

THESE

Présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité : MECANIQUE

MODELISATION DU COMPORTEMENT CYCLIQUE DES ARGILES

par

Philippe DUBUJET

Ingénieur de l'Ecole Centrale de Lyon

Soutenue le 30 janvier 1992 devant le Jury composé de :

MM. P. LAREAL
P.Y. HICHER
F. SIDOROFF
B. CAMBOU
J.M. GEORGES
G. OLIVARI
Y. MEIMON

Président
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Examineur
Examineur
Examineur

THESE

Présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité : MECANIQUE

MODELISATION DU COMPORTEMENT CYCLIQUE DES ARGILES

par

Philippe DUBUJET

Ingénieur de l'Ecole Centrale de Lyon

Soutenue le 30 janvier 1992 devant le Jury composé de :

MM.	P. LAREAL	Président
	P.Y. HICHER	Rapporteur
	F. SIDOROFF	Rapporteur
	B. CAMBOU	Directeur de thèse
	J.M. GEORGES	Examineur
	G. OLIVARI	Examineur
	Y. MEIMON	Examineur

ECOLE CENTRALE DE LYON

Directeur : J. BORDET
Directeur Adjoint : E. PASCAUD
Directeur des Etudes : F. SIDOROFF

LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES A L'E.C.L.

*(Doctorat d'Etat ou Habilitation au sens de l'Arrêté du 5 Juillet 1984,
modifié par l'Arrêté du 21 Mars 1988)*

Mathématiques-Informatique-Systèmes

B. DAVID	Professeur
M. MARION (Mlle)	Professeur
J.F. MAITRE	Professeur
J. ROZINOER	Maître de Conférences
G. THOMAS	Maître de Conférences
F. MUSY	Maître de Conférences

Physico-Chimie des Interfaces

P. CLECHET	Professeur
J. JOSEPH	Professeur
J.R. MARTIN	Professeur
L. PORTE	Professeur
G. ESCHALIER	Maître de Conférences
A. GAGNAIRE	Maître de Conférences
C. MARTELET	Maître de Conférences
R. OLIER	Maître de Conférences
Y. ROBACH	Maître de Conférences
P. PICHAT	Directeur de Recherche au CNRS
J.M. HERRMANN	Directeur de Recherche au CNRS
N. JAFFREZIC (Mme)	Directeur de Recherche au CNRS

Matériaux : Mécanique Physique

P. GUIRALDENQ	Professeur
D. TREHEUX	Professeur
B. VANNES	Professeur
L. VINCENT	Professeur
J. BLANC-BENON	Professeur - Lyon I
J. BRUGIRARD	Professeur - Lyon I
B. COQUILLET	Maître de Conférences
D. NGUYEN	Maître de Conférences
S. FAYEULLE	Chargé de Recherche au CNRS
D. JUVE (Mme)	Ingénieur d'Etudes

Electronique

R. BLANCHET	Professeur
M. LE HELLEY	Professeur
Y. HELLOUIN	Maître de Conférences
P. VIKTOROVITCH	Directeur de Recherche au CNRS
G. HOLLINGER	Directeur de Recherche au CNRS
M. GENDRY	Chargé de Recherche au CNRS
S. KRAWCZYK	Chargé de Recherche au CNRS
J. TARDY	Chargé de Recherche au CNRS

Electrotechnique

P. AURIOL	Professeur
A. NICOLAS	Professeur
G. ROJAT	Maître de Conférences

Mécanique des Solides

B. CAMBOU	Professeur
F. SIDOROFF	Professeur
L. JEZEQUEL	Professeur
A. DOGUI	Maître de Conférences
C. SURRY	Professeur - E.N.I.S.E.

Technologie des Surfaces

J.M. GEORGES	Professeur
J. SABOT	Professeur
J.M. MARTIN	Professeur
N. ALBEROLA (Mme)	Maître de Conférences
H. MONTES	Maître de Conférences
T. MATHIA	Directeur de Recherche au CNRS
P. KAPSA	Chargé de Recherche au CNRS
J.L. LOUBET	Chargé de Recherche au CNRS

Mécanique des Fluides

J. MATHIEU	Professeur
E. ALCARAZ	Professeur
D. JEANDEL	Professeur
F. LEBOEUF	Professeur
J. BATAILLE	Professeur - Lyon I
B. GAY	Professeur - Lyon I
J. GENCE	Professeur - Lyon I
M. LANCE	Professeur - Lyon I
R. MOREL	Professeur - INSA
C. CAMBON	Chargé de Recherche au CNRS
J.P. BERTOGLIO	Chargé de Recherche au CNRS
P. FERRAND	Chargé de Recherche au CNRS
D. HENRY	Chargé de Recherche au CNRS

Acoustique

G. COMTE-BELLOT (Mlle)	Professeur
D. JUVE	Professeur
M. SUNYACH	Professeur - Lyon I (IUT)
M. ROGER	Maître de Conférences
P. BLANC-BENON	Chargé de Recherche au CNRS

Machines Thermiques

M. BRUN	Professeur
P. ARQUES	Professeur
J.C. CHAMPOUSSIN	Professeur - Lyon I

REMERCIEMENTS

Les travaux dont les résultats sont exposés dans ce mémoire ont été réalisés au Laboratoire de Mécanique des Solides à l'Ecole Centrale de Lyon.

Monsieur le Professeur P.LAREAL a bien voulu me faire l'honneur de présider mon jury; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je ne saurai comment remercier Monsieur B.CAMBOU, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, qui est à l'origine de ce sujet. Ses multiples conseils, ses encouragements et sa patience ont été indispensables pour la réalisation de ce travail; je tiens à lui exprimer ma très sincère et respectueuse reconnaissance.

Je remercierai particulièrement Monsieur P.Y. HICHER, Professeur à l'Ecole Centrale de Paris, qui m'a fait l'honneur de s'intéresser à ce travail et d'accepter la charge de rapporteur extérieur. Sa très grande connaissance des problèmes pratiques a largement constitué la base de ce travail. Qu'il en soit profondément remercié.

Monsieur F.SIDOROFF, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, est à l'origine d'un certain nombre de développements utilisés dans cette étude. Il a bien voulu en être le rapporteur interne, et je lui en suis reconnaissant.

Je tiens à remercier Monsieur G.OLIVARI, Maître de Conférence, pour ses multiples conseils sur la présentation et la rédaction de ce mémoire. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur J.M.GEORGES, d'avoir accepté de faire partie de ce jury. Les discussions que j'ai pu avoir avec lui furent très profitables.

Je suis heureux que Monsieur Y.MEIMON, Ingénieur I.F.P, avec sa très grande connaissance des problèmes de la modélisation des sols, ait accepté de participer à mon jury.

Je n'oublierai pas d'exprimer ma sympathie à tous mes collègues du Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Centrale de Lyon.

RESUME

Cette thèse présente l'extension d'un modèle initialement conçu pour la modélisation des sables, dans l'objectif de l'utiliser pour les argiles.

Le premier chapitre du rapport commence par rappeler le cadre formel de l'élastoplasticité, et l'origine des formes des surfaces de plasticité couramment utilisées pour les sols. On distingue en effet deux grandes familles de modèles: ceux qui s'inspirent des modèles de Cambridge pour la modélisation des argiles, et ceux qui utilisent deux surfaces de plasticité indépendantes, comme le modèle de Lade, pour la modélisation du comportement des sables. L'analyse des limitations de ces modèles est faite, avant de passer, à un bref aperçu sur le comportement cyclique expérimental des argiles, et sur les outils de l'élastoplasticité susceptibles de le modéliser.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons le modèle C.J.S., base de départ de notre travail. Compte tenu de la similitude du comportement des argiles et des sables, il est tentant d'utiliser ce modèle directement pour la description du comportement d'une argile normalement consolidée. Nous le faisons sur des essais de torsion cyclique non drainés.

Le modèle C.J.S. donne globalement de bons résultats, mais reste incapable de reproduire l'apparition de dilatance au cours d'essais cycliques non drainés, si l'échantillon est initialement normalement consolidé. Le chapitre 3 présente ainsi une réflexion sur la façon d'introduire une surface fermée de type Cam-Clay dans le modèle C.J.S. Partis du simple remplacement du mécanisme isotrope du modèle C.J.S. par un mécanisme de consolidation de type Cam-Clay, nous en arrivons à l'utiliser comme surface limite du mécanisme déviatoire. Cette surface est ainsi utilisée en tant que mémoire du chargement maximal vécu par le matériau.

Nous décrivons alors, dans les deux chapitres suivants, les mécanismes de consolidation et déviatoire de l'extension du modèle proposé. Celui-ci constitue ainsi un modèle qui généralise les modèles C.J.S. et Cam-Clay.

Le chapitre 7 est consacré à la procédure d'identification des paramètres pour le modèle proposé. Nous analysons l'influence de ces paramètres. Nous présentons alors une démarche analytique d'identification à partir d'essais drainés et non drainés.

La présentation, et l'analyse des résultats de simulations réalisées dans le cadre de ce travail, sont contenues dans le dernier chapitre. Celui-ci contribue ainsi à l'évaluation des possibilités de prédiction du comportement des argiles du modèle proposé.

ABSTRACT

This work presents the extension of a model initially made for sand modelling, with the object of using it for clays.

The first chapter of the report starts by recalling the formal principles of elastoplasticity as well as the origin of plasticity surface forms that are commonly used for soils. Two big families can be distinguished: those derived from the Cambridge models for clay modelling, and those which use two independent plasticity mechanisms, such as the Lade model, for sand behavior modelling. The analysis of such model limitations is conducted, before coming to a short analysis of the cyclic experimental behavior of clays, and of the elastoplasticity means able to model such a behavior.

In chapter 2, is described the C.J.S model, which is the starting point of this study. In view of the similar behavior of clays and sands, there is a temptation of using this model directly for describing the behavior of a normally consolidated clay. This is done on undrained cyclic torsion experiments.

The C.J.S model globally yields good results, yet remains unable to reproduce dilatancy appearance in undrained cyclic experiments if the clay has initially been normally consolidated. Chapter 3 thus presents an analysis on how to introduce a Cam-Clay type closed surface into the C.J.S model. Starting from the simple replacement of the isotropic mechanism of the C.J.S model by a Cam-Clay type consolidation mechanism, we eventually use it as a bounding surface of the deviatoric mechanism. Such a surface is thus used as a memory of the maximum loading met by the material.

Then we describe, in the following two chapters, the consolidation mechanism as well as the deviatoric mechanism of the proposed model extension. This model is thus a generalisation of the C.J.S and Cam-Clay models.

Chapter 7 deals with the identification process of the parameters for the proposed model. The analysis of such parameters is conducted. We then present an analytical process of identification from drained and undrained experiments.

The presentation and analysis of the simulation results conducted in this work, will be found in the last chapter, which is thus a contribution to assessment of the predicting possibilities of the behavior of the clays in the proposed model.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale

Chapitre 1: Généralités sur les modèles élastoplastiques adaptés à la modélisation du comportement des sols et éléments sur la réalité expérimentale

1 Rappels sur l'élastoplasticité	3
1.1 Cadre général	
1.2 Calcul en déformation imposée	
1.3 La condition non drainée	
2.Types de Surfaces de plasticité	8
2.1 Deux grandes familles de modèles	
2.2 La réalité expérimentale	
3 Les modèles Cam-Clay	13
3.1 Hypothèses pour la construction des modèles	
3.2 Conséquences sur la définition de la surface de charge	
3.3 Le modèle Cam-Clay modifié	
4 La modélisation des essais cycliques	16
4.1 Aperçu sur le comportement cyclique des sols	
4.2 Modélisation élastoplastique des essais cycliques	

Chapitre 2: Le modèle C.J.S. et son utilisation dans le cas d'une argile normalement consolidée

1 Le modèle C.J.S. et l'argile	24
2 Description du modèle C.J.S.	24
2.1 Elasticité	
2.2 Mécanisme déviatoire	
2.3 Mécanisme isotrope	
2.4 Bilan des paramètres	
3 Utilisation du modèle C.J.S. sur de l'argile	29
3.1 Utilisation du modèle C.J.S dans le cas d'une argile N.C.	

3.2 Identification des paramètres	
3.3 Essais de torsion	
4 Conclusion	32

Chapitre 3: Introduction d'un mécanisme de consolidation dans le modèle C.J.S.

1 Introduction	40
2 Introduction d'une surface de consolidation	40
2.1 Remplacement de la surface isotrope du modèle C.J.S. par une surface de consolidation	
2.2 Problème de la dépendance des deux mécanismes	
2.3 Adaptation du mécanisme déviatoire	
3 La surface de consolidation en tant que surface limite	48
3.1 Introduction et principe général	
3.2 Aspect géométrique dans le plan déviatoire	
3.3 Principe de la mémorisation	
3.4 Comparaison avec la loi d'évolution de l'écrouissage cinématique du modèle C.J.S.	
3.5 Association d'un écrouissage isotrope	
4 Synthèse de l'évolution du modèle C.J.S.	54

Chapitre 4: Description du mécanisme de consolidation introduit dans le modèle C.J.S.

1 Introduction	56
2 Présentation du mécanisme de consolidation	56
2.1 principe de formulation	
2.2 Surface des états de plasticité parfaite	
2.3 Expression générale de la surface de consolidation	
2.4 Définition du potentiel plastique	
2.5 Fonction et module d'écrouissage	
2.6 Cas particulier du déviateur nul	
3 Evaluation des possibilités de ce mécanisme	64
3.1 Rigidité plastique excessive à faible rapport q/p	

3.2 Etendue du domaine de dilatance	
3.3 Un remède envisageable pour le problème du § 3.2	
4 Récapitulatif	67

Chapitre 5: Description du mécanisme déviatoire et de son interaction avec le mécanisme de consolidation

1 Objectif du chapitre	68
2 Description de la surface déviatoire	68
2.1 Expression générale de la surface déviatoire	
2.2 Lois d'évolution de l'écrouissage	
2.2.1 Calcul du point image	
2.2.2 Loi d'évolution de l'écrouissage isotrope	
2.2.3 Loi d'évolution du centre de la surface	
2.2.4 Module d'écrouissage	
2.3 Calcul des déformations	
2.4 Actualisation du rayon de la surface cinématique	
2.5 Actualisation du centre de la surface cinématique	
2.6 Prise en compte de la surface de Hvorslev	
3 Récapitulatif	75

Chapitre 6: Synthèse générale du modèle

1 Objectifs	76
2 Retour au mécanisme de consolidation	76
3 Utilisation d'un mécanisme isotrope	76
4 Récapitulatif	77
4.1 Résumé du mécanisme de consolidation	
4.2 Résumé du mécanisme déviatoire	
4.3 Résumé du mécanisme de consolidation	
4.4 Résumé du mécanisme isotrope	
4.5 Récapitulatif des paramètres utilisés	
4.6 Evolution possible	
5 Intégration numérique du modèle	83
6 Retour au modèle C.J.S.	83

Chapitre 7: Identification des paramètres

1 Etude de l'influence de certains paramètres du mécanisme de consolidation	87
2 Identification des paramètres	94
2.1 Informations issues de l'essai isotrope	
2.2 Paramètres élastiques	
2.3 Paramètres des mécanismes de consolidation et isotrope	
2.3.1 Paramètres de rupture	
2.3.1.1 Recherche de la rupture	
2.3.1.2 Détermination des paramètres de rupture	
2.3.2 Paramètre β	
2.3.3 Paramètre K_o^{PM}	
2.3.4 Paramètre K_o^I	
2.3.5 Processus de détermination par ajustement de courbes	
2.4 Paramètres de la surface déviatoire	

Chapitre 8: Validation du modèle sur des essais homogènes

1 Objectifs	109
2 Essais triaxiaux axisymétriques en compression	109
2.1 Identification	
2.2 Tests sur d'autres pressions de confinement	
3 Essais triaxiaux cycliques en non drainé	111
3.1 Essais limités en déformation	
3.2 Essais limités en contrainte	
4 Prise en compte de la surface de Hvorslev	115
5 Essais triaxiaux cycliques en drainé	115
6 Essais circulaires	115
6.1 Chemin des contraintes	
6.2 Condition non drainée	
6.3 Condition drainée	
7 Essais de torsion cyclique non drainé	118

7.1 Importance des phénomènes de torsion	
7.2 Chemin des contraintes	
8 Figures	122
 Conclusion générale	 138
 ANNEXE	 140
 BIBLIOGRAPHIE	 142

PRINCIPALES NOTATIONS

σ_{ij}	:	Tenseur des contraintes
s_{ij}	:	Tenseur déviatoire des contraintes = $\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma_{kk}/3$
s_{II}	:	$= \sqrt{s_{ij}s_{ij}}$
ϵ_{ij}	:	Tenseur des déformations
ϵ_{ij}^e	:	Déformations élastiques
ϵ_{ij}^p	:	Déformations plastiques
ϵ_{ij}^{pM}	:	Déformations générées par le mécanisme de consolidation
ϵ_{ij}^{pI}	:	Déformations générées par le mécanisme isotrope
ϵ_{ij}^{pd}	:	Déformations générées par le mécanisme déviatoire
e_{ij}	:	$= \epsilon_{ij} - \delta_{ij}\epsilon_{kk}/3$
I_1	:	$= \sigma_{kk}$
$\det(s_{ij})$	:	Déterminant du tenseur s_{ij}
s_{ij}^m	:	Point image
c_{ij}^m	:	Distance entre surface de consolidation et surface déviatoire
X_{ij}	:	Centre de la surface déviatoire dans le plan déviatoire
q_{ij}	:	$= s_{ij} - I_1 X_{ij}$
$s_{ij}^{(-1)}$	:	Tenseur inverse de s_{ij}
p	:	$= I_1/3$
q	:	$\sigma_1 - \sigma_3$
ϵ_v	:	$= \epsilon_{kk}$

s_{ij}^c : état caractéristique

s_{ij}^r : état de rupture en normalement consolidé

INTRODUCTION GENERALE

Il existe actuellement de nombreux modèles conçus pour la modélisation des sols. En particulier, dans le cadre de l'élastoplasticité, il existe deux grandes familles de modèles bien distincts dans leur constitution: les modèles issus de la théorie de Cambridge, utilisés pour la description du comportement des argiles, et les modèles de type Lade, à deux surfaces de plasticité indépendantes, destinés à la description de celui des sables.

