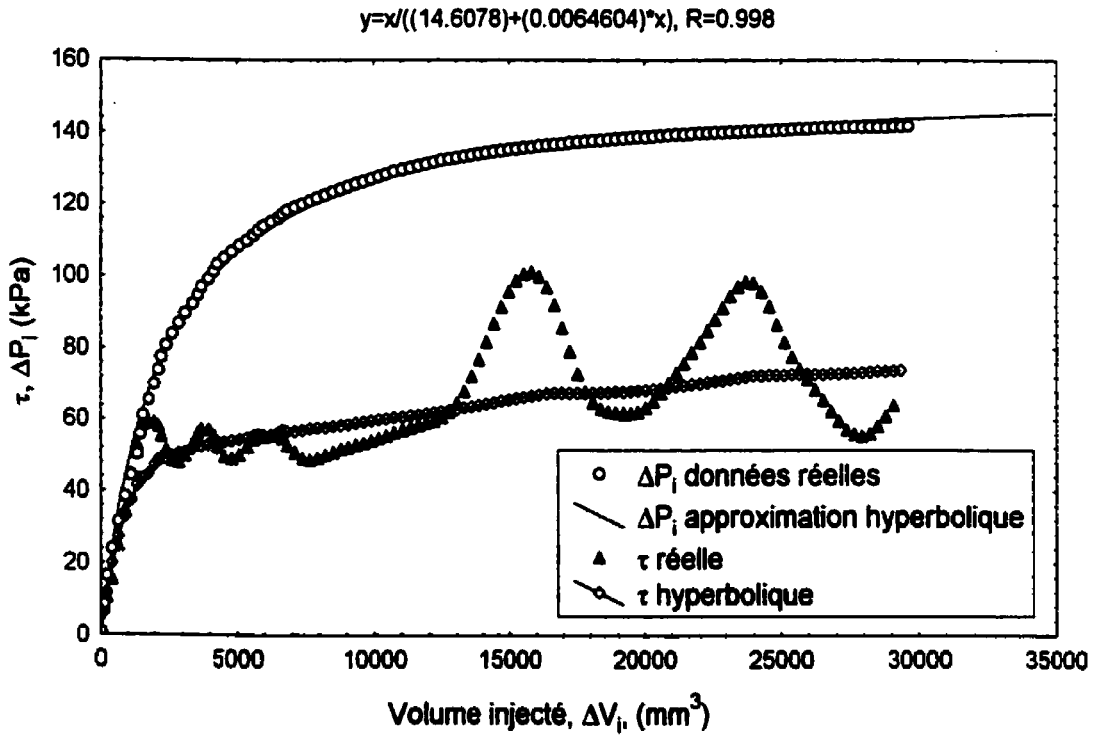


Figure (A. 7) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour $\sigma`_c$ = 200 kPa dans la première série d'essais

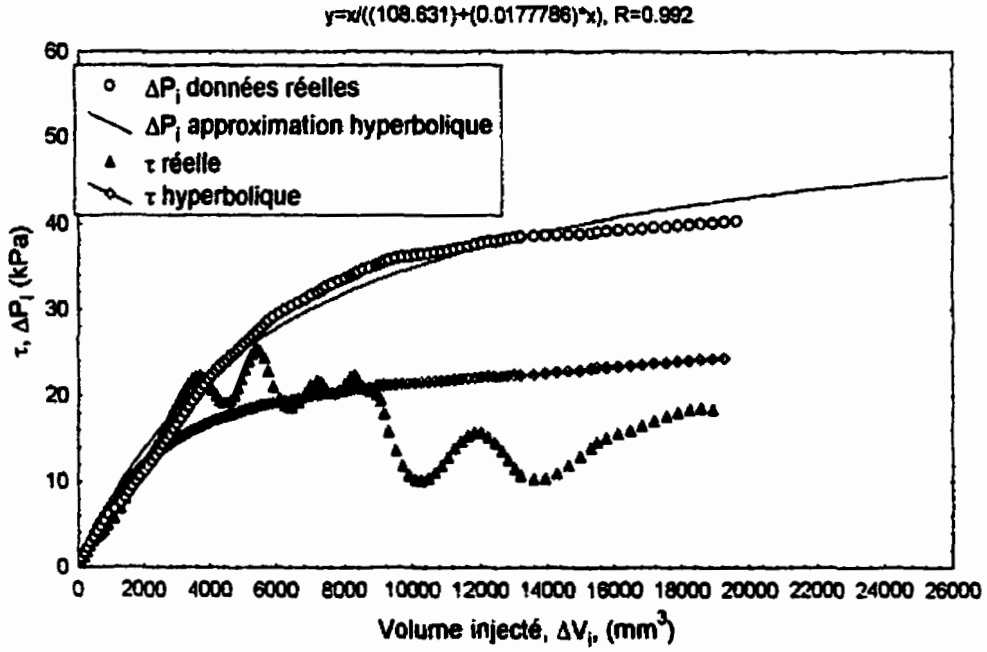


Figure (A. 8) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais

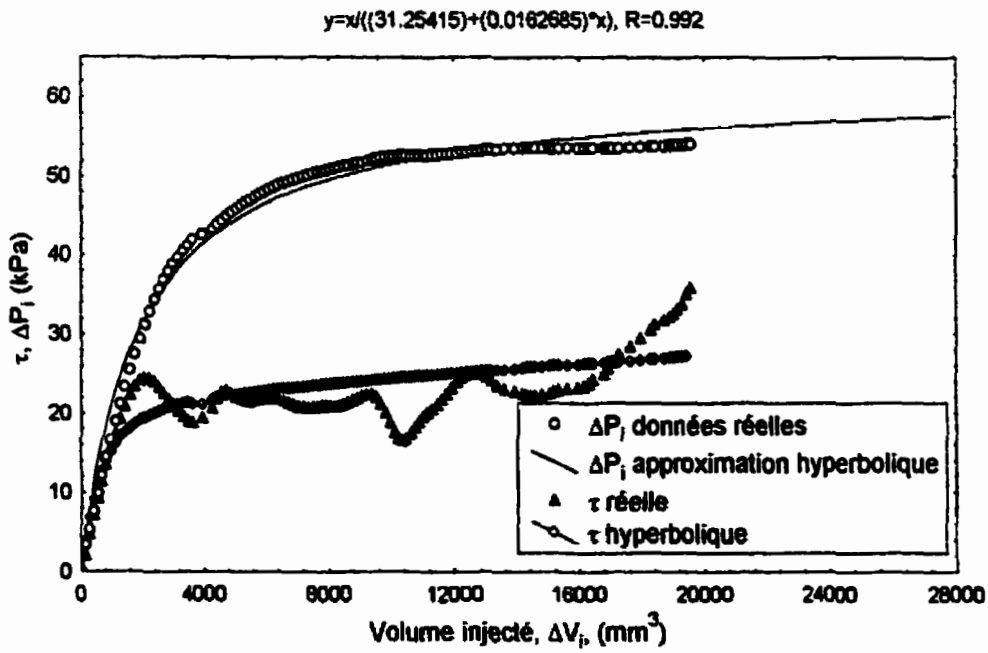


Figure (A. 9) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 25 kPa dans la deuxième série d'essais

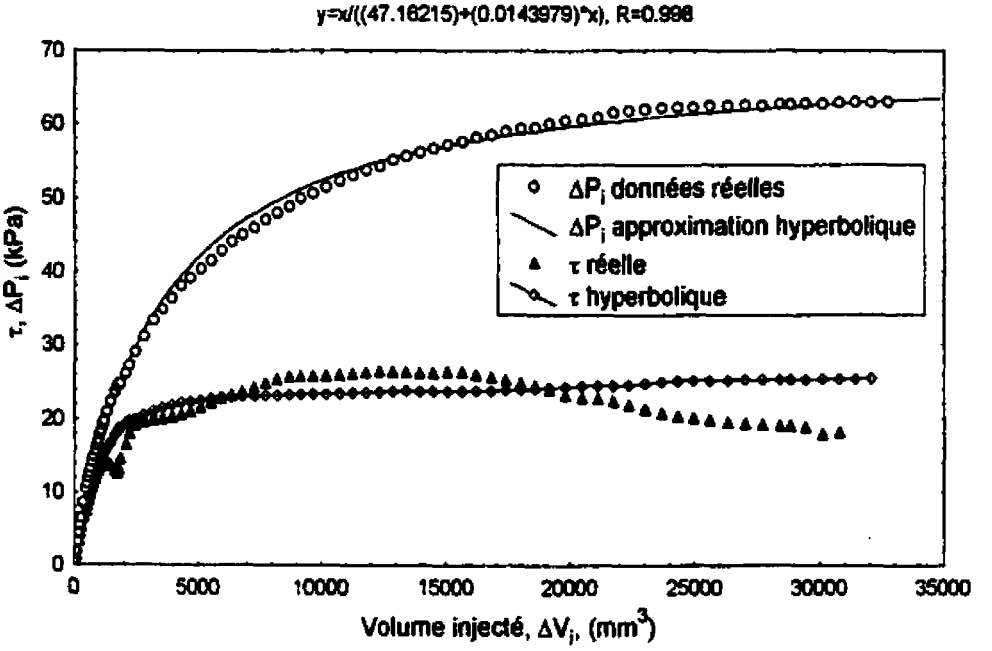


Figure (A. 10) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 15 kPa dans la troisième série d'essais