Le modèle C.J.S., développé à l'Ecole Centrale de Lyon, et utilisé comme point de départ de notre étude, fait parti de cette deuxième famille. Il a souvent démontré son efficacité dans la simulation d'essais complexes. Il a également été utilisé dans de nombreux calculs aux Eléments-Finis. Ces derniers temps, l'accent a été mis sur les problèmes d'identification à partir d'essais in situ. Ce modèle constitue donc déjà un outil opérationnel.

Il était donc logique d'entreprendre son extension, à la modélisation du comportement des argiles. Le présent travail constitue une première approche de cette extension. Notre objectif est de généraliser ce modèle aux argiles, et dans le même temps, d'améliorer la simulation d'essais cycliques non drainés.

Or, lorsque l'on évoque les modèles de comportement des argiles, les modèles de Cambridge (Cam-Clay) sont les premiers qui viennent à l'esprit. Ils constituent en effet la base d'une grande partie des modèles rhéologiques développés ces dernières années, et bien adaptés à la description du comportement des argiles.

Cependant, ce type de modèle présente un certain nombre de faiblesses: la surface de charge n'évolue que de façon isotrope, ce qui ne permet pas de modéliser l'anisotropie induite lors du chargement, et l'on se trouve limité à la capacité de modéliser des chemins de sollicitations très différents, comme par exemple les sollicitations en condition drainée et non drainée avec le même jeu de paramètres.

Le modèle C.J.S., quant à lui, ne tient pas compte de la notion de contrainte de consolidation. Pourtant, cette notion est indispensable pour une bonne description du comportement mécanique des argiles, et essentielle, si l'on est amené à considérer des essais effectués en condition non drainée.

L'extension proposée du modèle C.J.S., consiste donc à faire une synthèse de ces deux types de modèle, en introduisant une surface fermée, dite de consolidation dans le modèle C.J.S.

Le travail présenté, part du modèle C.J.S., et envisage une interaction avec une surface de consolidation, utilisée en tant que surface limite d'un mécanisme déviatoire à écrouissage cinématique non linéaire. Le modèle ainsi constitué sera alors susceptible de se dégénérer dans l'une ou l'autre des deux familles évoquées.

CHAPITRE 1

**Généralités sur les modèles élastoplastiques
adaptés à la modélisation du comportement des sols
et éléments sur la réalité expérimentale**

1 Rappels sur l'élastoplasticité

Toutes les formulations évoquées dans ce rapport se situent dans le cadre de l'élastoplasticité. Il est donc bon d'en rappeler les principes essentiels.

1.1 Cadre général

a) surface de plasticité unique:

Dans le cadre de l'élastoplasticité, la déformation totale est la somme d'une composante élastique et d'une composante plastique:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^p$$

Une surface de charge, dite encore critère de plasticité est introduite de façon à définir un domaine D_F tel que:

$$\sigma_{ij} \in \overset{\circ}{D}_F \Rightarrow F(\sigma_{ij}) < 0$$

$$\sigma_{ij} \in Fr(D_F) \Rightarrow F(\sigma_{ij}) = 0$$

$$\sigma_{ij} \notin D_F \Rightarrow F(\sigma_{ij}) > 0$$

où $\overset{\circ}{D}_F$ est l'ouvert associé à D_F , et $Fr(D_F)$ sa frontière.

Si le principe du travail maximal est vérifié, la fonction F est une fonction convexe.

Le critère est dit isotrope, si sa dépendance par rapport au tenseur de contraintes est de la forme:

$$F(\sigma_{ij}) = F(I_1, s_{II}, s_{III})$$

avec: $I_1 = \sigma_{kk}$ $s_{II} = [s_{ij}s_{ij}]^{1/2}$ $s_{III} = [\det(s_{ij})]^{1/3}$

Cette hypothèse traduit l'indépendance directionnelle des propriétés du matériau.

De façon classique, la fonction F se présente sous la forme:

$$F(\sigma_{ij} - X_{ij}; \alpha_k)$$

où les α_k sont des scalaires représentatifs de l'écrouissage isotrope, et X_{ij} un tenseur symétrique représentatif de l'écrouissage cinématique. Ils traduisent l'évolution de la surface de charge au cours de la sollicitation (Figure 1.1).

D'autres types d'évolution de la surface de charge, traduisant une anisotropie plus complexe pourraient être théoriquement pris en compte, mais les modèles qui en résulteraient seraient difficilement exploitables, compte tenu de leur complexité.

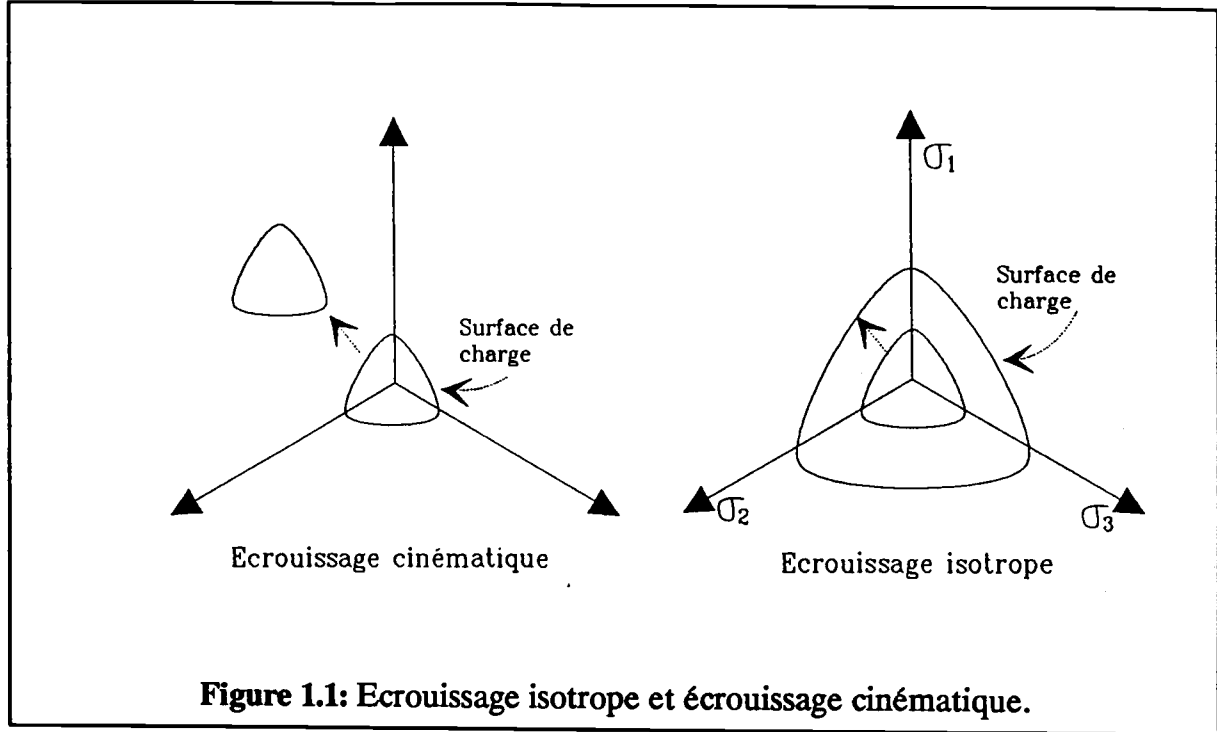


Figure 1.1: Ecouissage isotrope et écouissage cinématique.

Il y a génération de déformations plastiques lorsque l'on est en condition de charge plastique. Celle-ci s'exprime par:

$$(F = 0) \wedge \left(\frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\sigma}_{ij} > 0 \right)$$

Dans le cas contraire, il y a décharge.

La condition de charge plastique étant réalisée, on postule l'existence d'une fonction G , dite potentiel plastique, permettant le calcul de l'évolution de la déformation plastique:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \lambda \cdot n_{ij}^G \quad n_{ij}^G = \frac{\partial G}{\partial \sigma_{ij}} / \sqrt{\frac{\partial G}{\partial \sigma_{kl}} \frac{\partial G}{\partial \sigma_{kl}}}$$

Le multiplicateur plastique λ se détermine à partir de la condition de consistance:

$$\dot{F} = 0 \Rightarrow \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial F}{\partial X_{ij}} \cdot \dot{X}_{ij} + \frac{\partial F}{\partial \alpha_k} \cdot \dot{\alpha}_k = 0$$

Si l'on attribue des lois d'évolution aux fonctions d'écrouissage, par exemple:

$$\dot{X}_{ij} = \lambda I_{ij}^x$$

$$\dot{\alpha}_k = \lambda I_k^\alpha$$

le multiplicateur plastique est de la forme:

$$\lambda = \frac{1}{H} \cdot n_{ij}^F \cdot \dot{\sigma}_{ij} \quad n_{ij}^F = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} / \sqrt{\frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}} \frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}}}$$

avec:

$$H = \left[-\frac{\partial F}{\partial X_{ij}} \cdot I_{ij}^x - \frac{\partial F}{\partial \alpha_k} \cdot I_k^\alpha \right] / \sqrt{\frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}} \cdot \frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}}}$$

On est donc en mesure d'exprimer les taux de déformations plastiques en fonction des taux de contraintes par le biais d'un tenseur d'ordre quatre D_{ijkl}^p dit de plasticité:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = D_{ijkl}^p \cdot \dot{\sigma}_{kl}$$

avec: $D_{ijkl}^p = \frac{1}{H} \cdot n_{ij}^F \cdot n_{kl}^G$

b) plusieurs surfaces de plasticité:

Dans le cas de n surfaces de plasticité, la déformation se décompose en une composante élastique, et plusieurs composantes plastiques:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \sum_{r=1}^n \epsilon_{ij}^{pr}$$

où ϵ_{ij}^{pr} est la déformation relative au r^{ième} mécanisme plastique.

Chaque mécanisme plastique est ainsi associé à une surface de charge. Les mécanismes sont, ou non, indépendants. La dépendance se manifeste par la mise en commun d'au moins une fonction d'écrouissage. Par exemple, prenons le cas de deux surfaces de charge de la forme:

$$F^1(\sigma_{ij}; \alpha_k^1, \beta)$$

$$F^2(\sigma_{ij}; \alpha_k^2, \beta)$$

où β est la fonction d'écrouissage commune aux deux surfaces, et dont la loi d'évolution est donnée par:

$$\dot{\beta} = \lambda^1 I_\beta^1 + \lambda^2 I_\beta^2$$

L'activation simultanée des deux mécanismes implique la réalisation des deux conditions de consistance:

$$\begin{aligned}\dot{F}^1 = 0 &\Rightarrow \frac{\partial F^1}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial F^1}{\partial \beta} \cdot \dot{\beta} + \frac{\partial F^1}{\partial \alpha_k^1} \cdot \dot{\alpha}_k^1 = 0 \\ \dot{F}^2 = 0 &\Rightarrow \frac{\partial F^2}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial F^2}{\partial \beta} \cdot \dot{\beta} + \frac{\partial F^2}{\partial \alpha_k^2} \cdot \dot{\alpha}_k^2 = 0\end{aligned}$$

L'introduction des lois d'évolution des fonctions d'écrouissage fournit ainsi un système d'équations, dont la résolution donne les expressions des deux multiplicateurs plastiques. Dans le cas où les deux mécanismes sont indépendants, les deux équations sont découplées.

1.2 Calcul en déformations imposées

Dans ce paragraphe, nous cherchons à exprimer les taux de contraintes en fonction des taux de déformations totales, c'est-à-dire à inverser le tenseur de plasticité. Pour cela, nous exprimons le multiplicateur plastique en fonction des déformations.

Les taux de déformations élastiques sont reliés aux taux de contrainte par la matrice d'élasticité:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^e = D_{ijkl}^e \cdot \dot{\sigma}_{kl} \Leftrightarrow \dot{\sigma}_{kl} = \Lambda_{ijkl}^e \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^e$$

De ce fait, le multiplicateur plastique, devient:

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{1}{H} \cdot n_{ij}^F \dot{\sigma}_{ij} \\ \lambda &= \frac{1}{H} \cdot n_{ij}^F \Lambda_{ijkl}^e \dot{\epsilon}_{kl}^e \\ \lambda &= \frac{1}{H} \cdot n_{ij}^F \Lambda_{ijkl}^e (\dot{\epsilon}_{kl} - \lambda \cdot n_{kl}^G)\end{aligned}$$

soit:

$$\lambda = \frac{n_{ij}^F \Lambda_{ijkl}^e \dot{\epsilon}_{kl}^e}{H + n_{ij}^F \Lambda_{ijkl}^e n_{kl}^G}$$

L'accroissement de contrainte est alors:

$$\dot{\sigma}_{ij} = \Lambda_{ijkl}^e \dot{\epsilon}_{kl}^e - \lambda \cdot \Lambda_{ijkl}^e n_{kl}^G$$

Si la déformation plastique se décompose en n déformations plastiques, on généralisera en:

$$\dot{\sigma}_{ij} = \Lambda_{ijkl}^e \dot{\epsilon}_{kl} - \Lambda_{ijkl}^e \cdot \sum_{r=1}^n \lambda^r \cdot n_{kl}^{Gr}$$

1.3 La condition non drainée

a) Hypothèses sur le comportement du milieu eau - squelette:

Considérons un milieu granulaire dont les pores sont remplis complètement d'eau interstitielle. On dit alors que le sol est saturé, et on le traite en tant que milieu continu diphasé.

Pour cela, on applique le principe des contraintes effectives, ou postulat de Terzaghi.

Postulat de Terzaghi [27]:

Il existe un tenseur des contraintes, dites effectives, qui gouverne à lui seul le comportement du squelette granulaire. Si l'on désigne par σ_{ij} le terme générique du tenseur des contraintes totales appliquées, et par σ'_{ij} celui du tenseur des contraintes effectives, il est postulé que:

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} + u \cdot \delta_{ij}$$

où u désigne la pression de l'eau interstitielle.

La perméabilité des matériaux argileux étant en général très faible, on peut considérer que pour une sollicitation brève, aucun écoulement ne peut se produire, l'eau et les grains étant supposés incompressibles, le milieu diphasé sera donc considéré comme incompressible. Autrement-dit:

$$\dot{\epsilon}_{kk} = 0$$

b) calcul en contraintes imposées:

Un essai à contrainte imposée et à volume constant se traduit par les trois équations suivantes:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{ii} &= 0 \\ \epsilon_{ij}^p &= D_{ijkl}^p \cdot \sigma'_{kl} \\ \dot{\sigma}_{ij} &= \dot{\sigma}'_{ij} + \delta_{ij} \cdot \dot{u} \end{aligned}$$

On a donc:

$$\dot{\epsilon}_{ii} = 0 = (D_{iikl}^p + D_{iikl}^e) \cdot (\dot{\sigma}_{kl} - \delta_{kl} \cdot \dot{u})$$

Si la déformation plastique se décompose en n déformations plastiques, on généralisera en:

$$\dot{\epsilon}_{ii} = 0 = \left(\sum_{r=1}^n D_{iikl}^{pr} + D_{iikl}^e \right) \cdot (\dot{\sigma}_{kl} - \delta_{kl} \cdot \dot{u})$$

ce qui permet de calculer l'accroissement de pression interstitielle:

$$\dot{u} = \frac{\left(\sum_{r=1}^n D_{iikl}^{pr} + D_{iikl}^e \right) \cdot \dot{\sigma}_{kl}}{\sum_{r=1}^n D_{iiuu}^{pr} + D_{iiuu}^e}$$

c) calcul en déformations imposées:

Dans ce cas, des incréments de déformation axiale sont imposés. Nécessairement, une relation en déformation doit être satisfaite ($\dot{\epsilon}_v = 0$). On ne peut donc imposer un tenseur des déformations quelconque. Il y a ainsi nécessité d'avoir, au moins, une condition aux limites écrite en contrainte totale. Le système à résoudre est le suivant:

$$\dot{\sigma}_{ij} = f(\dot{\epsilon}_{kl})$$

$$\dot{u} \delta_{ij} = \dot{\sigma}_{ij} - \dot{\sigma}_{ij} \quad \text{et} \quad \dot{\epsilon}_{kk} = 0$$

2 Types de surfaces

2.1 Deux grandes familles de modèles

Parmi les nombreux modèles élastoplastiques conçus pour la modélisation des sols, on peut extraire deux grandes familles: les modèles à surface de charge fermée de type Cam-Clay [23], et les modèles à deux surfaces de charge, l'une ouverte, et l'autre fermée, du type du modèle de Lade [19], ou C.J.S [7].

La première famille a pour vocation initiale la description du comportement des argiles.

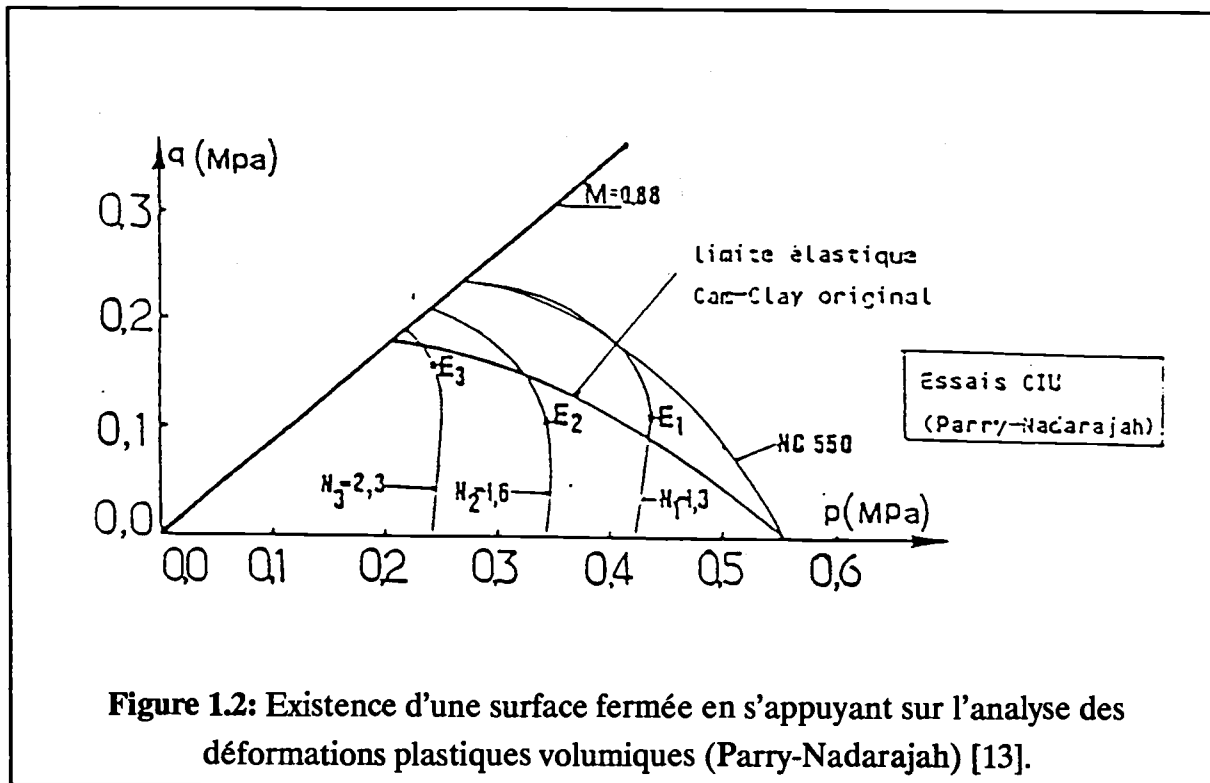
La deuxième est destinée à la modélisation du comportement des sables.

2.2 La réalité expérimentale

Un certain nombre d'expériences ont été effectuées pour justifier la forme de ces surfaces.

En fait, deux types d'expériences sont en général réalisées, selon que l'on s'appuie sur les déformations plastiques déviatoires, ou les déformations plastiques volumiques.

Lorsque l'on recherche une surface de plasticité utilisable pour les argiles, on privilégie le deuxième type d'expérience. Les essais montrent alors clairement l'existence d'une surface de charge fermée, comme le montre la figure 1.2.



Si l'on privilégie les déformations déviatoires, ce qui est en général le cas pour les sables, les expériences que nous avons réalisées montrent clairement l'existence d'une surface déviatoire très voisine d'un cône centré en o , origine de l'espace des contraintes, comme le montre l'essai illustré en figure 1.3. Il consiste à conduire une compression triaxiale à pression latérale de 300 kPa, jusqu'à 50% de la rupture, à décharger de façon à annuler le déviateur, puis à recharger jusqu'à la rupture, mais avec une pression latérale différente. La localisation des brusques changements de pente indique l'apparition de déformations plastiques déviatoires. Les figures 1.3-a et 1.3-b montrent ainsi très clairement l'existence d'une surface de charge conique, à qui l'on doit adjoindre une autre surface pour tenir compte de déformations plastiques sous chargement isotrope. Notons également, que les brusques changements de pentes s'observent aussi sur les courbes déformation volumique - déformation axiale. Ceci tend à considérer que la surface conique est également, pour les sables, une surface qui limite le domaine élastique volumique.

La surface fermée a l'avantage de traduire clairement la notion de contrainte de consolidation, qui est un concept bien défini pour l'argile. On notera de plus que, compte tenu de la faible perméabilité de l'argile, son comportement sera, dans le plus grand nombre de cas de sollicitations, partiellement ou totalement non drainé. Le comportement dépend donc fortement des pressions interstitielles générées, qui elles-mêmes dépendent fortement des déformations volumiques pilotées elles-même par la surface de charge fermée, caractérisée par la contrainte de consolidation. Cette notion apparaît donc comme primordiale pour la modélisation complète du comportement des argiles.

Par contre, ce type de modélisation apparaît, pour les sables ne pas correspondre à une réalité physique claire. Elle est plutôt un artifice de modélisation permettant une approche unifiée de la modélisation des sols. Elle présente en tout cas un certain nombre de faiblesses:

- La surface de charge utilisée de façon classique n'évolue que de façon isotrope, ce qui ne permet pas de modéliser l'anisotropie induite lors du chargement. Pour lever cette difficulté, certains modèles utilisent un écrouissage non isotrope (cinématique par exemple).

- L'évolution des déformations volumiques plastiques est pilotée par une seule surface de charge, que l'on soit proche d'un état de contrainte isotrope, ou avec des états de contraintes fortement déviatoires (dilatance, contractance), alors que les phénomènes mis en jeu dans ces deux cas sont de nature différente. Ceci se traduit par une difficulté à avoir des modélisations très représentatives pour des chemins de sollicitations très différents. Il est bien connu en particulier que, pour ces modèles, il est difficile de simuler des sollicitations triaxiales drainées et non drainées avec le même jeu de paramètres.

L'ensemble des considérations ci-dessus nous a conduit:

- à utiliser un modèle à deux surfaces pour la modélisation des sables (modèle C.J.S);
- à réfléchir à une extension de ce modèle pour les argiles, avec pour objectif principal d'intégrer dans ce modèle la notion de surface de consolidation, tout en conservant l'essentiel des avantages définis dans le modèle C.J.S.

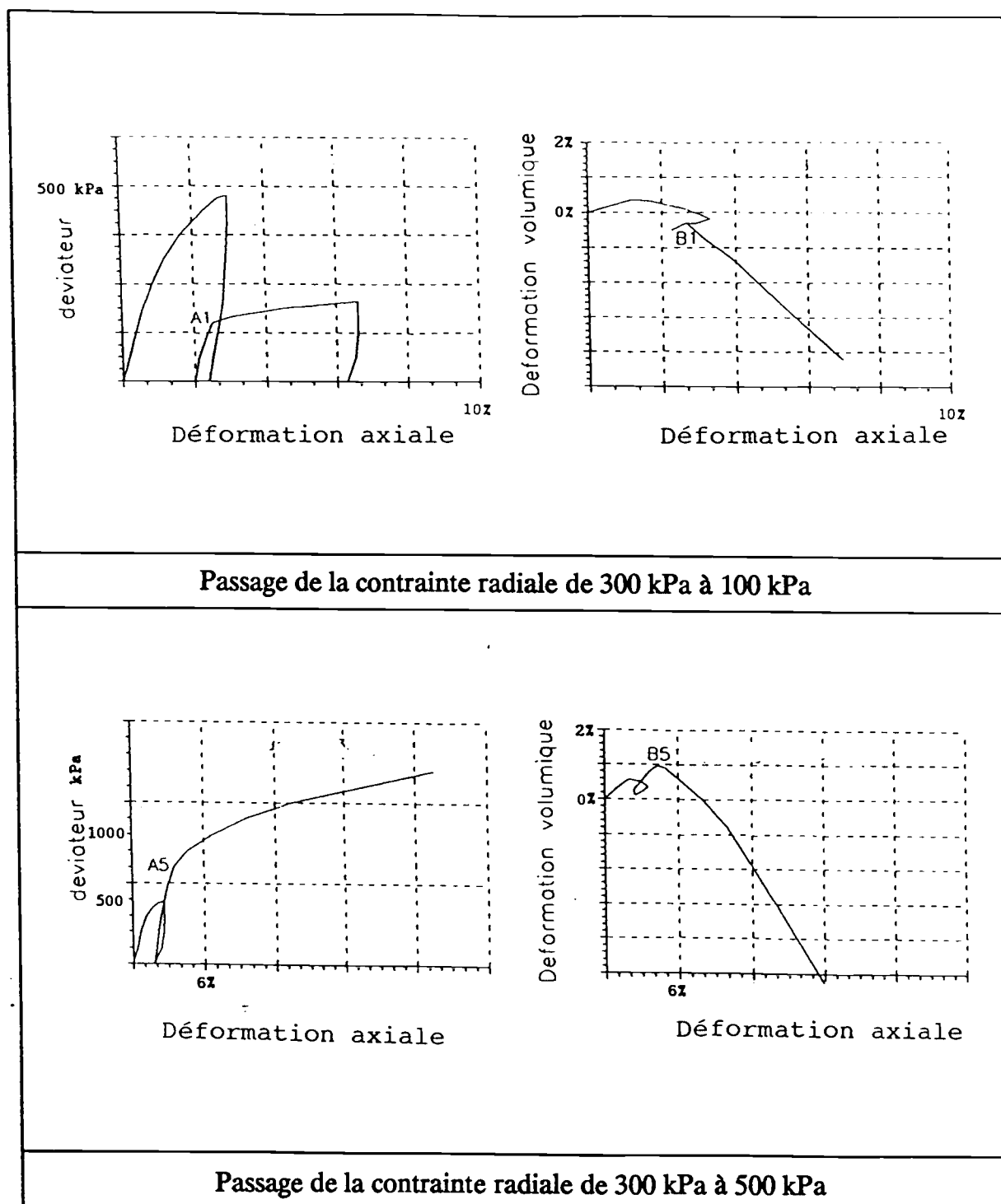


Figure 1.3-a: Existence d'une surface conique en s'appuyant sur l'analyse des déformations plastiques déviatoires (Sable d'Hostun dense).

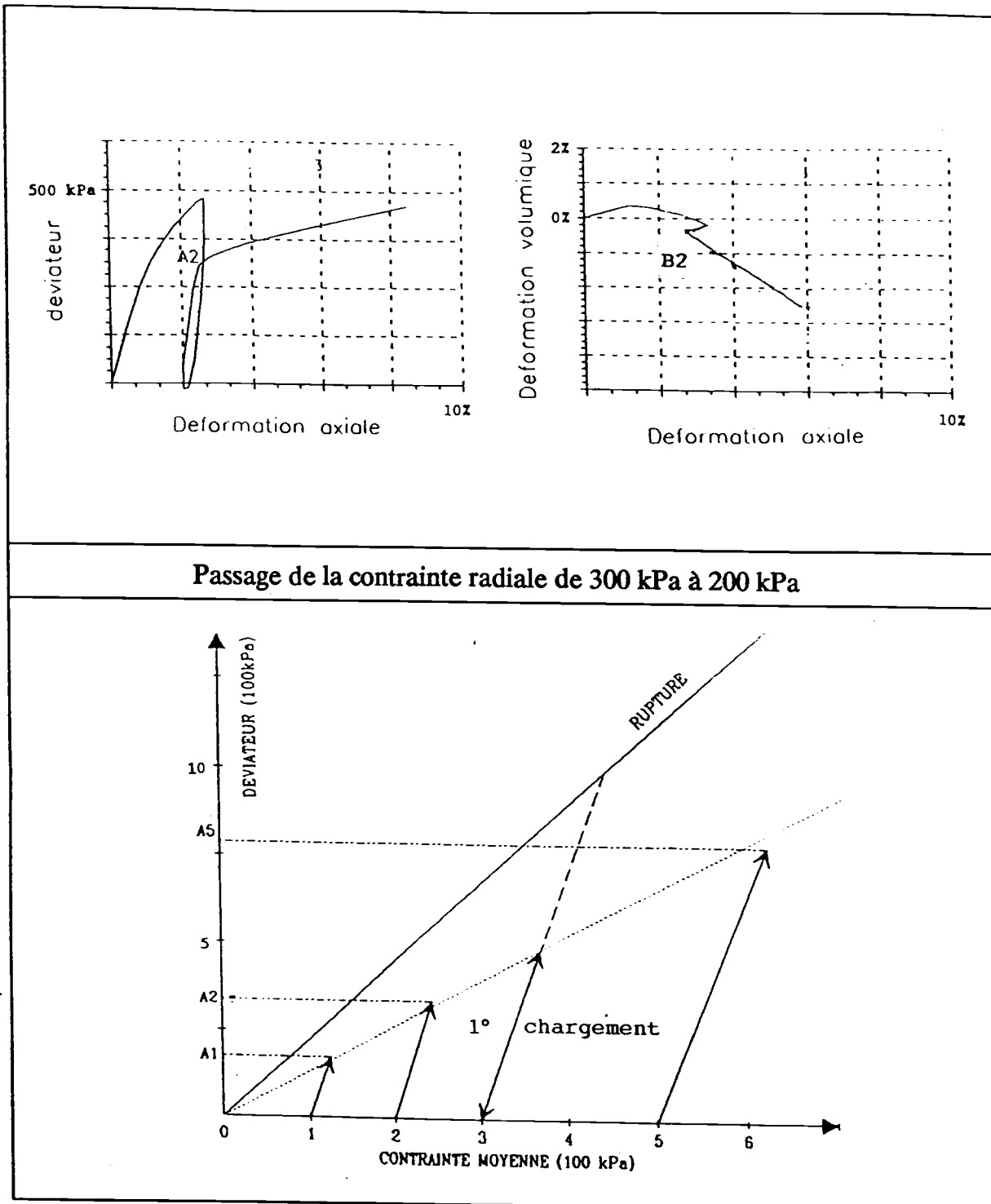


Figure 1.3-b: Existence d'une surface conique en s'appuyant sur l'analyse des déformations plastiques déviatoires (Sable d'Hostun dense).

3 Les modèles de type Cam-Clay

Les modèles dits de Cambridge [5] sont à la base d'un grand nombre de modèles de comportement des géomatériaux, et de certaines hypothèses faites dans les chapitres suivants. En effet, notre objectif principal est d'intégrer une surface de consolidation de ce type dans le modèle C.J.S. Il est donc utile d'en rappeler leur formulation.

3.1 Hypothèses pour la construction des modèles

Quatre hypothèses sont à l'origine des modèles de l'école de Cambridge.

HYPOTHESE 1:

Le concept d'état critique est adopté.

DEFINITION [22]:

Si un élément de sol est soumis à une déformation déviatorique croissante, il tend vers l'état critique caractérisé par une variation de volume $\dot{\epsilon}_{kk}$ nulle, et un rapport contrainte déviatorique q/p constant:

$$\dot{\epsilon}_q \gg 0, \quad \dot{\epsilon}_{kk} = 0, \quad q = M p, \quad v = \Gamma - \lambda \ln\left(\frac{p}{p_a}\right)$$

avec M, Γ, λ constantes matérielles indépendantes du volume initial v_0 , v volume de l'échantillon, p_a contrainte de référence (pression atmosphérique).