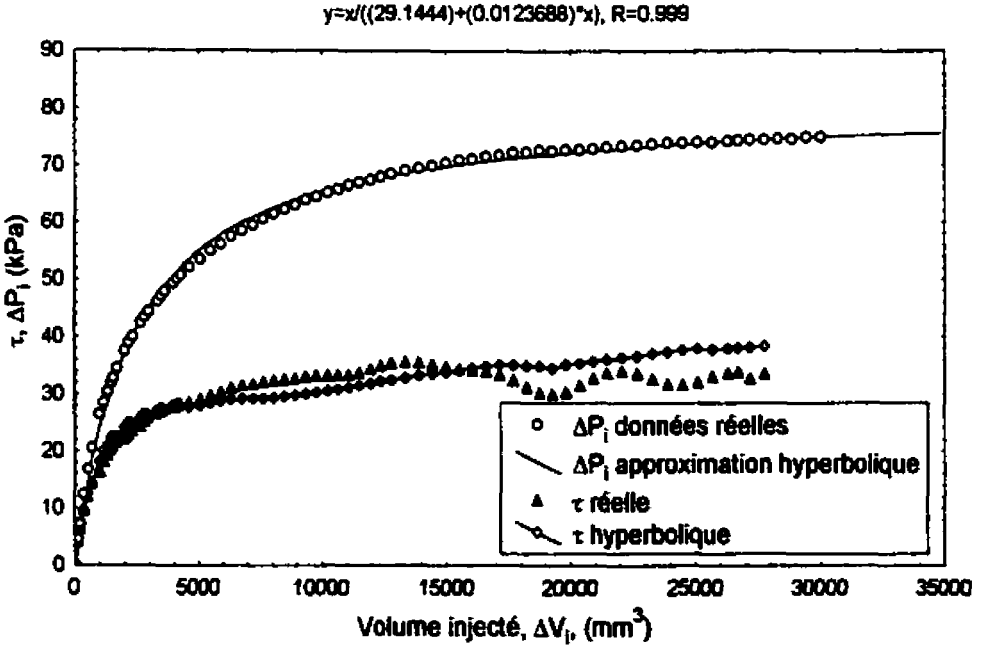


Figure (A. 11) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 20 kPa dans la troisième série d'essais

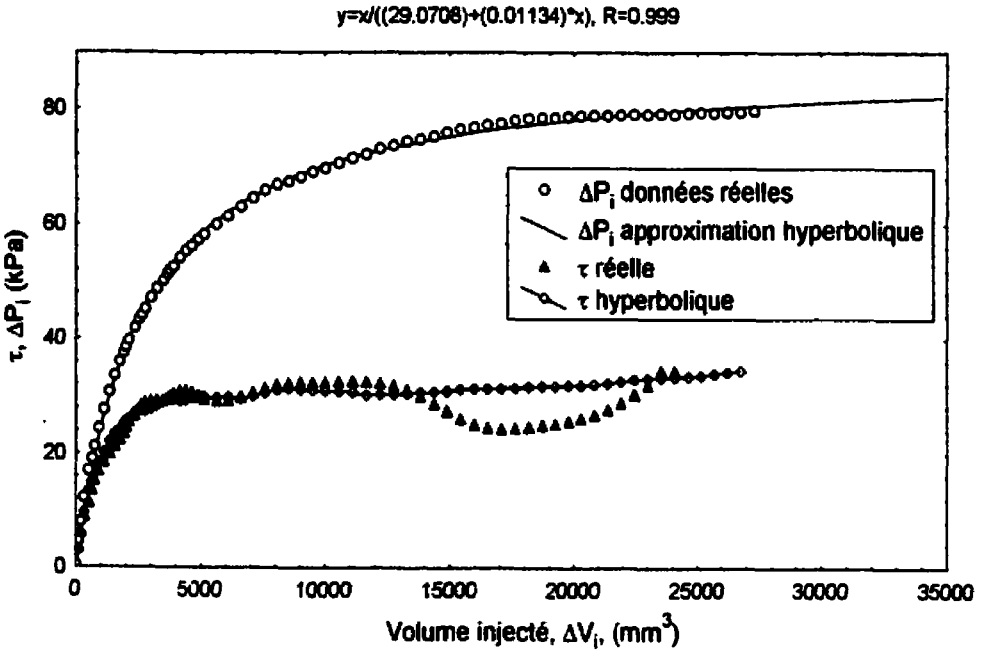


Figure (A. 12) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais

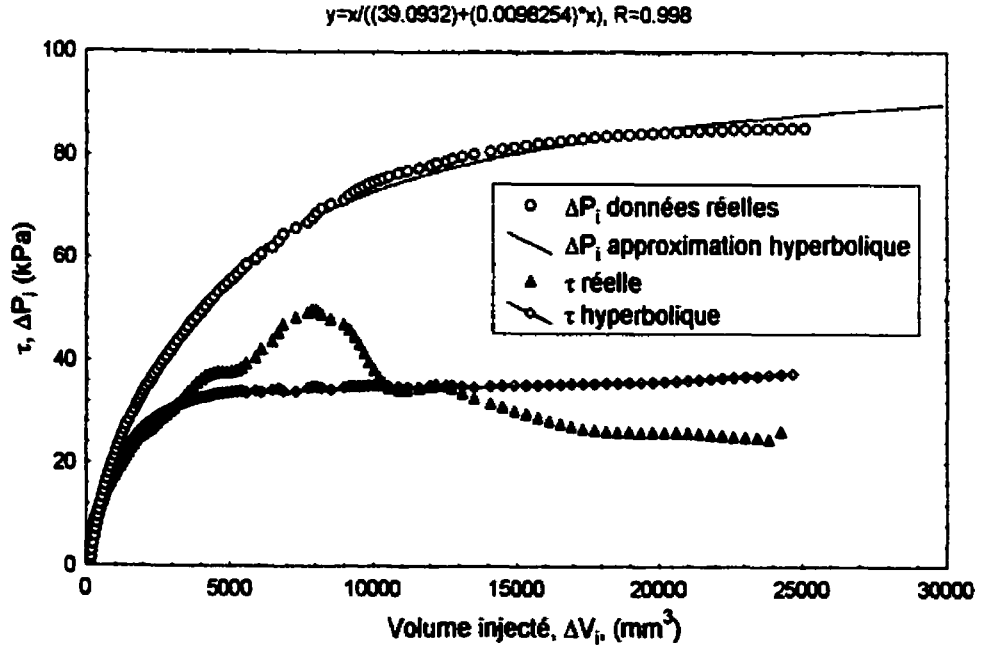


Figure (A. 13) : fonction de cisaillement correspondant à une approximation hyperbolique pour σ'_c = 30 kPa dans la troisième série d'essais