HYPOTHESE 2:

La seule déformation réversible est volumique et provient de la variation de la contrainte moyenne effective. Elle s'exprime selon:

$$\dot{\epsilon}_{kk}^e = \frac{\kappa \dot{p}}{v_0 p}$$

κ est un paramètre.

HYPOTHESE 3:

L'énergie dissipée à partir d'un état de contrainte (p, q) est égale à l'énergie que le matériau dissiperait à l'état critique correspondant. Soit:

$$p \dot{\epsilon}_{kk}^p + q \dot{\epsilon}_q^p = M p \dot{\epsilon}_q^p$$

HYPOTHESE 4:

La règle de normalité classique de la plasticité est vérifiée. En ce sens, surface de charge et potentiel plastique sont identiques.

3.2 Conséquences sur la définition de la surface de charge

L'hypothèse 3 fournit la loi d'écoulement du matériau. Elle peut en effet encore se mettre sous la forme:

$$\dot{\epsilon}_{kk}^p / \dot{\epsilon}_q^p = M - q / p$$

Cette relation permet de définir un potentiel plastique, dont est déduit l'évolution des déformations plastiques:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \lambda \frac{\partial G}{\partial \sigma_{ij}}$$

Il existe en effet une fonction G dérivable telle que:

$$\frac{\dot{q}}{\dot{p}} = - \frac{\partial G}{\partial p} / \frac{\partial G}{\partial p} = - \frac{\dot{\epsilon}_{kk}^p}{\dot{\epsilon}_q^p}$$

L'intégration de cette équation fournit ce potentiel:

$$G(p, q) = \frac{q}{M p} + \text{Ln} \left(\frac{p}{p_a} \right)$$

Compte tenu de l'hypothèse 4, la fonction de charge est prise sous la forme:

$$F = \frac{q}{M p} + \text{Ln} \left(\frac{p}{p_c} \right)$$

p_c , intersection entre la surface et l'axe hydrostatique, est la fonction d'écrouissage, de nature isotrope, pilotée par la déformation plastique volumique ϵ_{kk}^p . Lors d'une compression hydrostatique, si l'on note p^* , l'intersection entre la droite d'état critique, et la surface de charge Figure 1.4), on a:

$$\dot{\epsilon}_{kk} = \frac{\dot{v}}{v_o} = \frac{\lambda}{v_o} \cdot \frac{\dot{p}^*}{p^*}$$

Compte tenu de l'hypothèse 2, et du fait que $p^* = p_c / e$:

$$\dot{\epsilon}_{kk}^p = \dot{\epsilon}_{kk} - \dot{\epsilon}_{kk}^e = \frac{\lambda - \kappa}{v_o} \cdot \frac{\dot{p}_c}{p_c}$$

ce qui nous fournit la loi d'évolution de l'écrouissage.

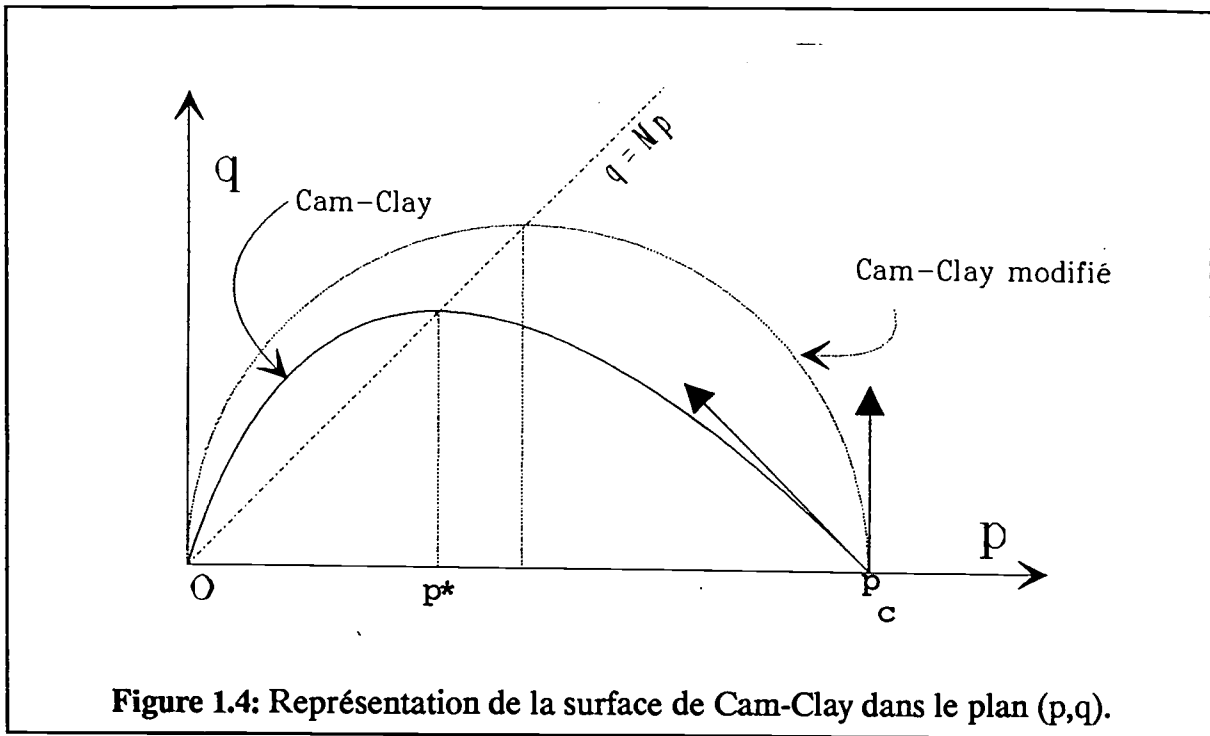


Figure 1.4: Représentation de la surface de Cam-Clay dans le plan (p,q).

3.3 Cam-Clay modifié

Le modèle dit Cam-Clay modifié [22] est né du souci d'améliorer la réponse du modèle initial pour les faibles rapports q/p , et en particulier d'éviter l'existence de déformations déviatoires sur chemin isotrope.

La formulation part d'une définition différente de l'énergie dissipée:

$$p \dot{\epsilon}_{kk}^p + q \dot{\epsilon}_q^p = p \left[(\dot{\epsilon}_q^p)^2 + (M \dot{\epsilon}_q^p)^2 \right]^{1/2}$$

La loi d'écoulement correspondante est alors la suivante:

$$\dot{\epsilon}_{kk}^p / \dot{\epsilon}_q^p = \frac{M^2 - (q/p)^2}{2q/p}$$

La surface de charge, toujours identique au potentiel plastique s'en déduit par intégration:

$$F = \frac{q^2}{M^2} + p - p_c$$

Cette surface coupe l'axe hydrostatique de façon normale, ce qui n'est pas le cas pour le modèle Cam-Clay initial.

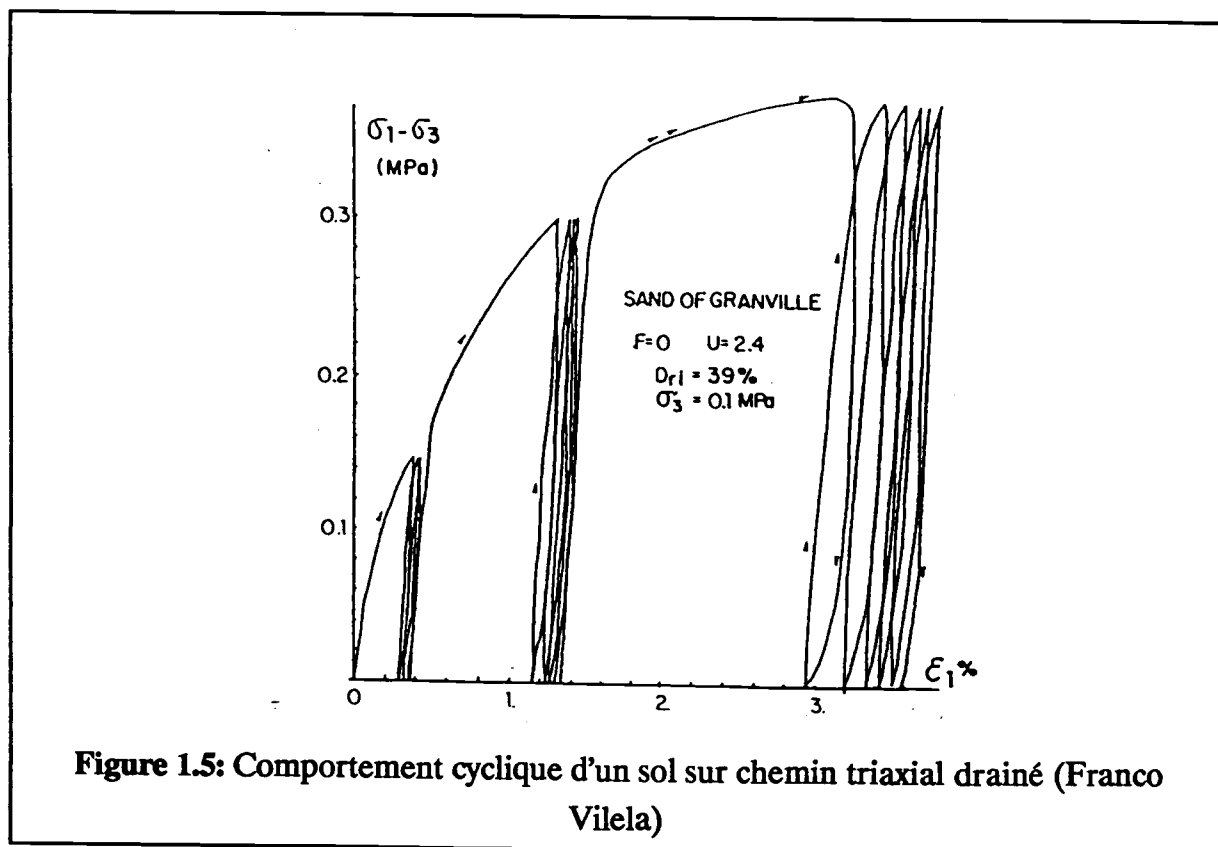
4 La modélisation des essais cycliques

4.1 Aperçu sur le comportement cyclique des sols

a) Essai triaxial drainé:

Observons sur la figure 1.5, le comportement expérimental cyclique d'un sol. Hicher [4] le décrit comme suit:

"Les essais répétés montrent un écrouissage important au cours du premier cycle. Les cycles conservent pratiquement la même forme en se décalant le long de l'axe correspondant à la déformation axiale.



L'écrouissage est donc important au premier chargement. Il l'est nettement moins pour les cycles suivants mais des déformations plastiques continuent à se créer.

Si après un ou quelques cycles à même amplitude de contrainte, nous augmentons la contrainte maximale, nous voyons apparaître un coude dans la courbe contrainte-déformation: la pente diminue nettement au passage pour une valeur voisine de la contrainte maximale des cycles précédents. Par contre, les cycles suivants ont une allure plus régulière avec une pente plus raide vers le haut du cycle."

Son interprétation est alors la suivante:

"Il y a donc un phénomène de mémoire qui peut être caractérisé par la valeur maximale de la contrainte cyclique. Il sera effacé par une contrainte supérieure qui devient à son tour paramètre de mémoire. Ce mécanisme joue le rôle d'une surface de charge. Le passage de cette surface crée des déformations plastiques importantes. Par contre à l'intérieur de cette surface, il se crée également des déformations plastiques (au moins sur certains chemins) mais d'amplitude plus faible."

Nous reviendrons sur cette interprétation, qui est à la base de l'extension que nous proposons, pour le modèle C.J.S.

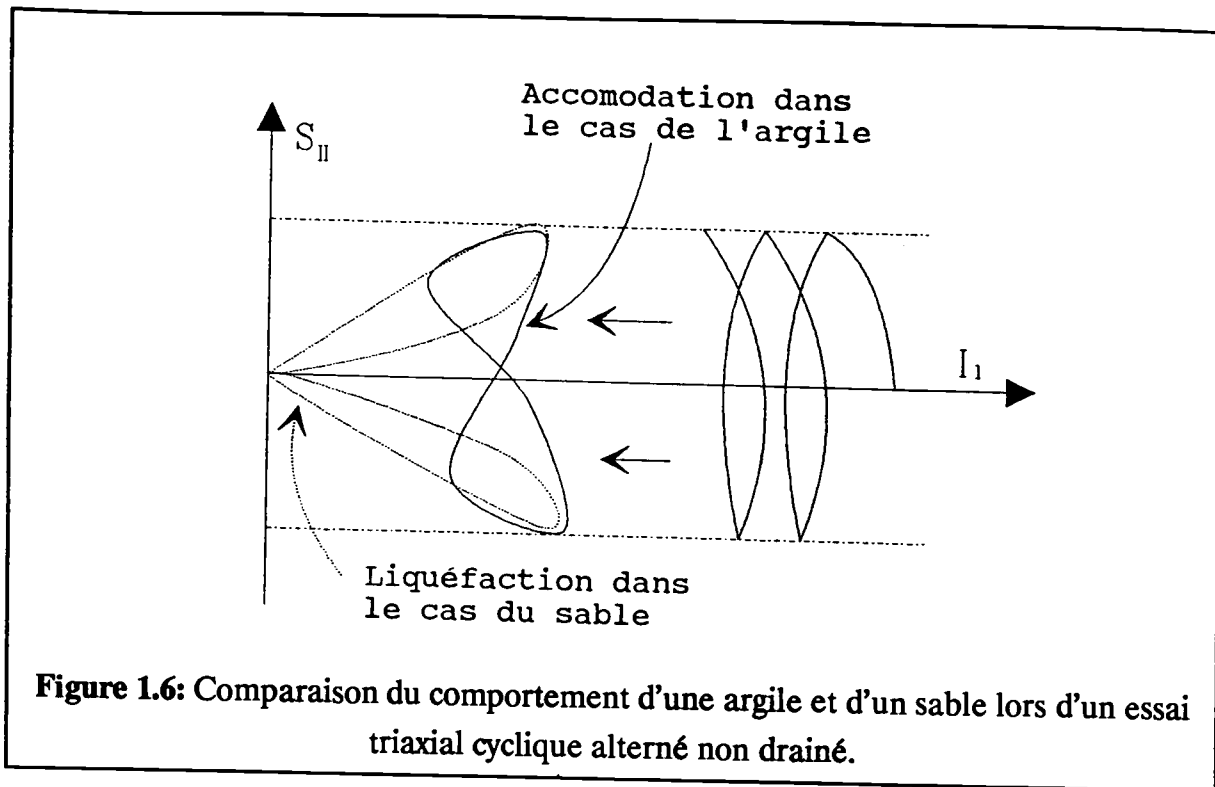
b) Evolution de la pression interstitielle en condition non drainée:

Globalement les comportements sous sollicitations cycliques du sable et de l'argile sont assez similaires.

En particulier, il faut noter un phénomène assez général dans le comportement de ces matériaux sous sollicitations cycliques en condition drainée: l'augmentation de la déformation volumique au cours des cycles. Dans le cas d'essais non drainés, ceci se traduit par une augmentation de la pression interstitielle. Celle-ci va de pair avec une diminution de la pression effective.

Le comportement de l'argile soumise à une sollicitation alternée cyclique non drainée dépend très fortement du niveau de contrainte imposé. Si celui-ci est bas, il y a possibilité d'obtenir une stabilisation des cycles, qui se reproduisent sur eux-même. Dans le cas d'essais à fort niveau de contrainte, quelques cycles peuvent mener dans le domaine des grandes déformations. Dans le cas des sables, la diminution de pression moyenne effective se poursuit jusqu'à l'annulation des contraintes: c'est le phénomène de liquéfaction. Par contre, pour les argiles, l'augmentation de pression interstitielle se produit jusqu'à la rencontre de la droite de plasticité parfaite (au sens des modèles de Cam-Clay), sans jamais aboutir à l'annulation des contraintes effectives (Figure 1.6). Des discontinuités cinématiques, dues à la grande déformabilité des argiles, en seraient responsables d'après Hicher [13].

Les essais réalisés sur des argiles surconsolidées montrent que plus le degré de surconsolidation est grand, plus l'augmentation de pression interstitielle est faible. L'aboutissement à une pression interstitielle donnée, réclame, dans le cas d'une argile surconsolidée, un nombre de cycles plus importants.



4.2 Modélisation élastoplastique des essais cycliques

Quelques caractéristiques du comportement de l'argile sous sollicitation cyclique ayant été évoquées, nous effectuons un bilan rapide des outils de l'élastoplasticité utilisables pour la modélisation.

Pour cela, examinons les réponses de trois types d'écrouissage à des sollicitations cycliques. Dans tous les cas, nous supposons les lois d'évolution des écrouissages de nature non linéaire. Il est en effet clair, que le comportement d'un sol est fortement non linéaire avec existence d'une rupture. Nous supposons de plus, que dans leur représentation dans le plan déviatoire, la surface de charge, ainsi que la surface de rupture, ont une forme continue de type Lade [19]. En particulier, la résistance maximale en compression est supérieure à celle en extension (dissymétrie de critère), comme il est observé classiquement avec les sols.

i) Ecrouissage isotrope:

Rappelons que l'écrouissage isotrope correspond à une dilatation simple du critère, dont la position du centre reste fixe.

Un essai triaxial drainé cyclique, limité en déformation, conduit à une accommodation, c'est-à-dire à une stabilisation de la relation contrainte - déformation (Figure 1.7-a).

Le même essai, mais limité en contrainte, conduit, comme le montre la figure 1.7-a, à une adaptation: le comportement du matériau reste purement élastique après le premier déchargement. De ce fait, la déformation développée est limitée: il ne peut y avoir rochet. Ce type d'écrouissage n'est donc pas susceptible de décrire le rochet classiquement observé avec les matériaux granulaires soumis à de telles sollicitations.

ii) Ecrrouissage cinématique:

L'écrouissage cinématique permet de décrire la translation du domaine élastique.

Pour un essai limité en contrainte, il sera possible de décrire le phénomène de rochet, l'écrouissage cinématique étant non linéaire. Il se traduit alors par la répétition d'un même cycle le long de l'axe des déformations (Figure 1.8-a). Il existe cependant un rapport $\sigma_{\max} / \sigma_{\min}$ permettant d'obtenir l'accommodation.

Pour un essai limité en déformation, il y a accommodation, comme le montre la figure 1.8-b. L'accès à cette accommodation est cependant moins rapide qu'en contrainte imposée.

iii) Ecrrouissage mixte:

La superposition d'un écrouissage isotrope, à l'écrouissage cinématique non linéaire, permet la description du durcissement cyclique (Figure 1.9).

L'écrouissage mixte consiste à superposer à l'écrouissage cinématique, un écrouissage isotrope. Il permet ainsi la description des phénomènes de durcissement cyclique, illustrés sur la figure. Le mécanisme déviatoire du modèle C.J.S. est de ce type. A ce stade, le modèle offre déjà de nombreuses possibilités dans la description du comportement cyclique des matériaux granulaires.

L'écrouissage mixte ne peut cependant décrire un durcissement que pour une seule stabilisation. Autrement-dit, à partir de l'instant où l'écrouissage isotrope a atteint sa valeur asymptotique, le modèle se réduit à un écrouissage cinématique.

iv) Introduction d'un écrouissage à mémoire discrète:

Les modèles cinématiques non linéaire décrit un écrouissage à mémoire évanescence: le comportement du matériau à un instant donné dépend du comportement à l'instant précédent. Cependant, si l'on reprend l'analyse d'Hicher, exposée au paragraphe 4.1, on peut considérer l'existence d'une mémoire discrète caractérisée par l'intensité maximale de la contrainte vécue par le matériau. Cette mémoire semble évoluer, comme le ferait une surface à écrouissage isotrope. Les déformations à l'intérieur de cette surface seraient relatives à un autre mécanisme plastique, de module plastique plus rigide.

Cette dernière analyse est à la base de notre réflexion sur l'extension du modèle C.J.S. L'idée est d'adjoindre à ce modèle cinématique non linéaire, une surface de plasticité à écrouissage isotrope, traduisant la mémoire discrète. On profitera de l'introduction de cette surface, pour adapter le modèle C.J.S. à l'argile, en la choisissant de type Cam-Clay.

Dans le chapitre suivant, nous proposons de commencer par décrire le modèle C.J.S, et ses possibilités, quant à la description du comportement cyclique des argiles.

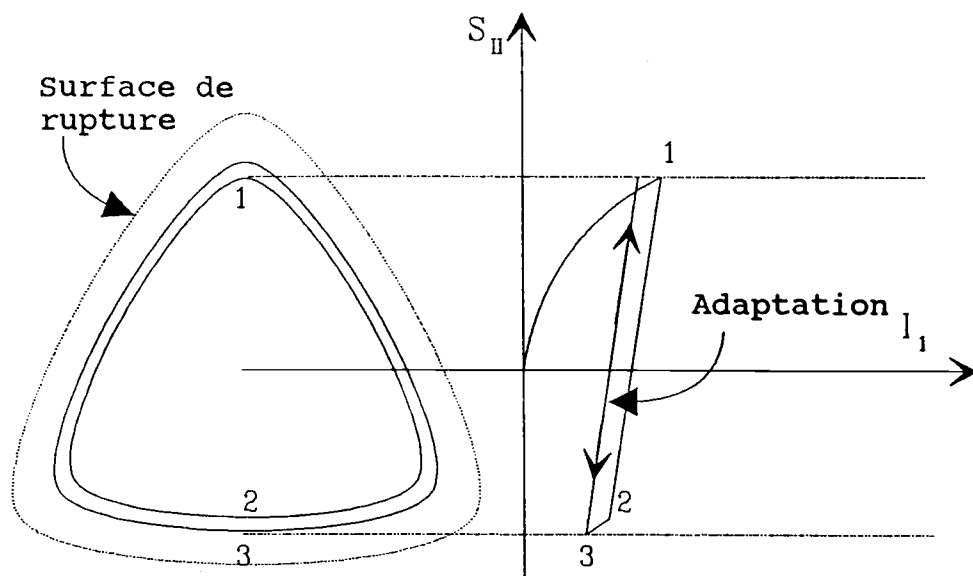


Figure 1.7-a: Ecouissage isotrope et essai cyclique limité en contrainte.

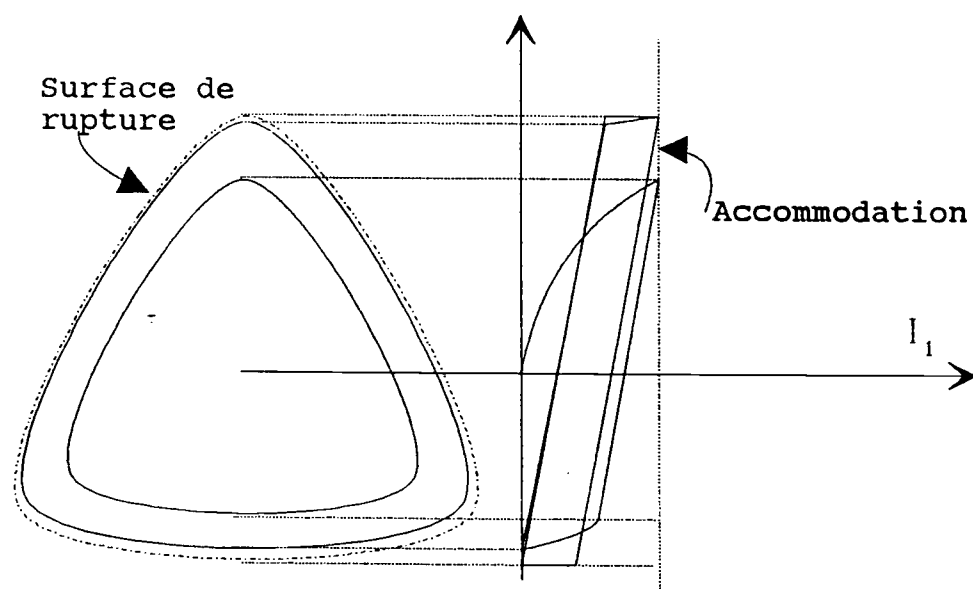


Figure 1.7-b: Ecouissage isotrope et essai cyclique limité en déformation.

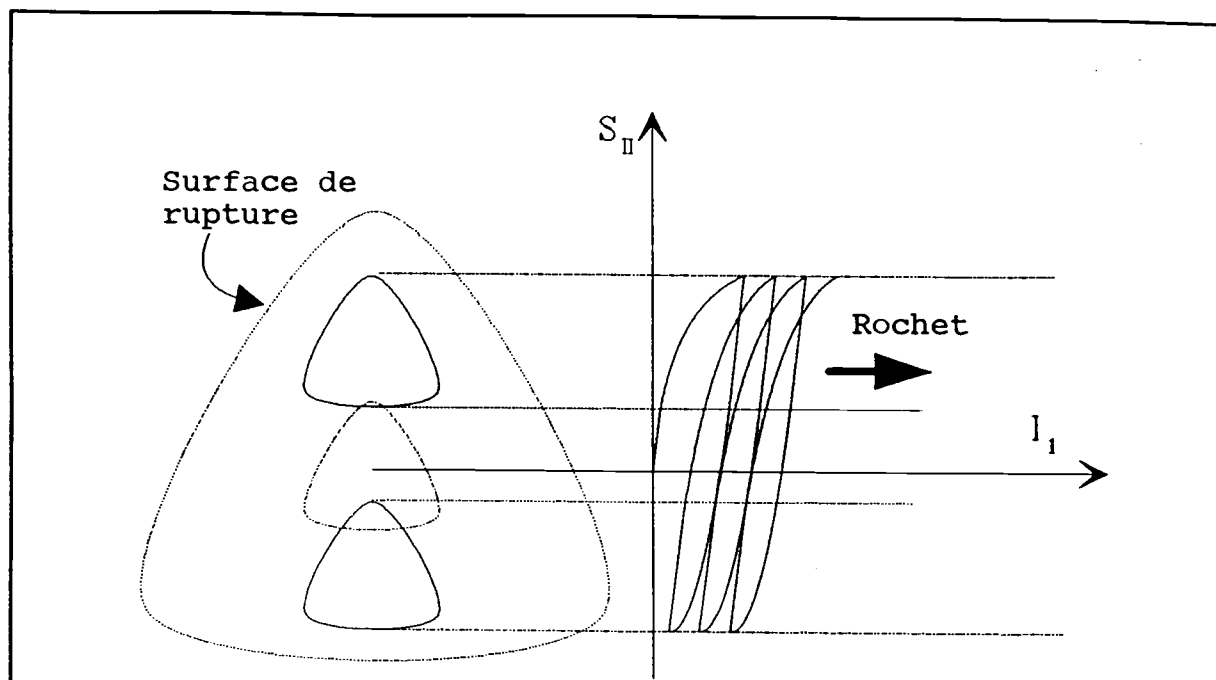


Figure 1.8-a: Ecouissage cinématique et essai cyclique limité en contrainte.

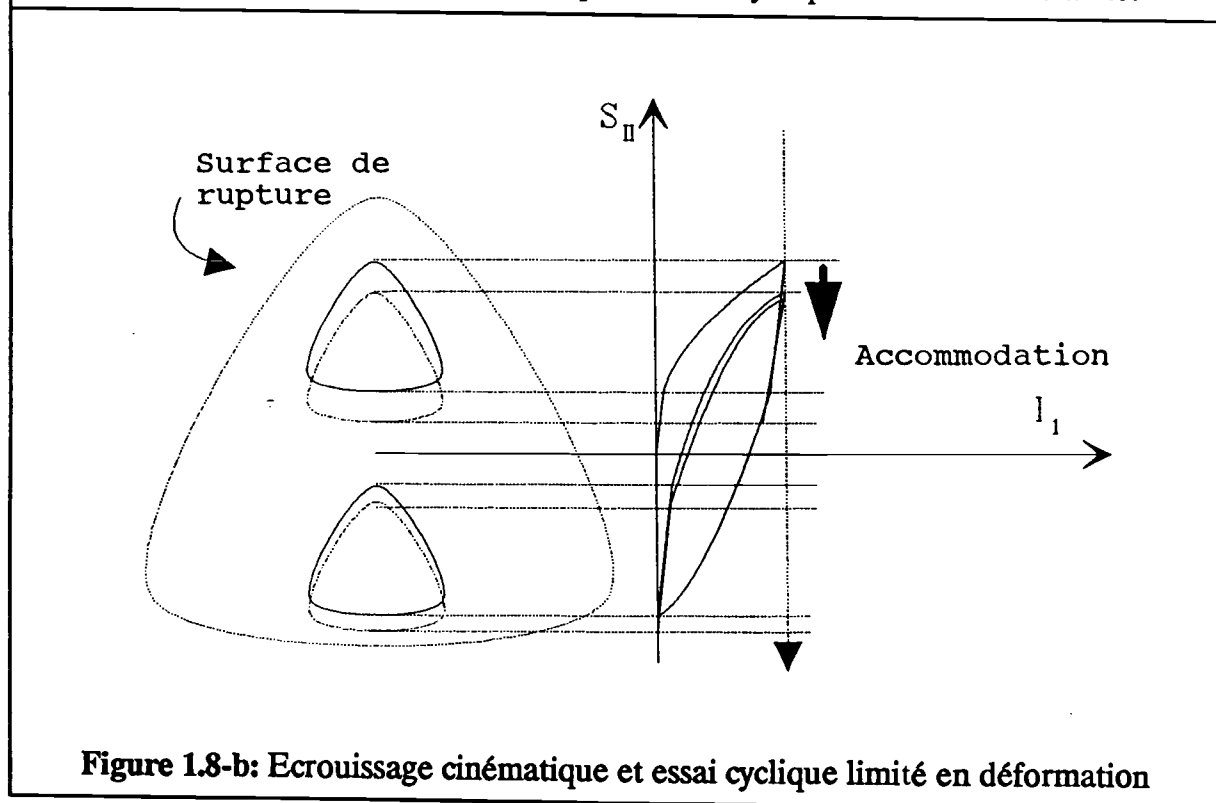
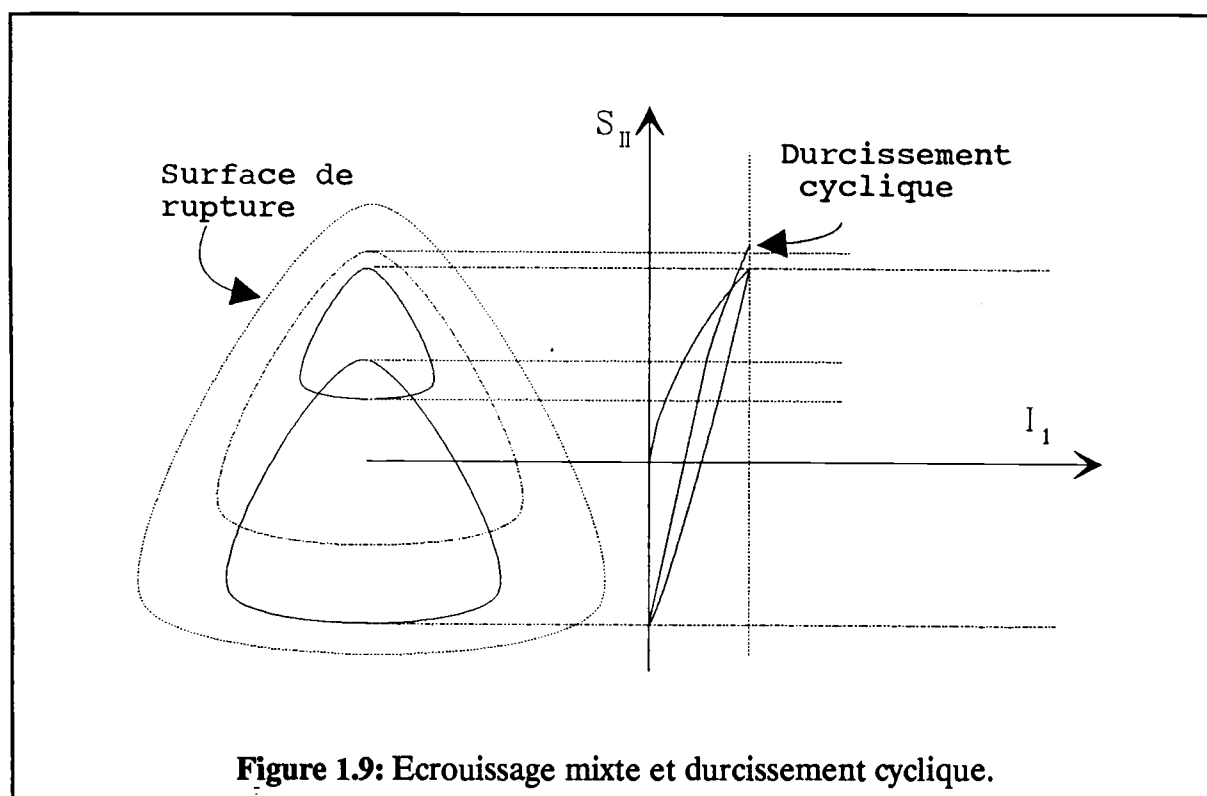


Figure 1.8-b: Ecouissage cinématique et essai cyclique limité en déformation



CHAPITRE 2

**Le modèle C.J.S. et son utilisation
dans le cas d'une argile normalement consolidée**

1 Le modèle C.J.S. et l'argile

Le modèle C.J.S., est à l'origine, essentiellement conçu pour la description du comportement mécanique des sables. Pour un sable donné, on associe un jeu de paramètres, correspondant à sa densité initiale. On considère alors, comme le confirme l'expérience, que pour la plupart des sollicitations appliquées, cette densité varie assez peu, pour ne pas modifier le comportement, et ainsi utiliser le même jeu de paramètres.