Annexe B

Évolution de la contrainte tangentielle au milieu de l'échantillon

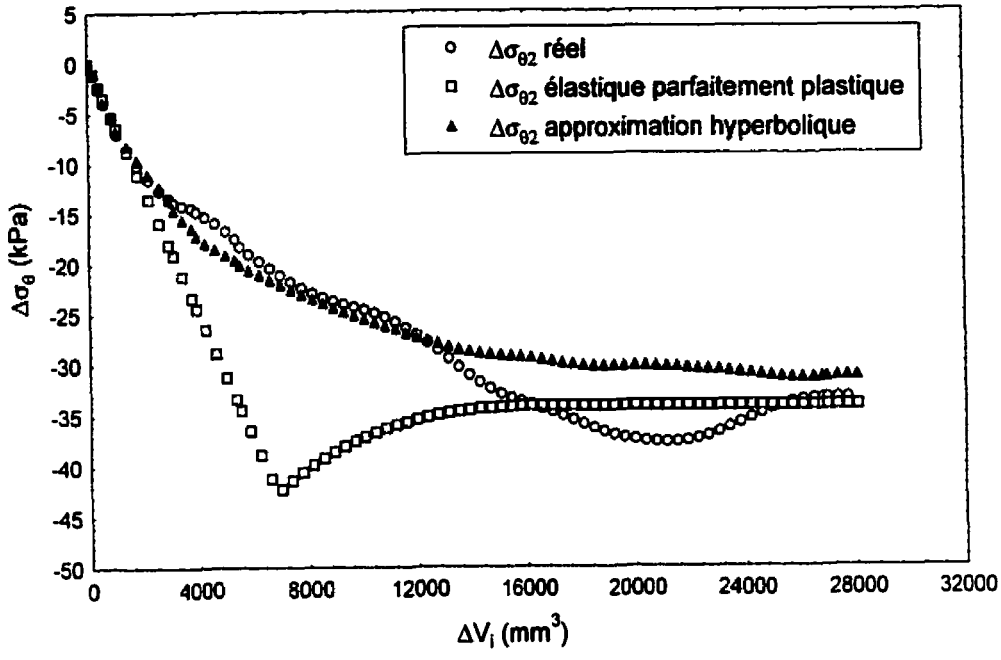


Figure (B. 1) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais

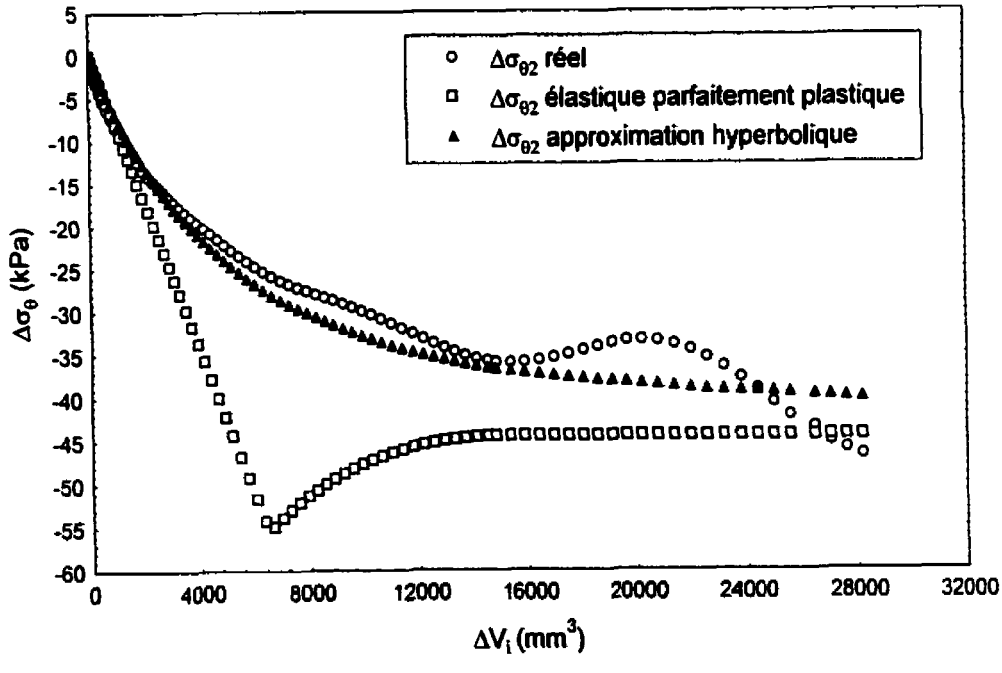


Figure (B. 2) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais

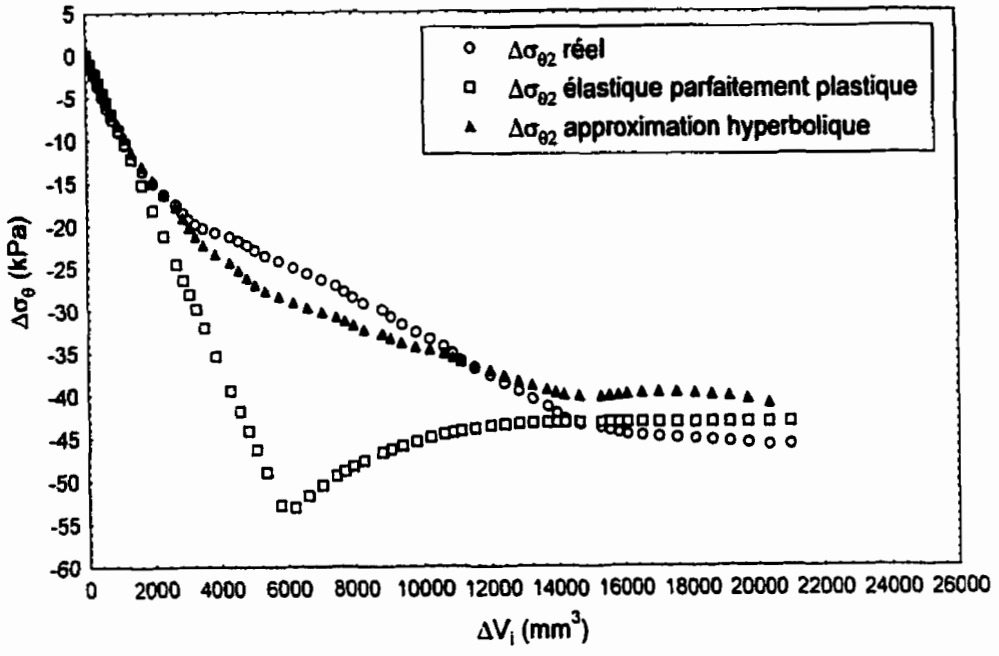


Figure (B. 3) : évolution de $\Delta\sigma_{\theta}$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la première série d'essais

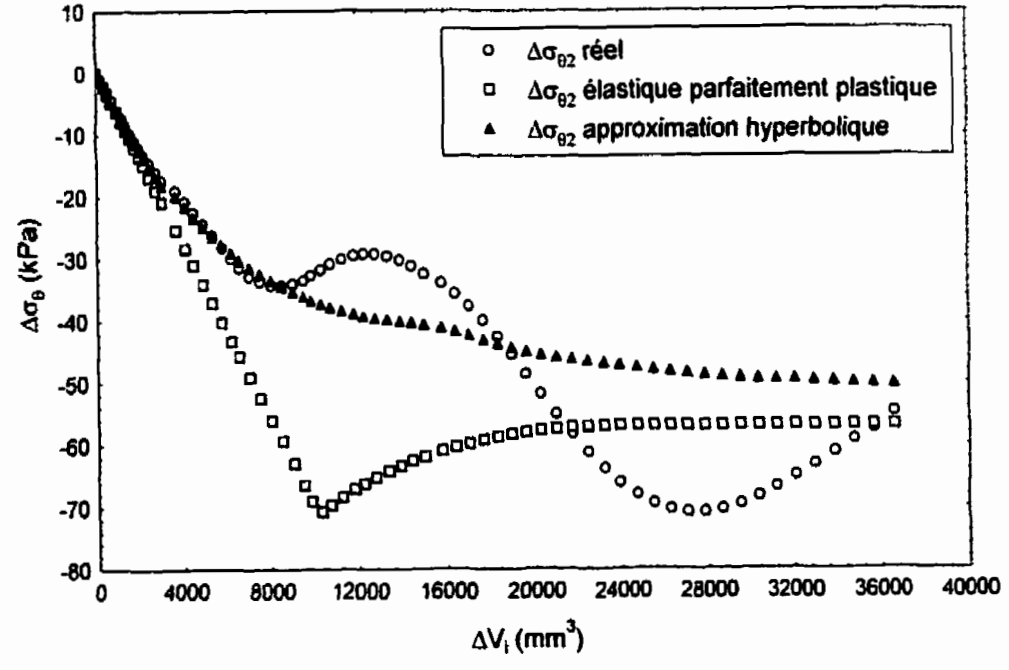


Figure (B. 4) : évolution de $\Delta\sigma_{\theta}$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la première série d'essais

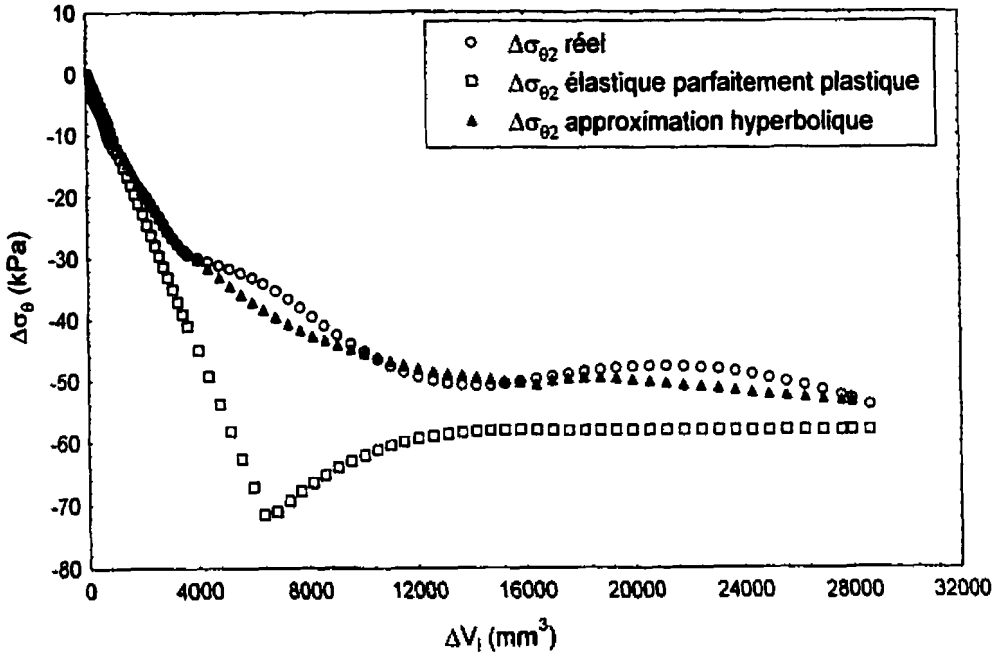


Figure (B. 5) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 50 kPa dans la première série d'essais