Par contre, dans le cas d'une argile, le comportement évolue de façon significative au cours de la sollicitation. Par exemple, au cours d'une sollicitation non drainée cyclique, la diminution de pression moyenne effective s'accompagne de phénomènes de surconsolidation avec apparition de dilatance, alors que le comportement initial du matériau peut être parfaitement contractant.

Cependant, si au cours de la sollicitation, on reste dans un domaine correspondant à une faible variation du degré de surconsolidation, on peut considérer, que fondamentalement, le comportement de l'argile et du sable sont tout-à-fait similaires.

Il est donc justifié, et logique, d'essayer d'utiliser, sous certaines conditions, un modèle, comme le modèle C.J.S., pour la description du comportement d'une argile. C'est l'objet de ce chapitre.

Le matériau analysé est une argile normalement consolidée. Le comportement est donc purement contractant, comme l'est celui d'un sable lâche.

2 Description du modèle C.J.S.

Le modèle C.J.S. [8], est un modèle élastoplastique à deux mécanismes de plasticité indépendants. Il est fondé sur la décomposition de la déformation selon:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^{pd} + \epsilon_{ij}^{pi}$$

où ϵ_{ij}^e est la déformation élastique, ϵ_{ij}^{pd} la déformation plastique associée au mécanisme déviatoire, et ϵ_{ij}^{pi} la déformation plastique associée au mécanisme isotrope.

2.1 Elasticité

De nature non-linéaire, elle est définie par:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^e = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G} + \frac{\dot{I}_1}{9K^e} \cdot \delta_{ij}$$

où G et K sont respectivement les modules de cisaillement et volumique, supposés dépendants de l'état de contrainte selon:

$$K^e = K_o^e \cdot \left(\frac{I_1}{3P\alpha} \right)^n \cdot A[I_1, s_{II}] \quad G^e = G_o^e \cdot \left(\frac{I_1}{3P\alpha} \right)^n$$

La variation d'énergie élastique s'exprimant par:

$$\dot{W} = \sigma_{ij} \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^e = \frac{s_{II}}{2G} \dot{s}_{II} + \frac{I_1}{9K^e} \dot{I}_1$$

La condition:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial s_{II} \partial I_1} = \frac{\partial^2 W}{\partial I_1 \partial s_{II}}$$

impose à la fonction $A(I_1, s_{II})$ de prendre la forme:

$$A = \left[1 - \frac{9K_o^e n s_{II}^2}{4G_o I_1^2} \right]^{-1}$$

avec l'hypothèse: $A(I_1, 0) = 1$.

2.2 Mécanisme déviatoire

Le mécanisme déviatoire prend en compte un écrouissage cinématique non-linéaire, superposé à un écrouissage isotrope. L'équation de la surface de charge s'exprime selon:

$$F^d = h(\theta) \cdot q_{II} - R \cdot I_1$$

avec: $q_{ij} = s_{ij} - X_{ij}^c \cdot I_1$.

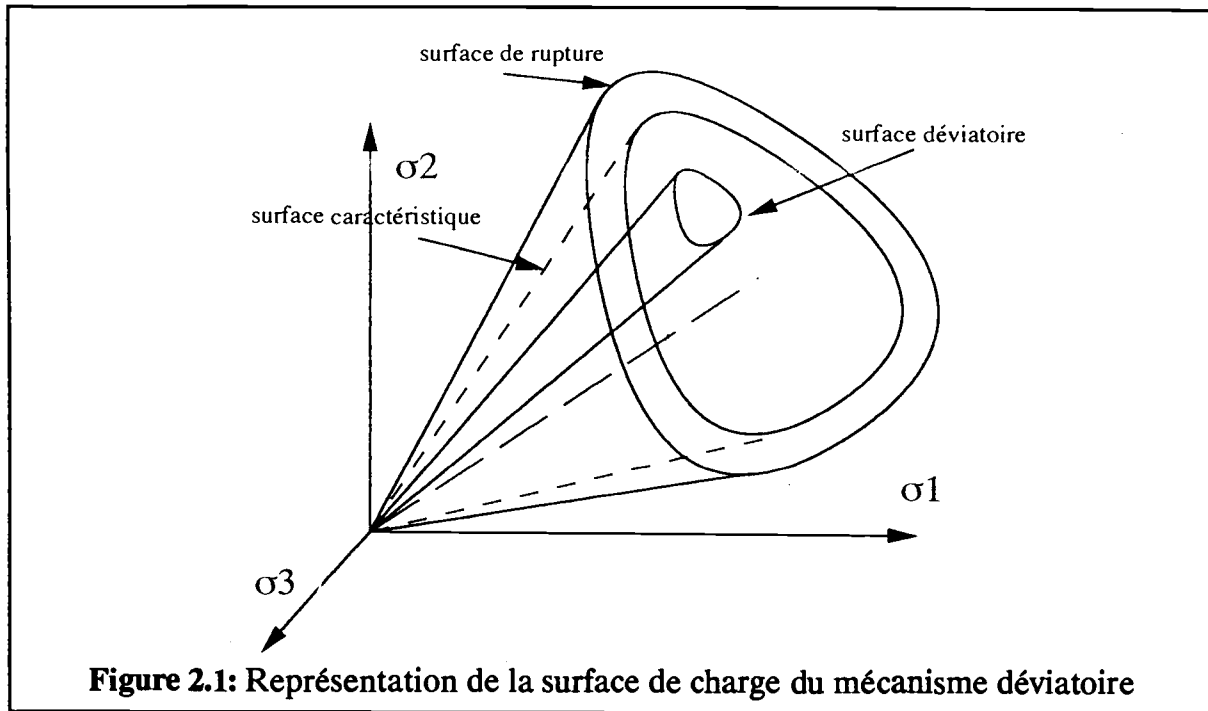


Figure 2.1: Représentation de la surface de charge du mécanisme déviatoire

Dans l'espace des contraintes, la surface de charge est un cône de sommet l'origine et de centre $I_1 \cdot X_{ij}$ dans le plan déviatoire. La dissymétrie du critère est assurée dans ce plan par la fonction $h(\theta)$, où θ est l'angle de Lode:

$$h(\theta) = (1 - \gamma \cos(3 \cdot \theta))^{1/3} = \left[1 - \sqrt{54} \gamma \frac{\det[(q)_{ij}]}{q_{II}^3} \right]^{1/3}$$

Le paramètre γ caractérise la dissymétrie du comportement en compression et en extension.

X_{ij} et R sont deux fonctions d'écrouissage: la première est associée à l'écrouissage cinématique, et la seconde à l'écrouissage isotrope. R , rayon moyen de la surface déviatoire, est associé à la variable interne p par la relation:

$$\dot{R} = g(p) \dot{p} = \frac{A}{(1 + B p)^2} \cdot \dot{p}$$

où A et B sont deux paramètres.

p évolue selon le cadre des matériaux standards généralisés, c'est-à-dire:

$$\dot{p} = -\lambda \frac{\partial F^d}{\partial R}$$

La loi d'évolution du centre de la surface cinématique est donnée par:

$$\dot{X}_{ij} = -\alpha \lambda \left[\frac{\partial F^d}{\partial X_{ij}} + I_1 \Phi X_{ij} \right]$$

Le terme $I_1 \cdot \Phi X_{ij}$ est un terme de rappel qui introduit un effet de mémoire évanescent du trajet de déformation. Une surface limite est ainsi introduite par cette non-linéarité sur la valeur limite du module X_{II} . L'expression de cette surface limite, obtenue en prenant les valeurs limites des deux fonctions d'écrouissage s'écrit ainsi:

$$F^r = s_{II} h(\theta) - I_1 \cdot \left(\frac{A}{B} + \frac{1}{\Phi} \right)$$

Elle correspond à l'ensemble des états de contrainte de rupture (ou de plasticité parfaite). Φ est en fait une fonction de la contrainte moyenne, de façon à tenir compte de l'incurvation de la surface de rupture sur l'axe hydrostatique pour les fortes contraintes moyennes:

$$\Phi = \Phi_1 \cdot \frac{I_1}{3P\alpha} + \Phi_2$$

Le mécanisme plastique est supposé non-associé. Il existe donc une fonction potentielle, différente de la surface de charge, telle que l'évolution des déformations soit donnée par:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{pd} = \lambda n_{ij}^{cd} = \lambda \frac{\partial G^d}{\partial \sigma_{ij}} / \sqrt{\frac{\partial G^d}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial G^d}{\partial \sigma_{uv}}}$$

La fonction potentielle est définie à partir de la condition cinématique suivante:

$$\dot{\epsilon}_v^{pd} = \beta \cdot \left(\frac{s_{II}}{s_{II}^c} - 1 \right) \cdot \frac{|s_{ij} \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^{pd}|}{s_{II}}$$

s_{II}^c désigne l'état de contrainte caractéristique. La surface caractéristique, d'équation:

$$F^c = s_{II}^c h(\theta) - R^c \cdot I_1$$

est la frontière, dans l'espace des contraintes, séparant les états contractants des états dilatants. R^c caractérise le rayon moyen de cette surface.

La condition cinématique peut encore se mettre sous la forme:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{pd} \cdot n_{ij} = 0$$

où n_{ij} est un tenseur tangent à la surface potentielle plastique, et qui s'exprime selon:

$$n_{ij} = \frac{\beta' s_{ij} / s_{II} - \delta_{ij}}{\sqrt{\beta'^2 + 3}} \quad \beta' = \text{signe}(s_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^{dp}) \cdot \beta \cdot (s_{ij} / s_{II} - 1)$$

Les dérivées premières de la fonction potentielle peuvent alors s'exprimer à l'aide de celles de la fonction de charge:

$$\frac{\partial G^d}{\partial \sigma_{ij}} = n_{ij}^{Fd} - n_{kl}^{Fd} \cdot n_{kl} n_{ij}$$

n_{ij}^{Fd} est le tenseur unitaire tangent à la surface de charge.

2.3 Mécanisme isotrope

Le mécanisme isotrope est un mécanisme de plasticité de type standard généralisé à écrouissage isotope. La surface de charge d'équation:

$$F^I = (I_1 / 3) - Q$$

est donc un plan normal à la première bissectrice de l'espace des contraintes, qui permet de fermer le domaine élastique, défini à l'intérieur de la surface déviatoire, et de générer des déformations plastiques au cours d'un chargement isotope. Q est une fonction d'écrouissage, dont l'évolution est donnée par:

$$\dot{Q} = \lambda K_o^p \left(\frac{I_1}{3Pa} \right)^n$$

K_o^p est le module plastique volumique, et n une puissance prise égale à celle de l'élasticité, par soucis d'en simplifier l'identification.

2.4 Bilan des paramètres

Le modèle C.J.S. réclame ainsi la connaissance de 12 paramètres. Récapitulons les:

- i) élasticité : K_o^e , G_o^e , et n ;
- ii) mécanisme déviatoire plastique: A , B , a , β , ϕ_1 , ϕ_2 , γ , R^c ;
- iii) mécanisme isotrope plastique: K_o^p .

Pour identifier ces paramètres, trois essais sont théoriquement nécessaires:

- un essai isotrope avec charge et décharge;
- un essai triaxial en compression avec décharges à différents niveaux;
- un essai triaxial en extension;

3 Utilisation du modèle C.J.S sur de l'argile

3.1 Utilisation du modèle C.J.S dans le cas d'une argile normalement consolidée

Le modèle C.J.S. a été utilisé pour la description du comportement mécanique d'une argile normalement consolidée [6]. Nous avons effectué quelques adaptations sont faites pour adapter ce modèle à ce matériau.

- Dans le plan (p,q), la surface de plasticité d'une argile est la droite des états critiques $q = Mp$. L'incurvation de la surface limite du mécanisme déviatoire a donc été supprimée ($\phi_1 = 0$);

- Pour l'argile, la droite de rupture est considérée en général, confondue avec la frontière séparant les états de contrainte dilatants, et les états contractants: la rupture se fait à volume constant La surface caractéristique du modèle C.J.S est donc ramenée sur la surface limite (absence de domaine de dilatance), ce qui s'exprime par:

$$R^c = \frac{A}{B} + \frac{1}{\Phi}$$

Ces deux constatations permettent de limiter le nombre des paramètres à dix.

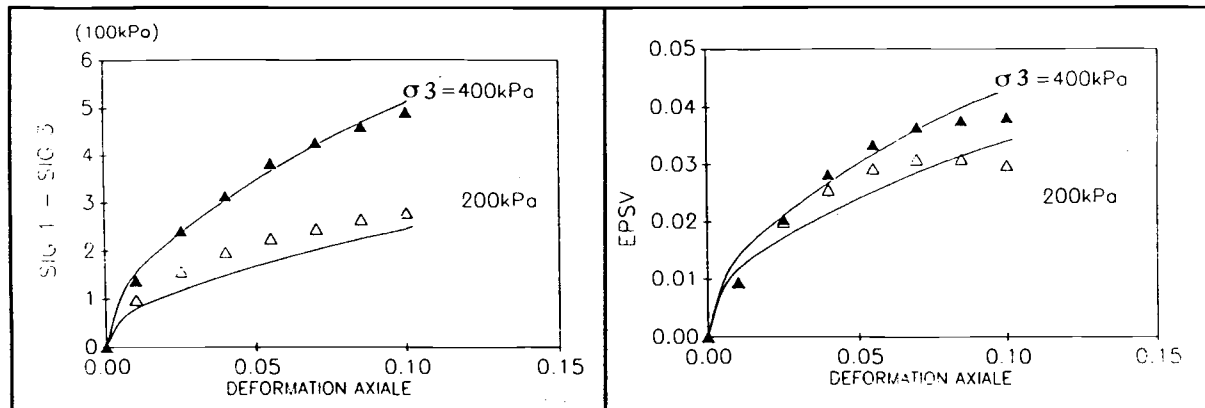


Figure 2.2.a

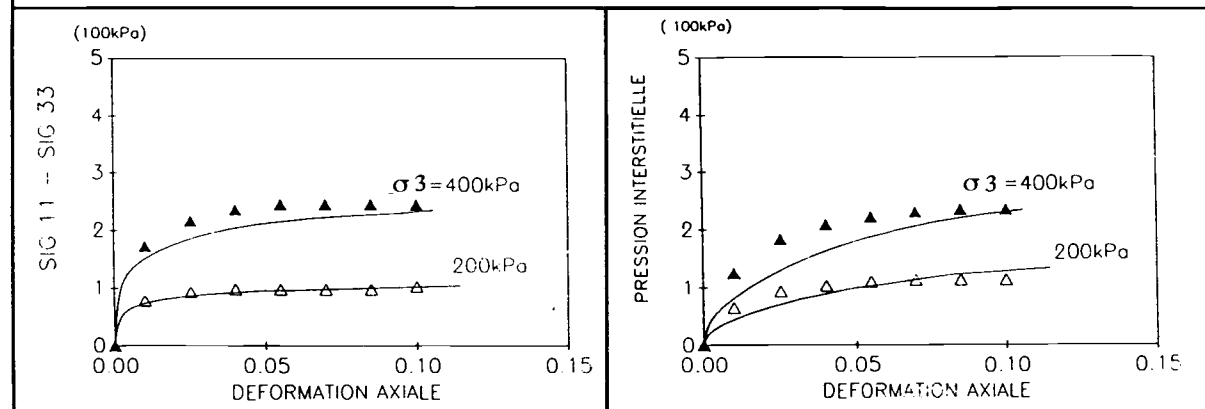


Figure 2.2.b

Figure 2.2: Essais triaxiaux en compression drainés et non drainés

Expérience (Doanh [11]): $\blacktriangle$ Modèle CJS: —

Identification pour $\sigma_3 = 400kPa$

Validation pour $\sigma_3 = 200kPa$

3.2 Identification

L'argile utilisée est la kaolinite P300, et les essais ont été réalisés par T.Doanh [11].

Les paramètres du modèle ont été déterminés à partir d'essais triaxiaux classiques en condition drainée et non-drainée à pression de confinement de 400 kPa. Les valeurs des paramètres obtenues sont les suivantes:

K^e	G^e	n	A	B
50 MPa	22 MPa	0,7	18.10^{-5}	246.10^{-5}

a	β	Φ	γ	K^I
$0,6.10^{-5}$	-0,03	5,6	0,407	14 Mpa

Les essais sont représentés sur la figure 2.2.

Les paramètres sont testés en essais drainé et non-drainé à pression de confinement de 200kPa. Sur la figure 2.2.a sont représentés les essais drainés, et sur la figure 2.2.b les essais non drainés.

On notera, que pour l'argile, les déformations plastiques relatives au mécanisme isotrope sont importantes.