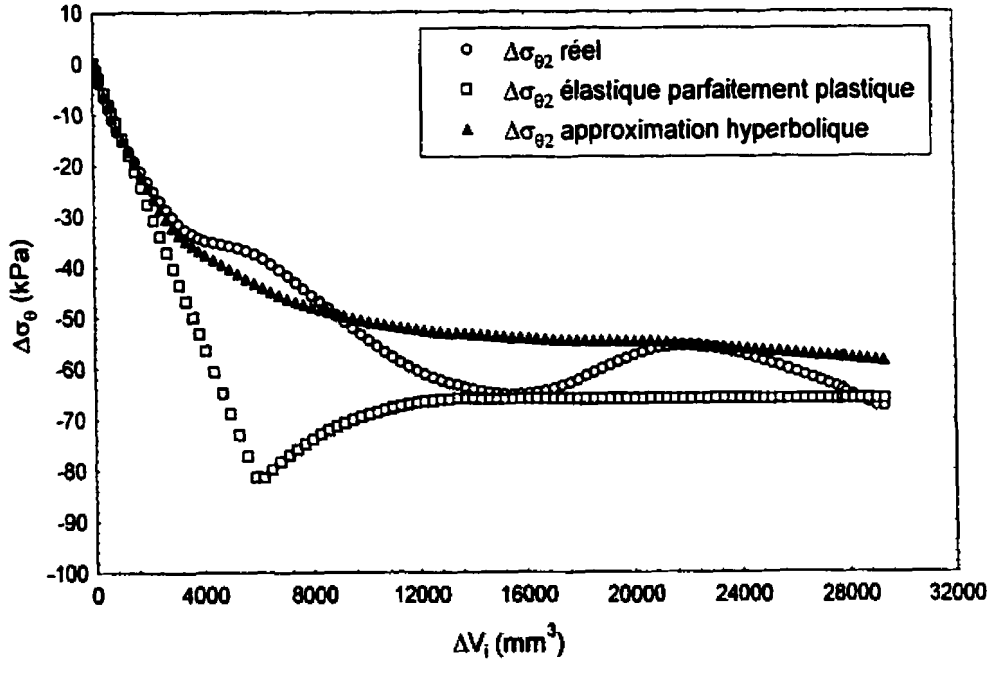


Figure (B. 6) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 100 kPa dans la première série d'essais

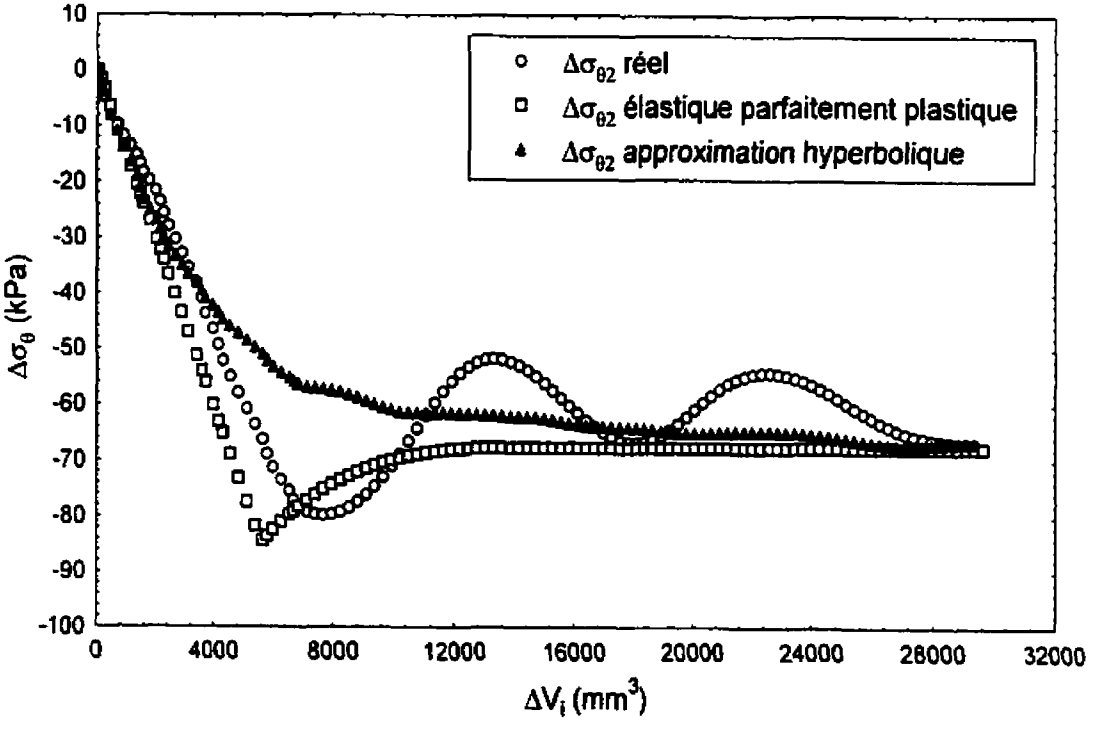


Figure (B. 7) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 200 kPa dans la première série d'essais

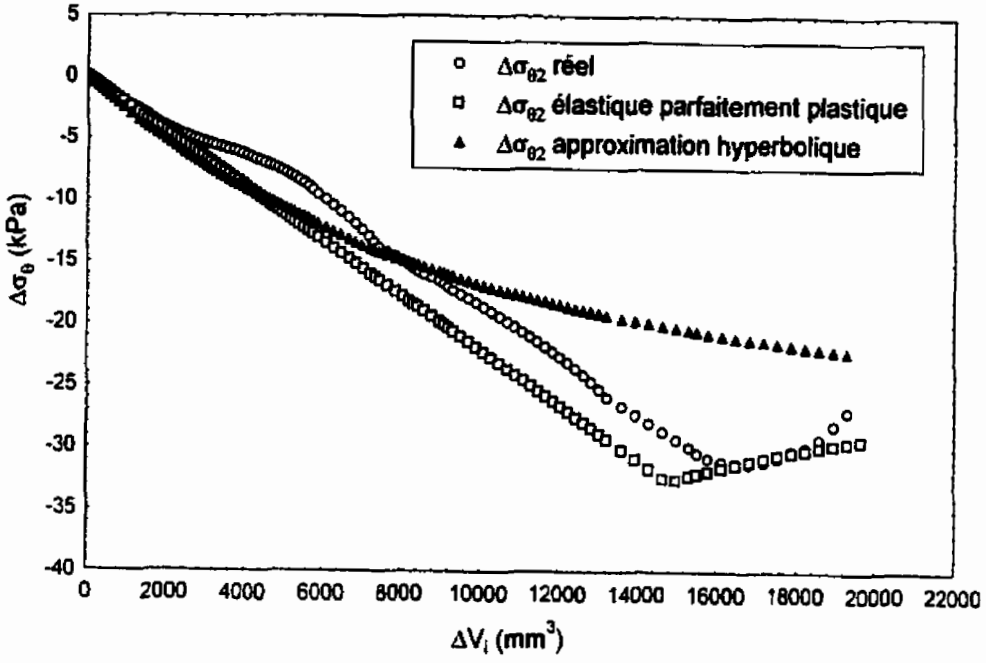


Figure (B. 8) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma`_c$ = 10 kPa dans la deuxième série d'essais

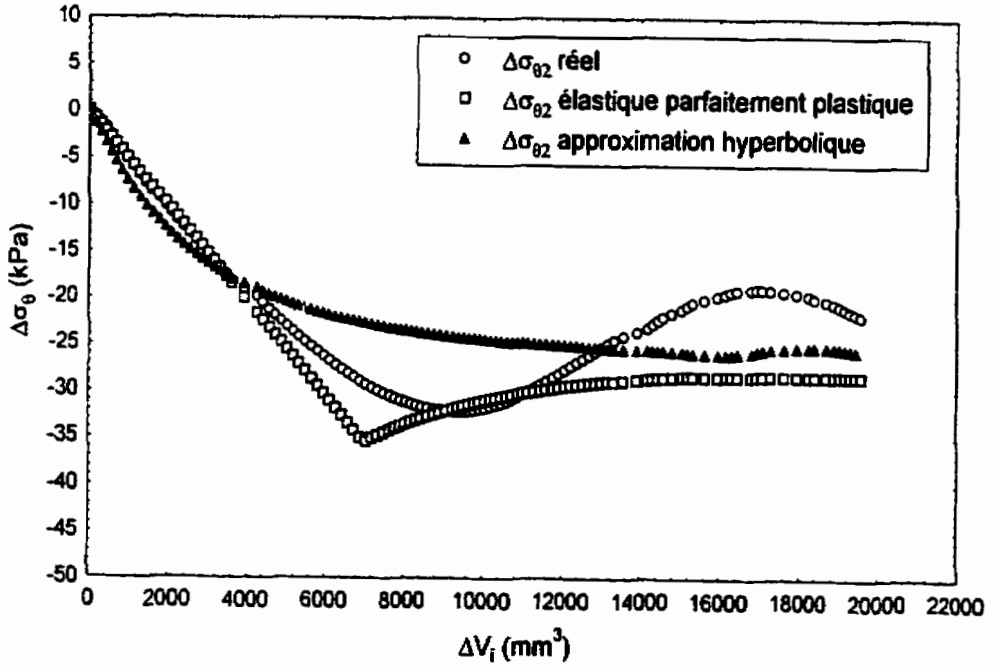


Figure (B. 9) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma`_c$ = 25 kPa dans la deuxième série d'essais