3.3 Essais de torsion

a) Présentation des essais:

Des essais de torsion non-drainés ont été réalisés par T.Doanh [11], à déviateur constant. Nous avons utilisé le modèle C.J.S., avec le jeu de paramètres précédent pour simuler ces essais. Nous reviendrons plus en détail, au chapitre 8, sur l'analyse de l'état de contrainte correspondant au chemin de sollicitation, et en particulier la représentation dans le plan de Mohr.

L'essai réalisé comprend deux étapes: la première consiste à appliquer un déviateur, en augmentant la contrainte normale verticale, et la deuxième, à appliquer une sollicitation de torsion cyclique.

La contrainte isotrope initiale est de 500 kPa, et le déviateur appliqué lors de la torsion, de 50 kPa.

Deux essais sont en fait réalisés. L'essai AK06 présente un chargement jusqu'aux grandes déformations, un déchargement, et enfin un rechargement jusqu'à annulation du déviateur. L'essai AK05 est similaire, avec en plus un cyclage initial limité en contrainte de faible amplitude, en début du premier chargement en torsion.

Les essais et simulations sont représentés en figure 2.3.a pour l'essai AK06, et en figure 2.3.b pour le AK05.

b) Comparaison simulations - expériences:

La simulation des deux essais de torsion cyclique est globalement en accord avec les résultats expérimentaux, comme il est constaté sur les différentes courbes.

On notera en particulier que:

- comme pour l'expérience, on observe une augmentation de la pression interstitielle au cours des cycles, accompagnée d'une diminution de la pression moyenne effective, sans liquéfaction;

Certains phénomènes ne sont cependant pas traduits de façon satisfaisante. On note en particulier, que le modèle ne prend pas en compte le phénomène de surconsolidation (observé à la rupture après les cycles), ainsi que l'évolution de la densité au cours des cycles.

Cela conduit à quelques différences entre l'expérience et la réponse du modèle:

- il existe dans les simulations une dépendance de $U_{\max}$ par rapport au nombre de cycles, ce qui est contraire à l'expérience;
- sur la courbe expérimentale dans le plan (q,p), on observe un resserrement des cycles, inexistant sur la simulation;
- un radoucissement cyclique est apparent sur les simulations.

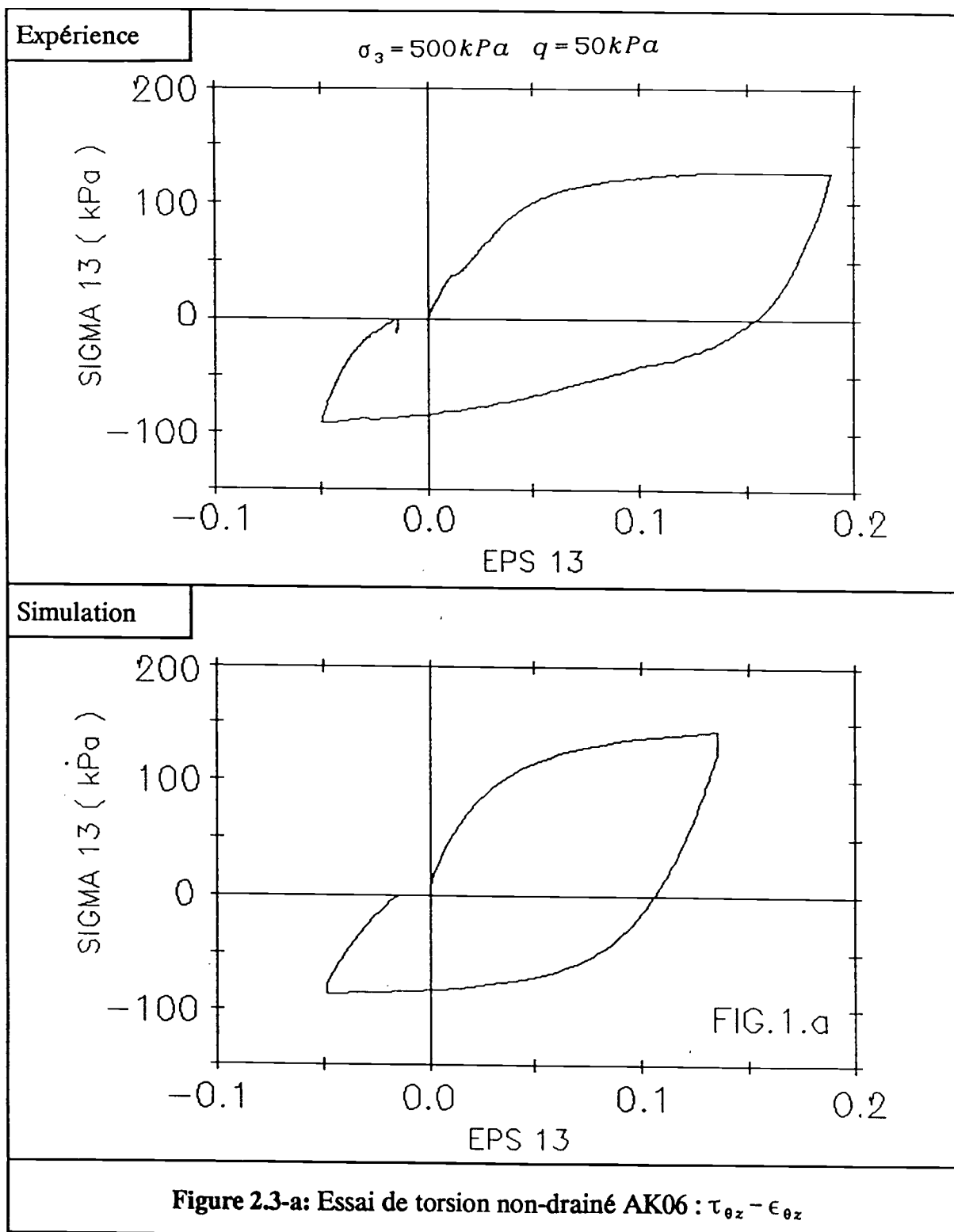
4 Conclusion

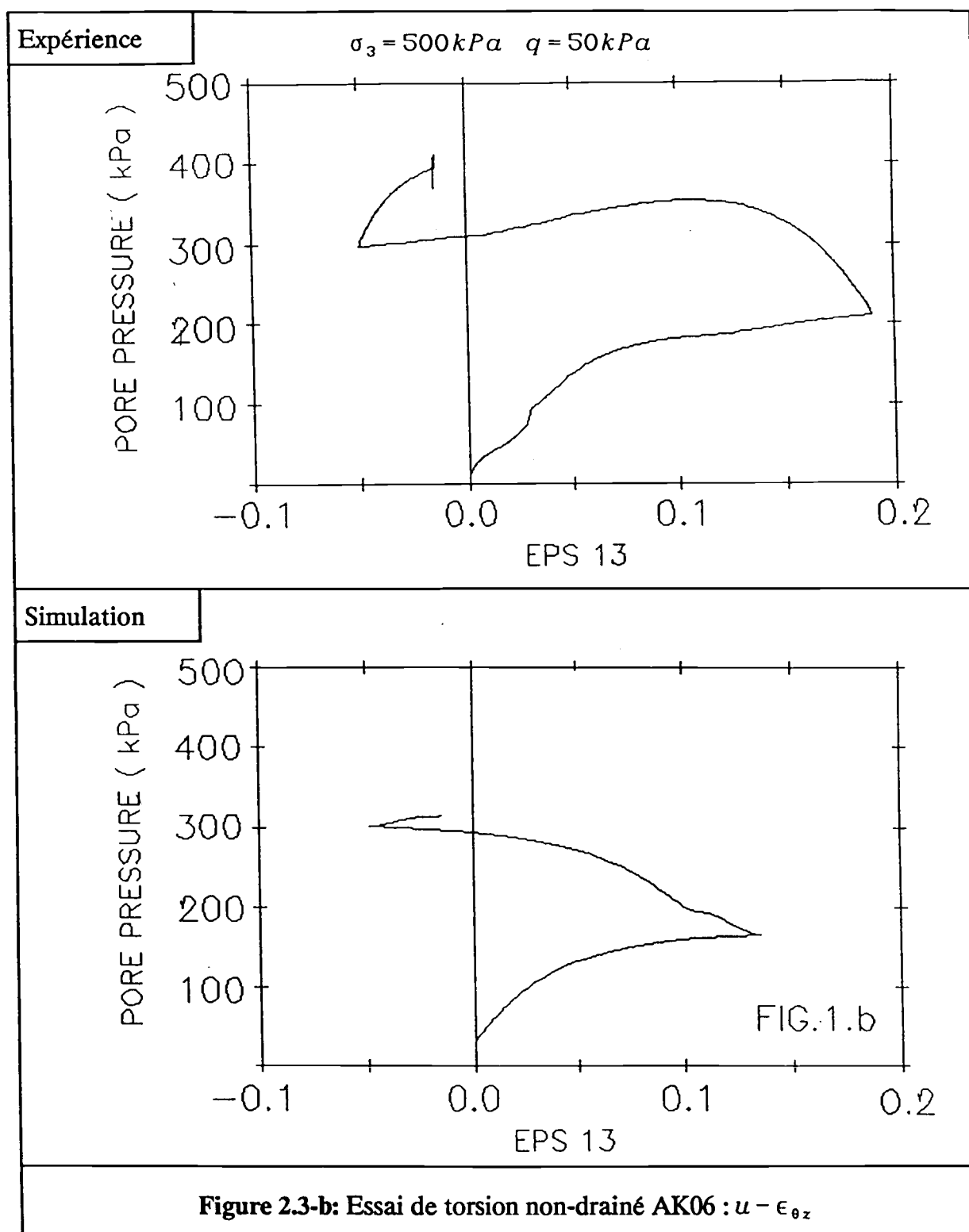
Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent finalement, que le modèle C.J.S. se prête assez bien à la description du comportement d'une argile normalement consolidée. Les résultats sont tout-à-fait satisfaisants pour les essais de compression monotone, et les premiers cycles de l'essai de torsion analysé.

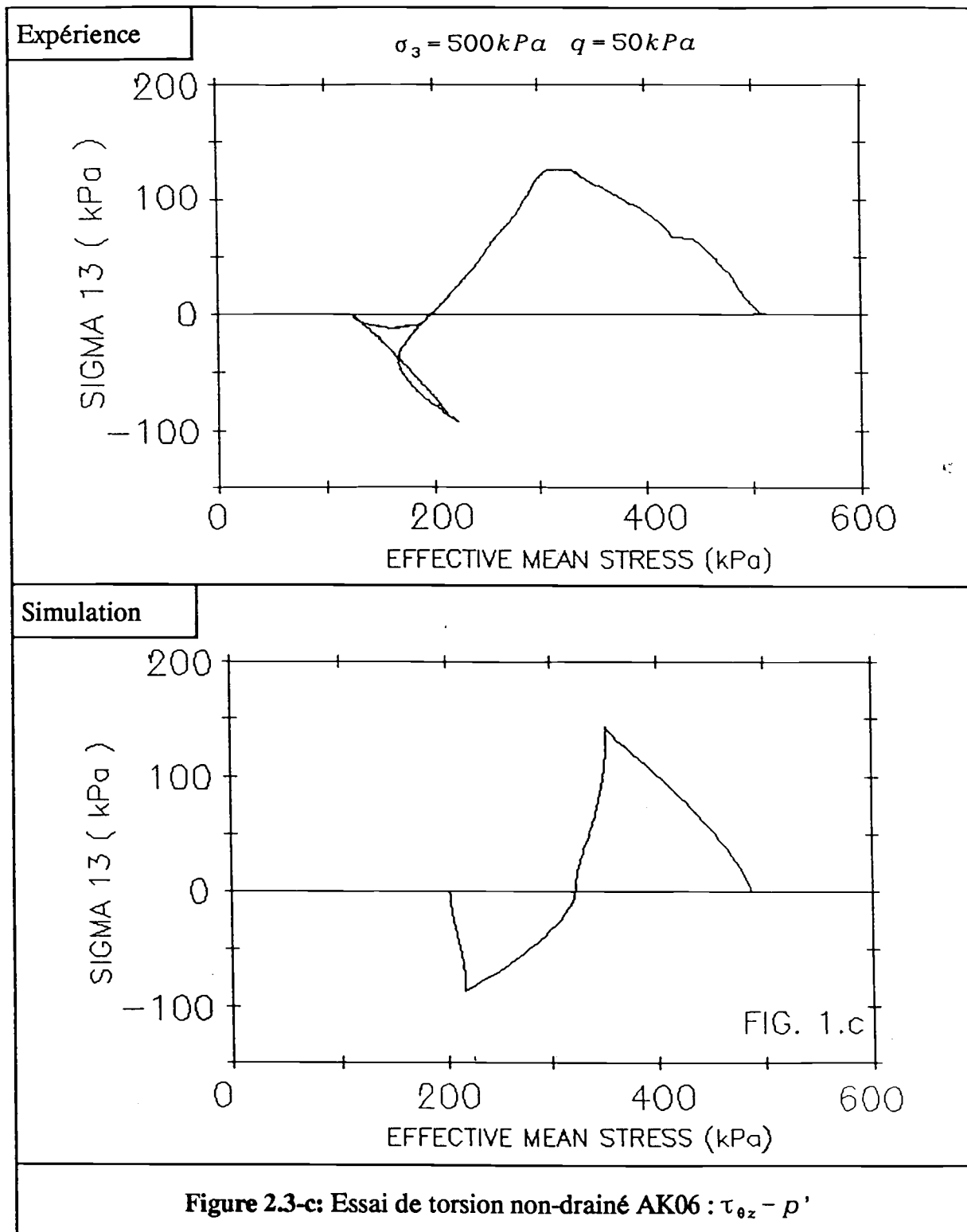
La principale faiblesse du modèle est l'incapacité à traduire le caractère dilatant de l'argile, qui apparaît après un certain nombre de cycles au cours d'une sollicitation non

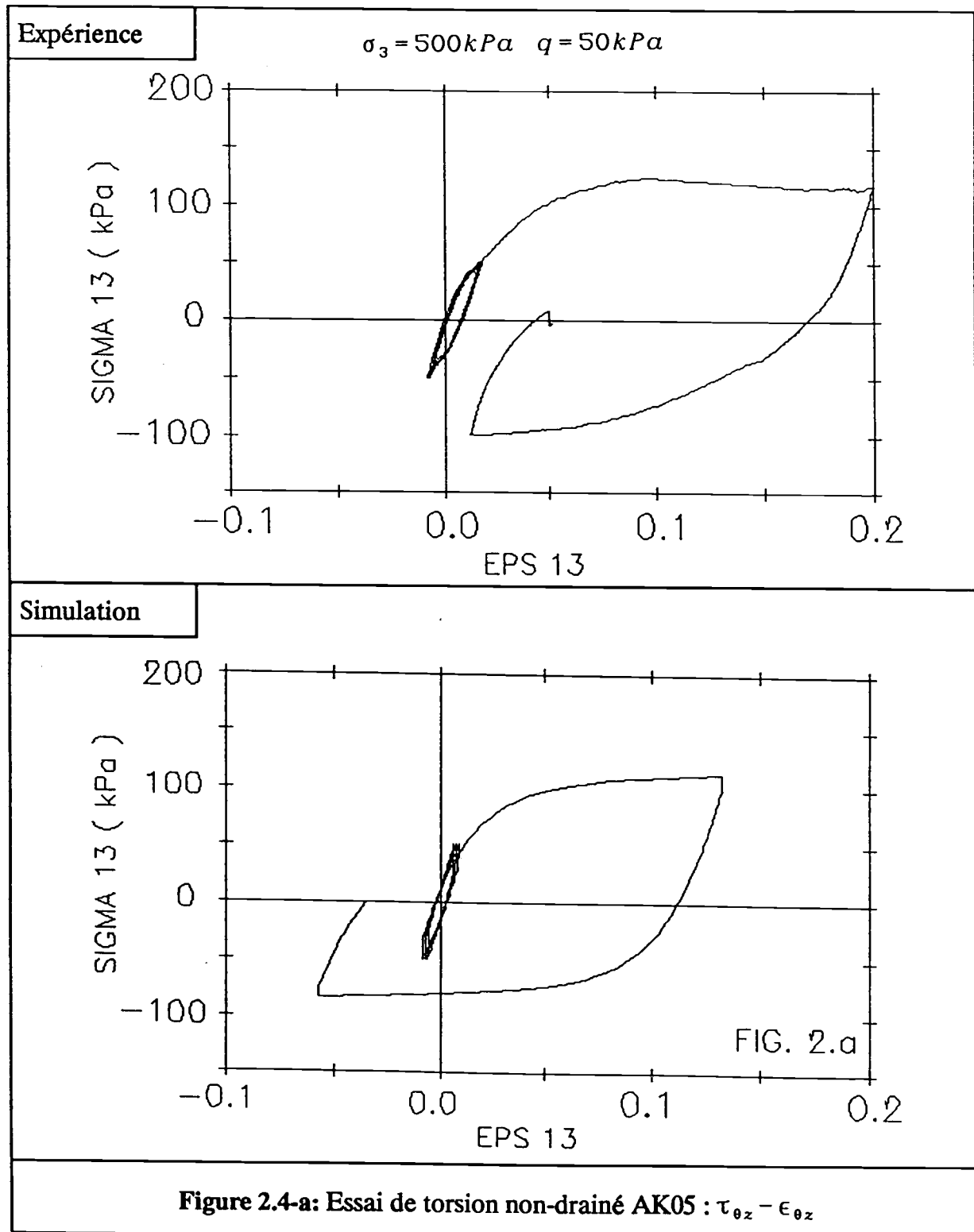
drainée. L'argile étant supposée normalement consolidée, son comportement est initialement parfaitement contractant. Le jeu de paramètres correspondant suppose ainsi l'absence de dilatance durant toute la sollicitation.