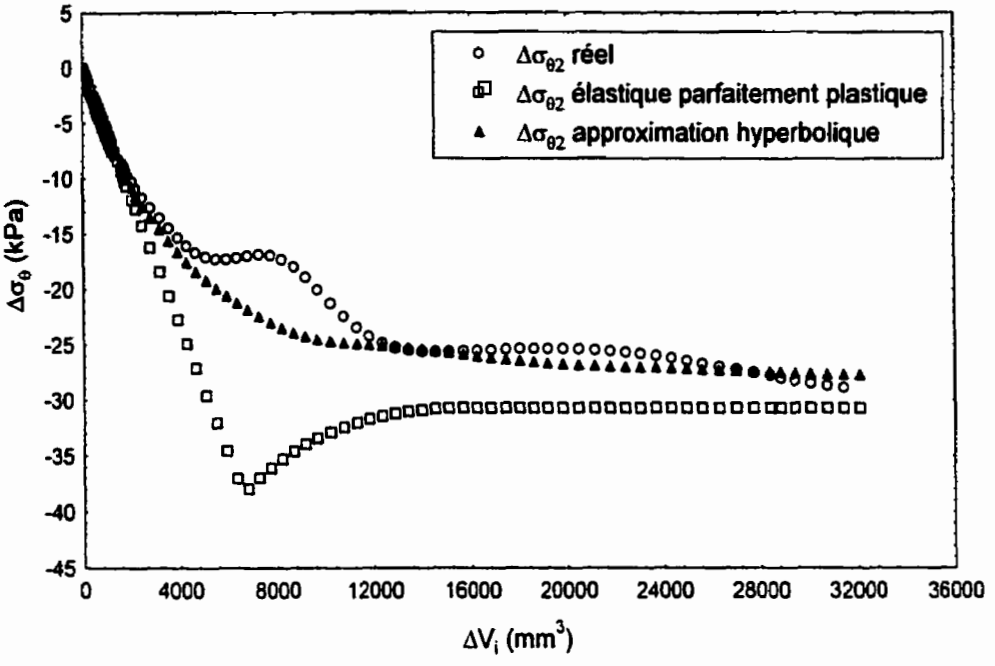


Figure (B. 10) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la troisième série d'essais

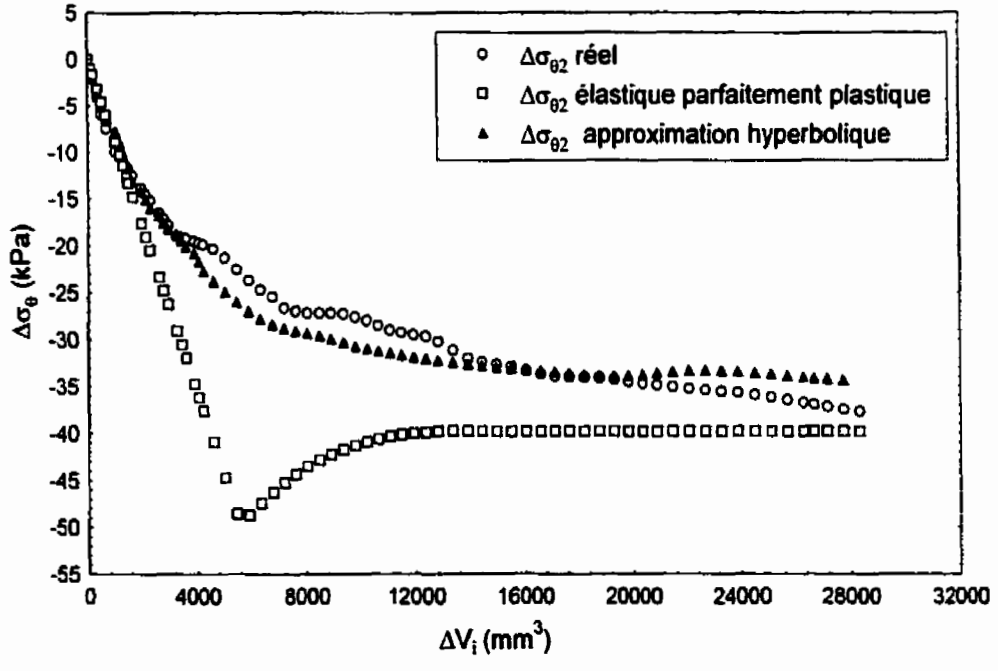


Figure (B. 11) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$, au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais

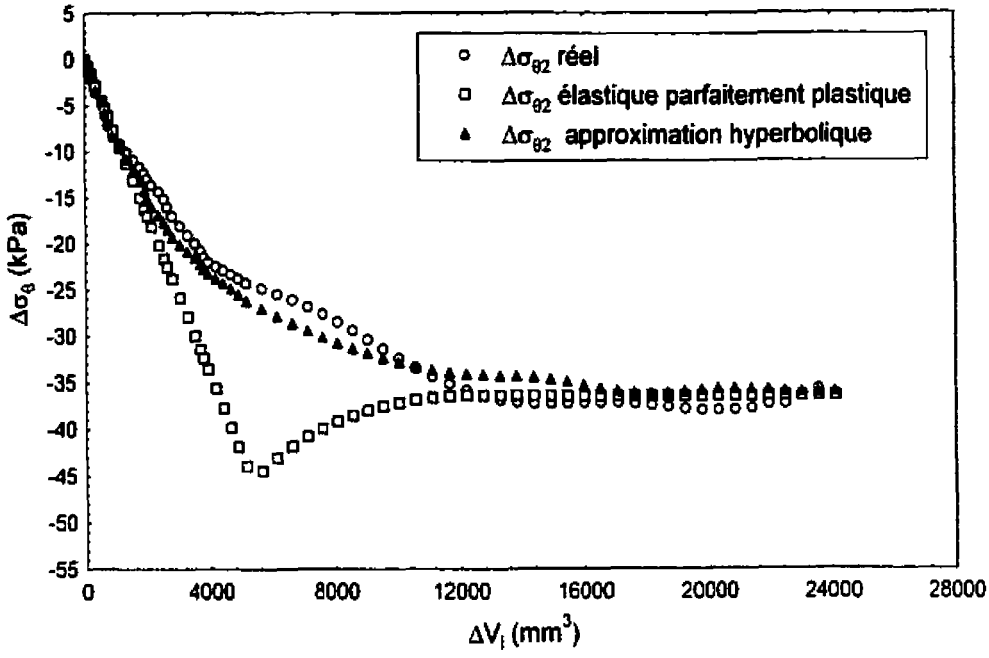


Figure (B. 12) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la troisième série d'essais

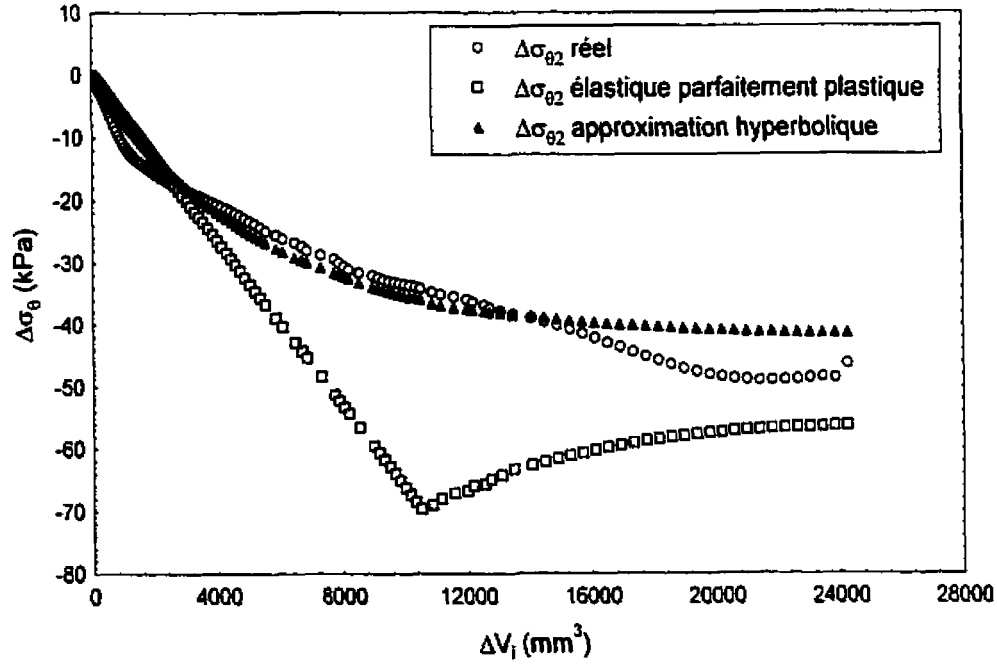


Figure (B. 13) : évolution de $\Delta\sigma_\theta$ au milieu de l'échantillon, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la troisième série d'essais

ANNEXE C

Cheminements des contraintes totales

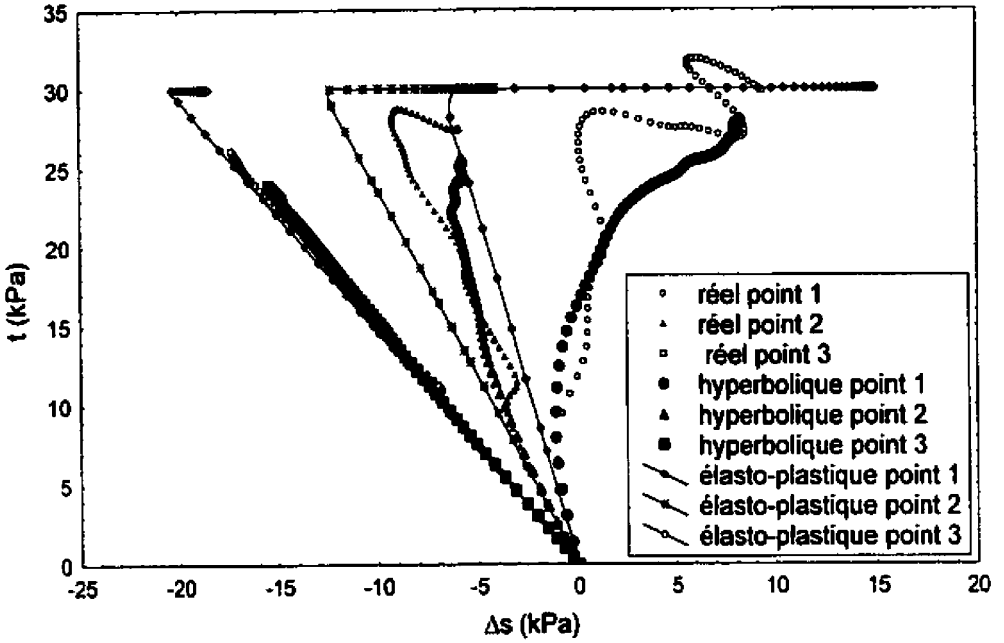


Figure (C. 1) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 15 kPa dans la première série d'essais

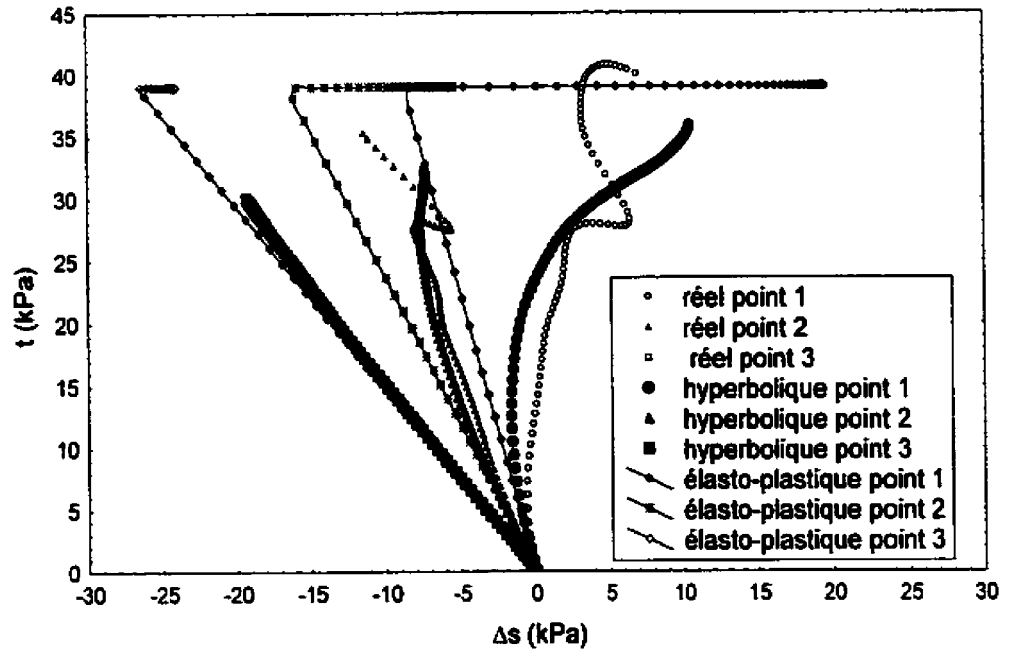


Figure (C. 2) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la première série d'essais

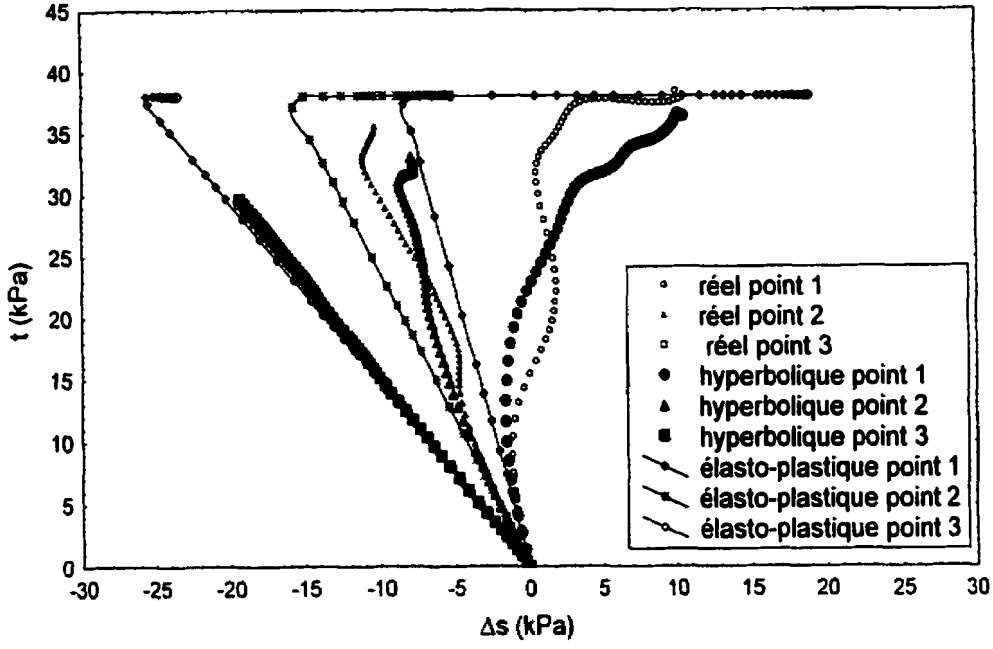


Figure (C. 3) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 25$ kPa dans la première série d'essais

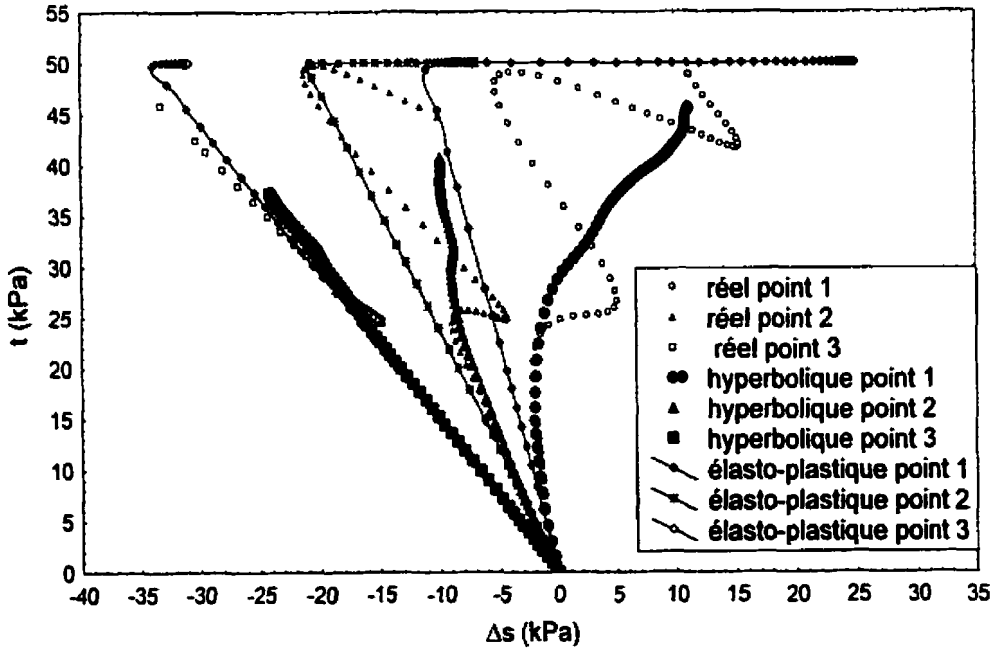


Figure (C. 4) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 30$ kPa dans la première série d'essais

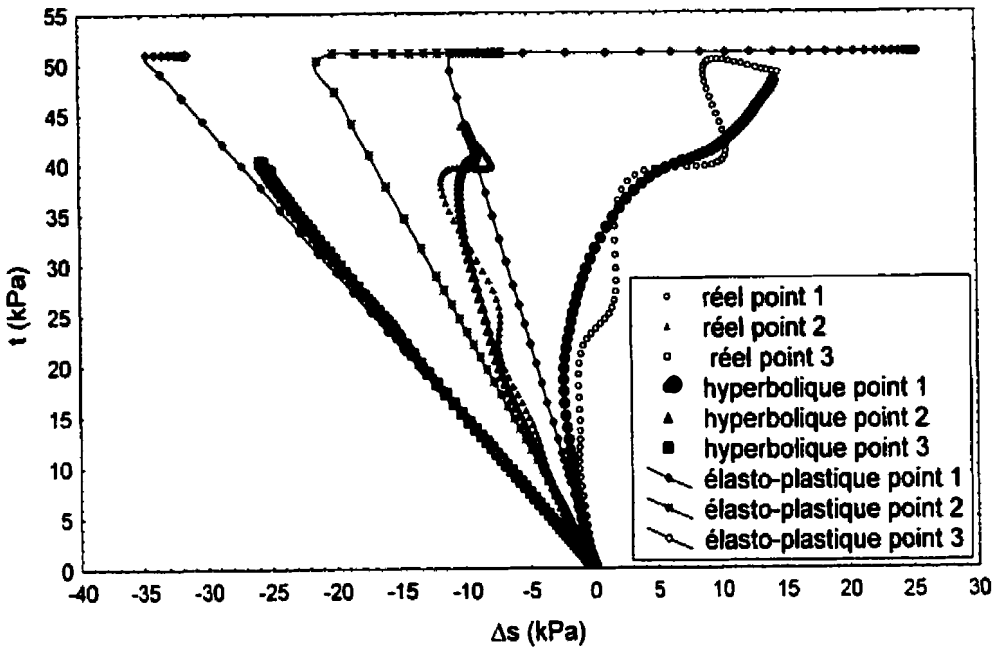


Figure (C. 5) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 50$ kPa dans la première série d'essais

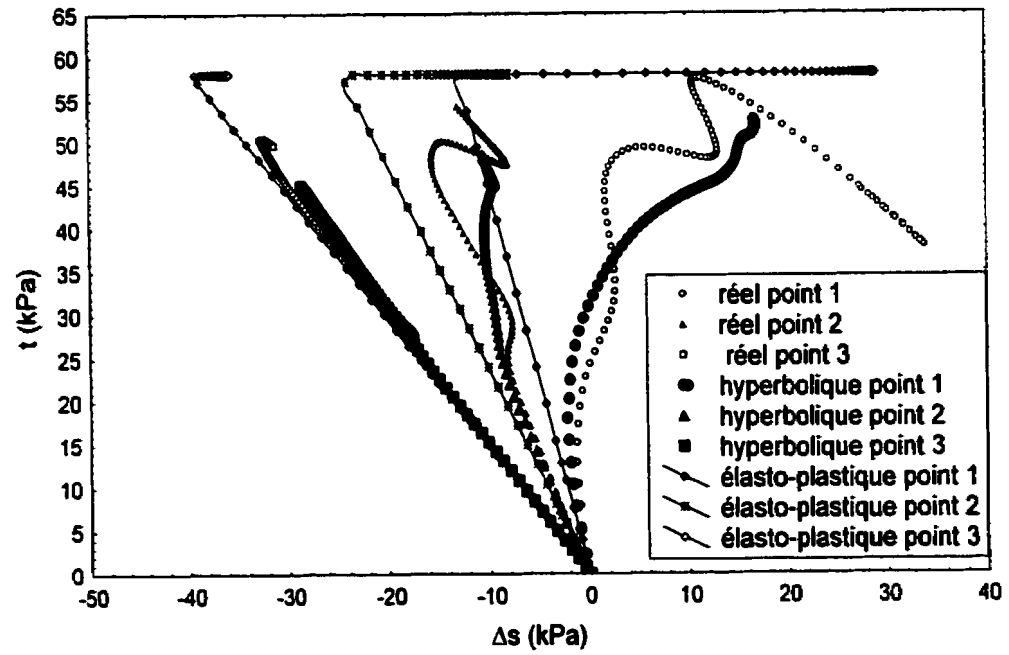


Figure (C. 6) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 100$ kPa dans la première série d'essais

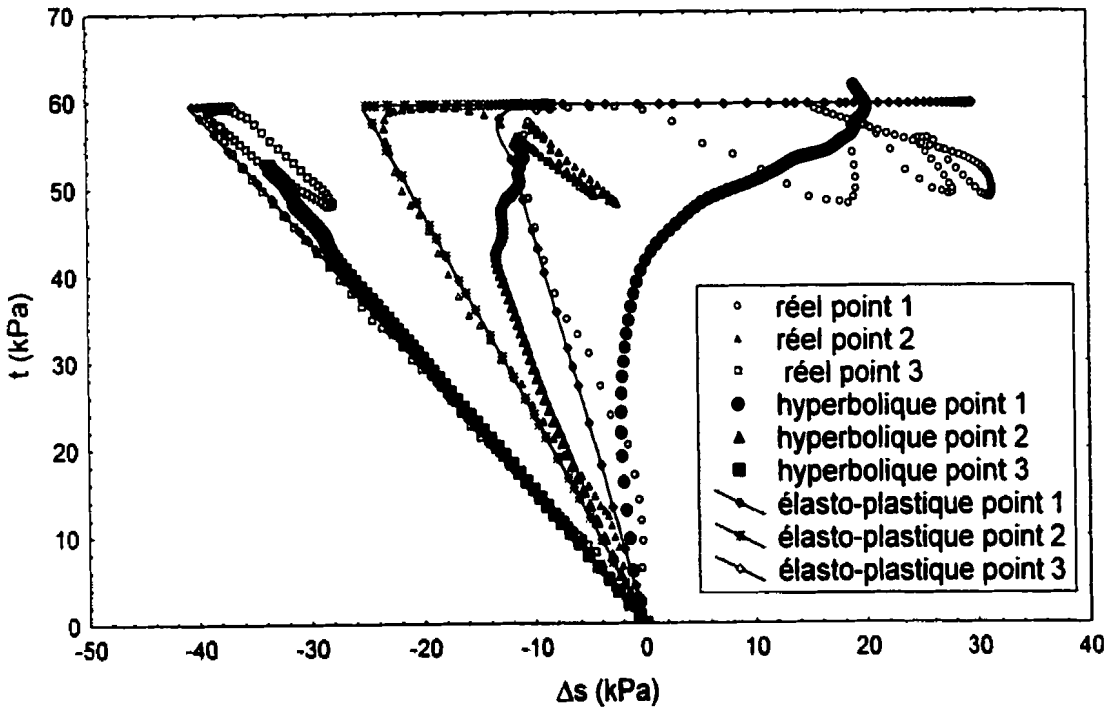


Figure (C. 7) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour $\sigma`_c$ = 200 kPa dans la première série d'essais

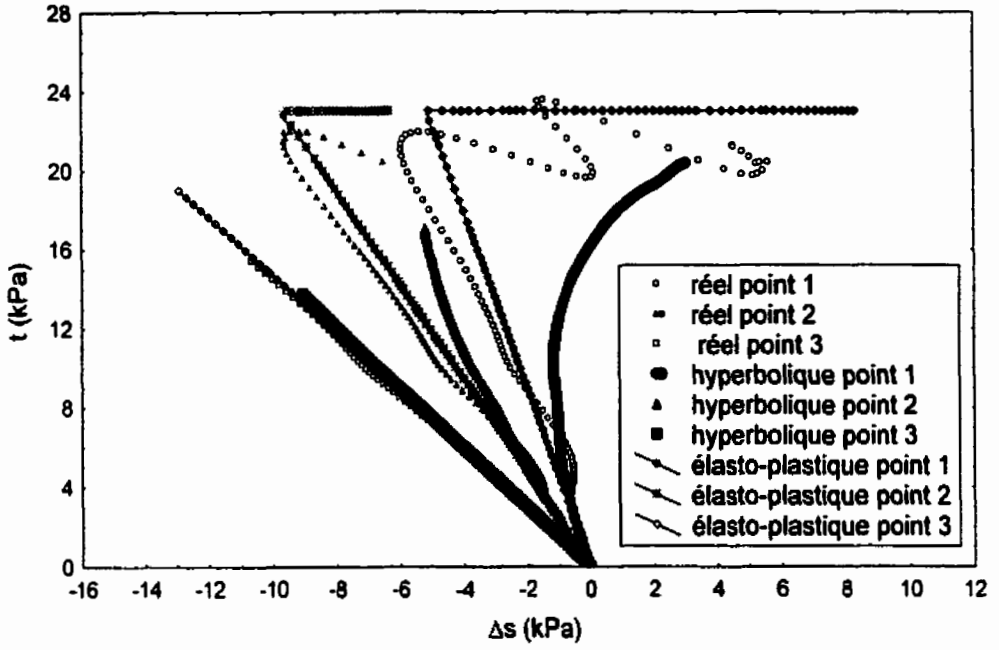


Figure (C. 8) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 10 kPa dans la deuxième série d'essais

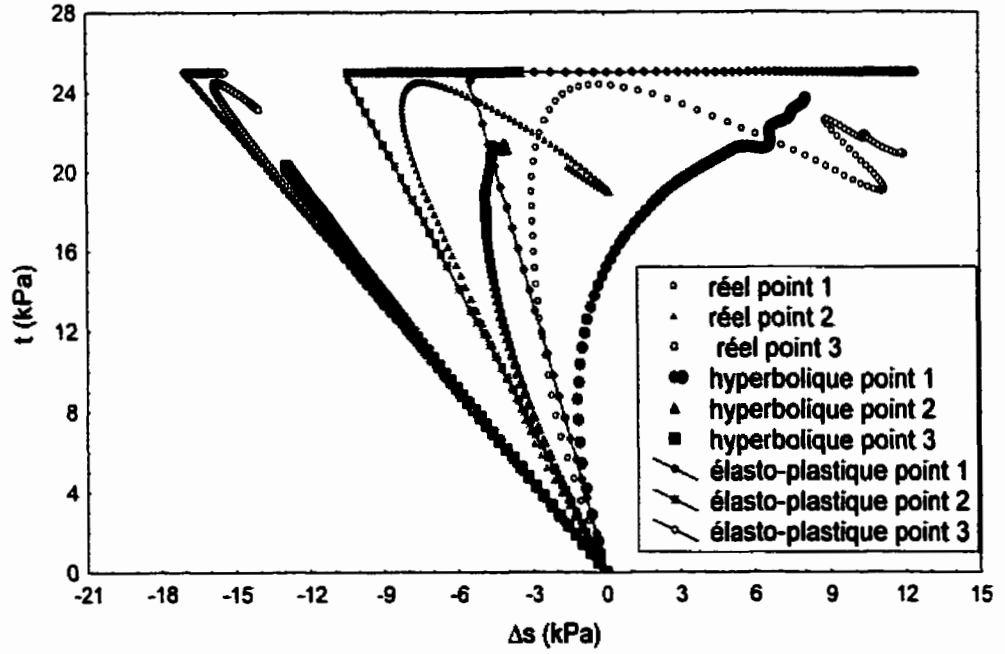


Figure (C. 9) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 20 kPa dans la deuxième série d'essais

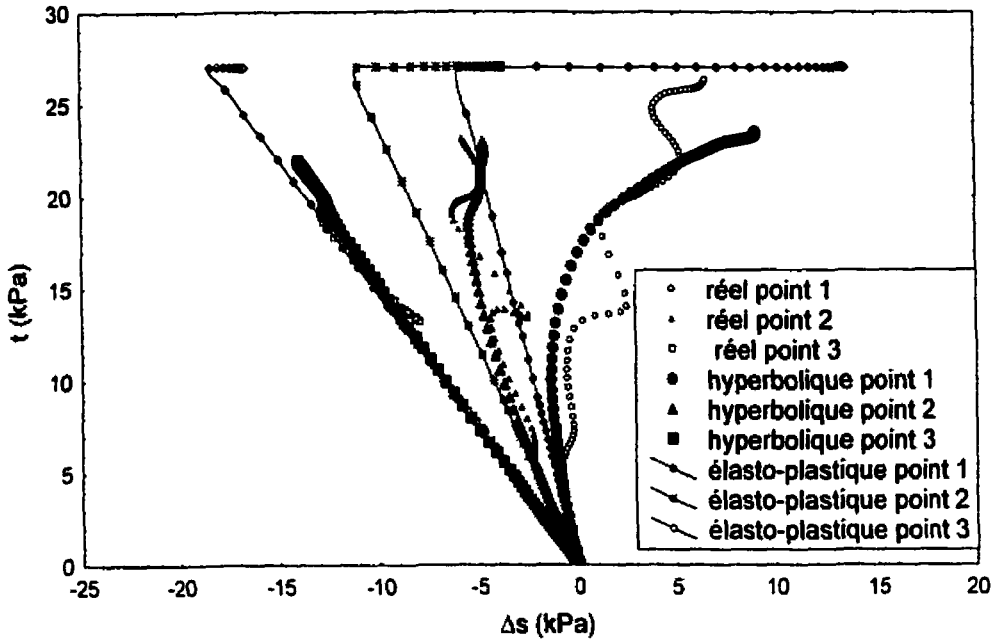


Figure (C. 10) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 15$ kPa dans la troisième série d'essais

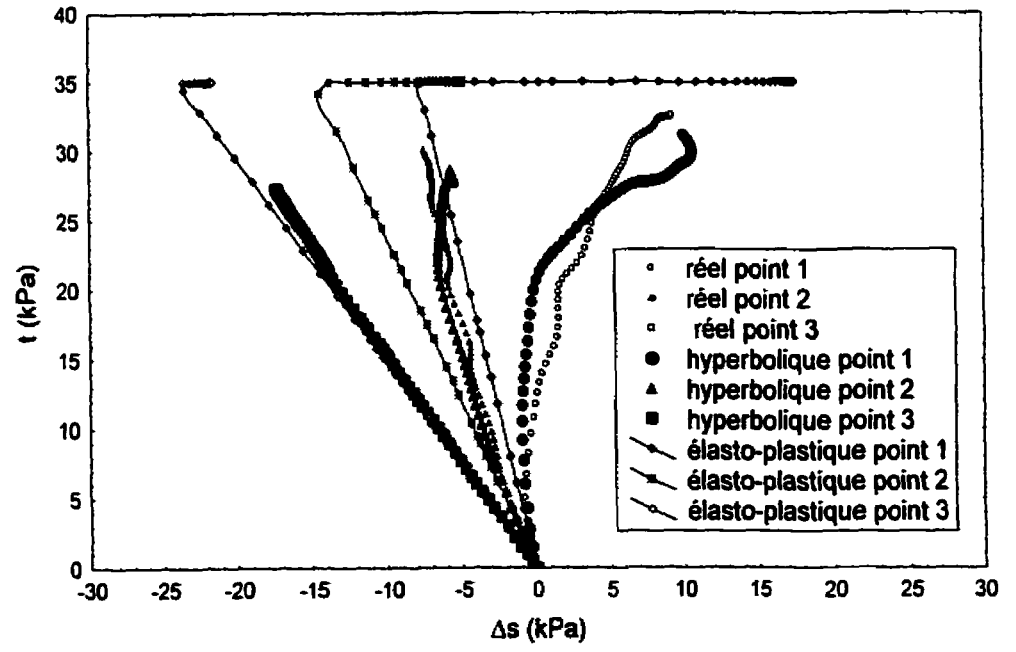


Figure (C. 11) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour $\sigma'_c = 20$ kPa dans la troisième série d'essais

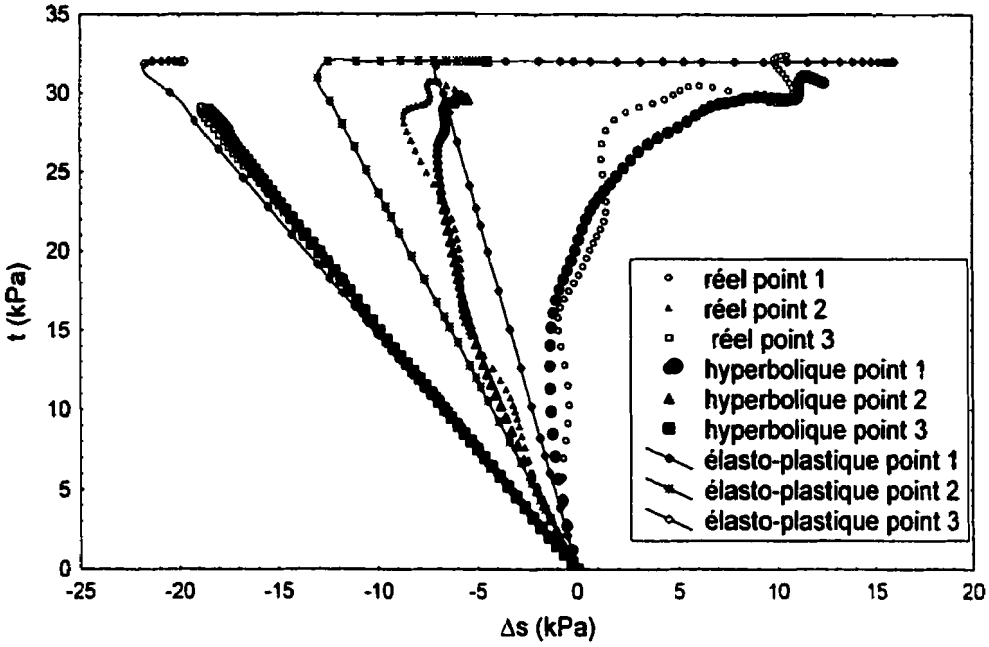


Figure (C. 12) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 25 kPa dans la troisième série d'essais

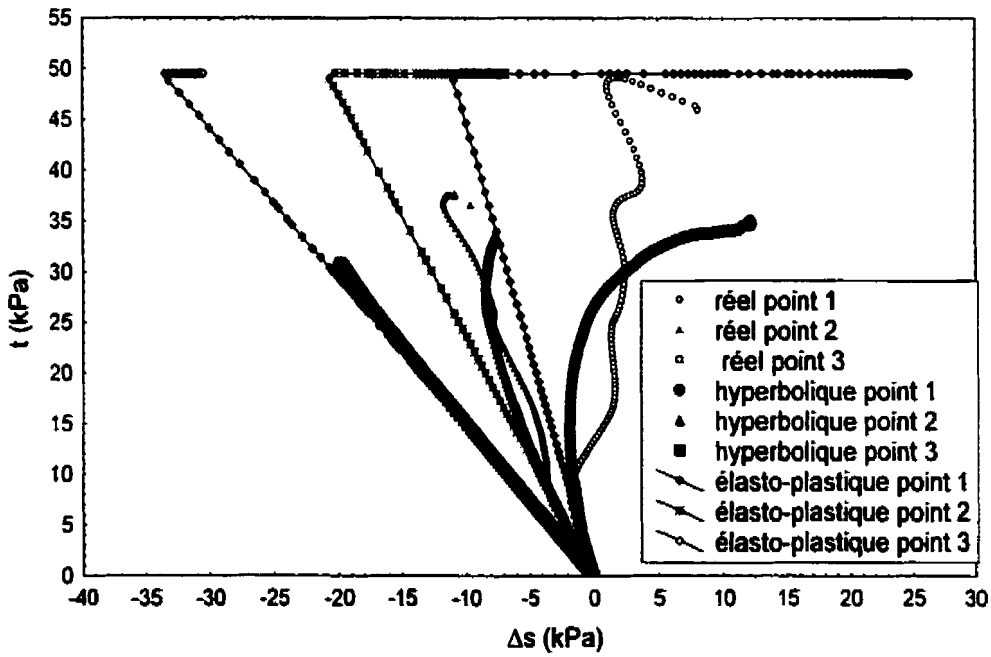


Figure (C. 13) : cheminements des contraintes totales, selon différentes idéalisations, pour σ'_c = 30 kPa dans la troisième série d'essais