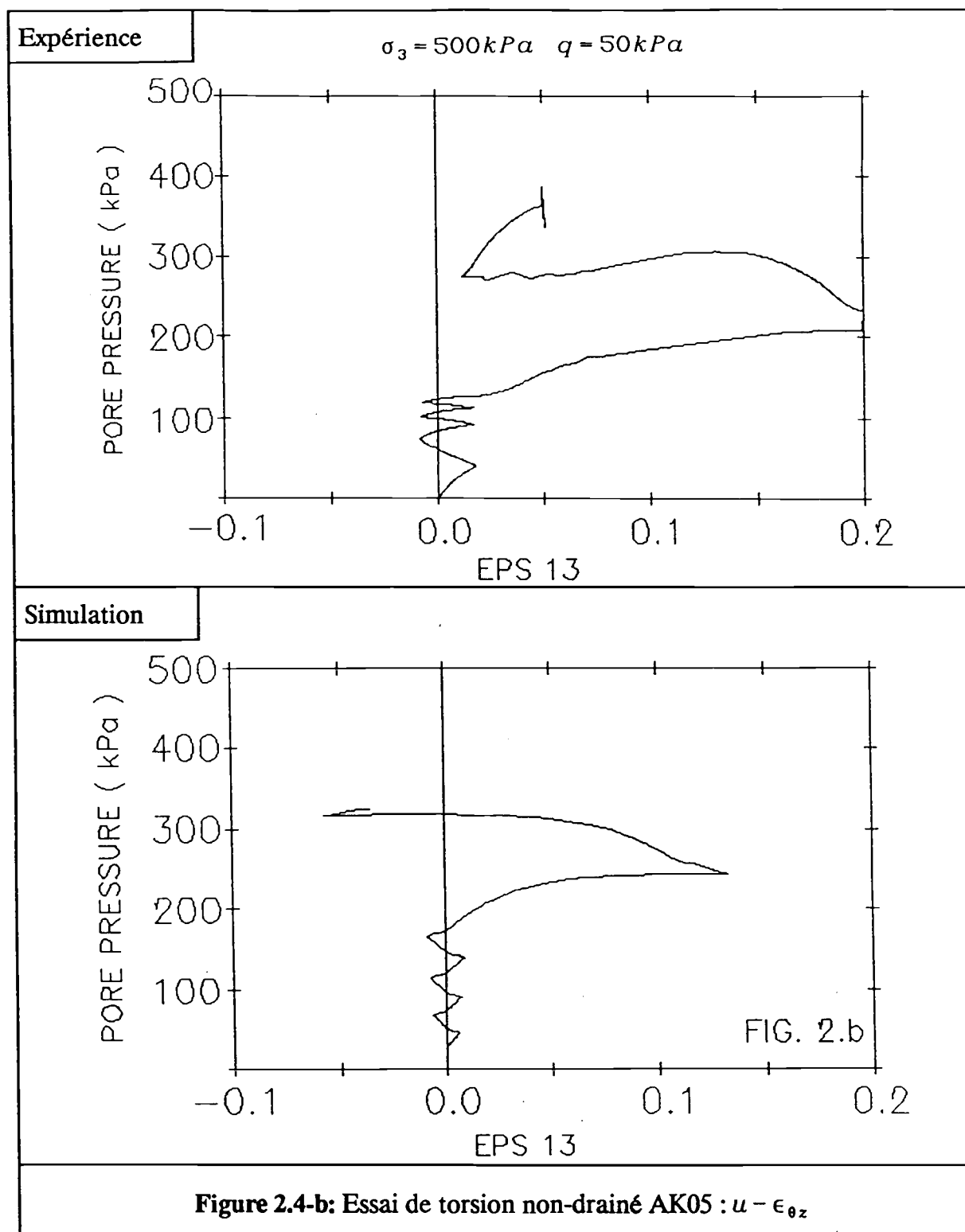
Dans le chapitre suivant, nous proposons l'introduction, dans le modèle C.J.S. d'une surface fermée de type Cam-Clay, permettant de tenir compte de l'apparition de dilatance au cours de la sollicitation.

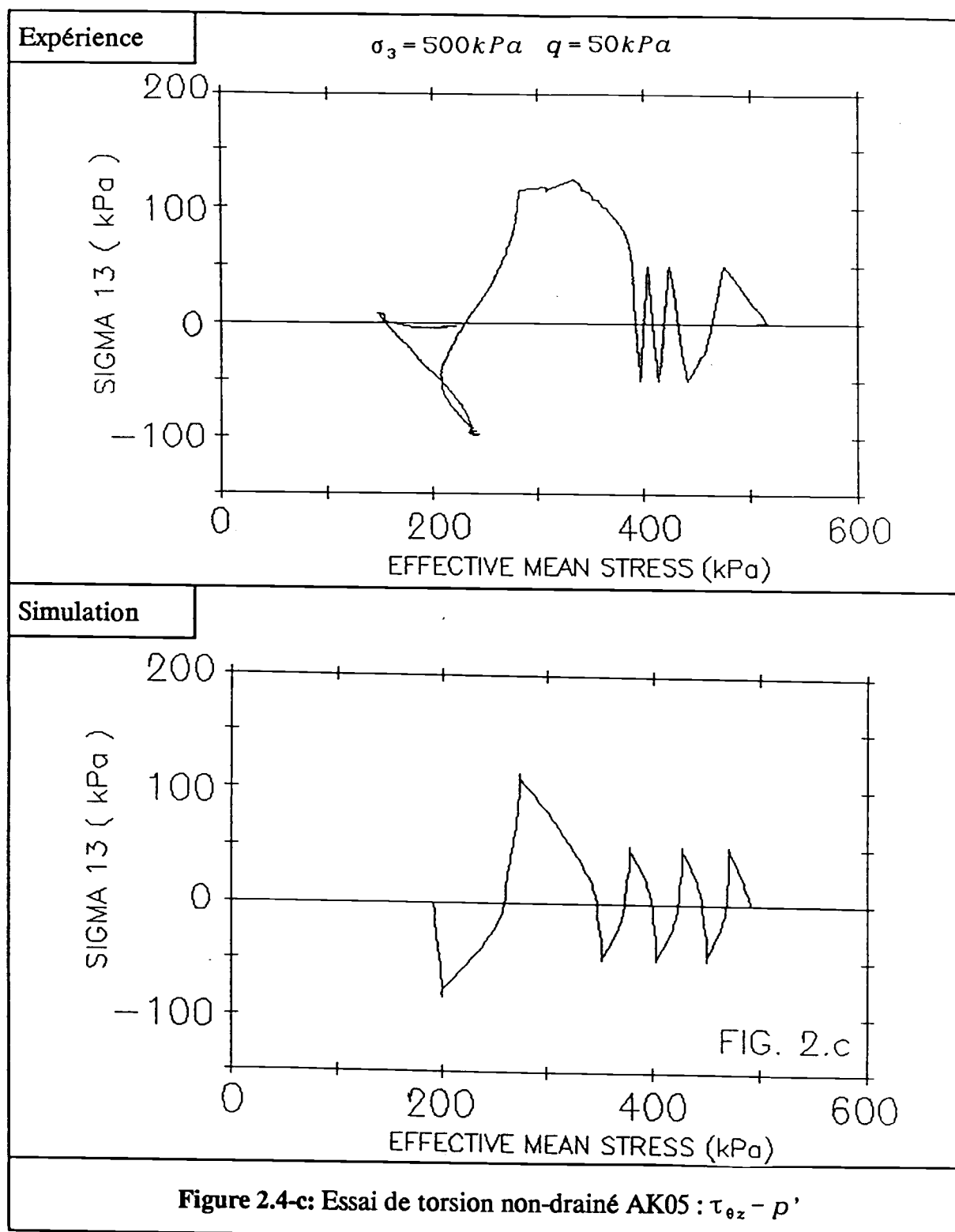












CHAPITRE 3

Introduction d'une surface de consolidation dans le modèle C.J.S.

1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons constaté les bonnes capacités du modèle C.J.S. à décrire le comportement de l'argile normalement consolidée. A cela rien d'étonnant: le modèle C.J.S donne de bons résultats quant à la description du comportement des sables, et l'argile, sur une plage étroite de variation de degré de surconsolidation, a, somme toute, un comportement tout-à-fait analogue à celui du sable.

Cependant, l'identification des paramètres du modèle C.J.S relatifs à une argile normalement consolidée, conduit à confondre état caractéristique et état de rupture. Tout état dilatant est de ce fait supprimé. Or une argile sollicitée de façon cyclique en non drainé peut s'accompagner d'une forte diminution de pression moyenne effective, avec apparition de phénomènes de dilatance. Le modèle C.J.S ne peut alors traduire ceux-ci.

Ainsi, si la sollicitation conduit à de fortes variations de degré de surconsolidation, le modèle C.J.S. est incapable de tenir compte de l'évolution des propriétés du matériau. Or si la notion de degré de surconsolidation, n'est pas claire pour un sable, elle reste fondamentale pour l'argile, qui voit les grands traits de son comportement se modifier de façon importante, selon l'état de consolidation.

Le principe des modèles Cam-Clay permet de tenir compte de ces phénomènes. Aussi proposons nous dans ce chapitre, l'introduction d'une surface fermée de ce type dans le modèle C.J.S.

En premier lieu, nous analyserons le simple remplacement de la surface isotrope par une surface de consolidation (surface de type Cam-Clay), et les problèmes engendrés par ce formalisme. Nous proposerons alors, en second lieu, une construction où la surface de consolidation est utilisée en tant que surface limite du mécanisme déviatoire.

Dans ce chapitre, cette dernière construction sera présentée dans le plan déviatoire. Nous montrerons l'utilisation de cette surface, en tant que mécanisme mémoire, mémorisant le chargement maximal vécu par le matériau. Dans les chapitres suivants, nous profiterons de l'introduction de cette surface, pour modéliser les phénomènes de consolidation, en la choisissant de type Cam-Clay.

2 Introduction d'une surface de consolidation

2.1 Remplacement de la surface isotrope du modèle C.J.S. par une surface de consolidation

L'idée la plus immédiate, la plus naturelle d'adaptation consiste à simplement remplacer la surface isotrope initialement plane et normale à l'axe isotrope, et au mécanisme associé, par une surface fermée dont le principe de fonctionnement est issu

de la théorie des modèles de Cambridge. A priori, cette idée simple permet d'associer deux théories qui ont fait leurs preuves. Les modèles Cam-Clay s'avèrent assez performants dans la description des argiles sous sollicitation monotone, en prenant en compte les phénomènes de surconsolidation. La partie déviatoire du modèle C.J.S., quant à elle, avec son écrouissage cinématique associé à un écrouissage isotrope est conçu pour une bonne description des chargements déviatoires et cycliques.

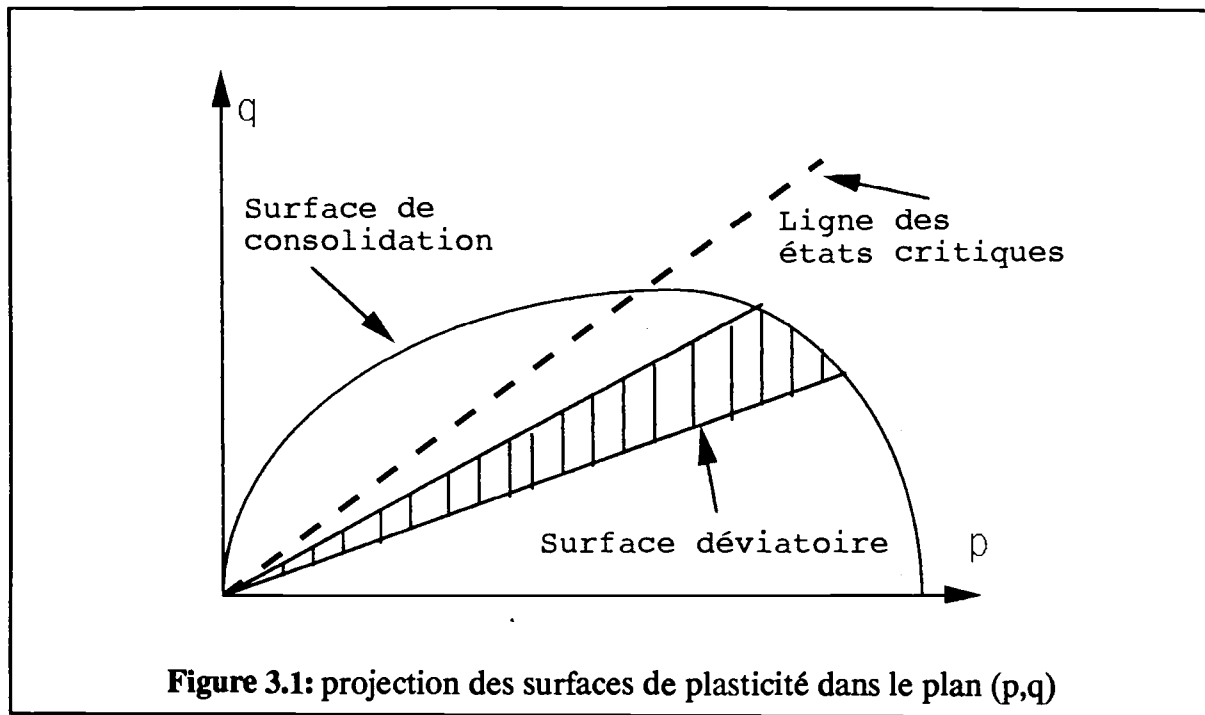
Si l'on veut rester dans le principe des modèles de type Cam-Clay, la surface introduite doit fonctionner selon l'hypothèse de l'état critique. Elle délimite un domaine fermé divisé en deux régions par la droite $q = M_p$ des états critiques. Son écrouissage, de nature isotrope, est piloté par la déformation plastique volumique développée par le mécanisme de consolidation. Le rôle du mécanisme déviatoire du modèle C.J.S est alors de créer des déformations déviatoires irréversibles dans le domaine élastique volumique.

Plusieurs modèles sont inspirés d'une telle décomposition ([15],[26],...). Le modèle Cam-Clay révisé en est un exemple. Il associe au Cam-Clay modifié un mécanisme déviatoire à potentiel associé, dont la surface de charge est tout simplement un cylindre de Von Mises [1]. Cette idée simple, et de ce fait largement connue, de décomposition est un premier pas logique du modèle C.J.S. vers la modélisation du comportement des argiles. Celui-ci, grâce à son écrouissage cinématique, permettra en plus de décrire, à priori correctement, des essais dont le chemin des contraintes est entièrement situé dans le domaine intérieur à la surface de consolidation.

De façon similaire au modèle C.J.S., on peut ainsi envisager la décomposition de la déformation en trois parties:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^{pI} + \epsilon_{ij}^{pd}$$

où ϵ_{ij}^e est la composante élastique, ϵ_{ij}^{pd} la composante plastique déviatoire, ϵ_{ij}^{pI} la composante plastique de consolidation. Schématiquement, on peut représenter les coupes des surfaces de plasticité dans le plan (p,q) (Figure 3.1).



2.2 Problème de la dépendance des deux mécanismes

Le problème est alors de savoir s'il faut opter pour l'indépendance, tel qu'il est fait dans le modèle C.J.S., entre les deux mécanismes.

Entendons par dépendance des mécanismes, le fait que l'activation d'un seul des deux engendre l'évolution d'au moins une des fonctions d'écrouissage de l'autre.

Sur la figure 3.2 est illustré un essai effectué par P.Y. Hicher sur de l'argile noire. Il est montré que des essais effectués avec une pression de consolidation donnée et fixée, s'opèrent en sorte que l'activation du mécanisme déviatoire n'entraîne pas une modification du domaine élastique volumique, et que l'évolution du mécanisme déviatoire n'affecte pas la surface de consolidation. Par contre, le fait de dépasser la pression de consolidation maximale antérieure de l'échantillon efface l'histoire déviatoire. En ce sens, il y a dépendance du mécanisme déviatoire vis-à-vis du mécanisme de consolidation.

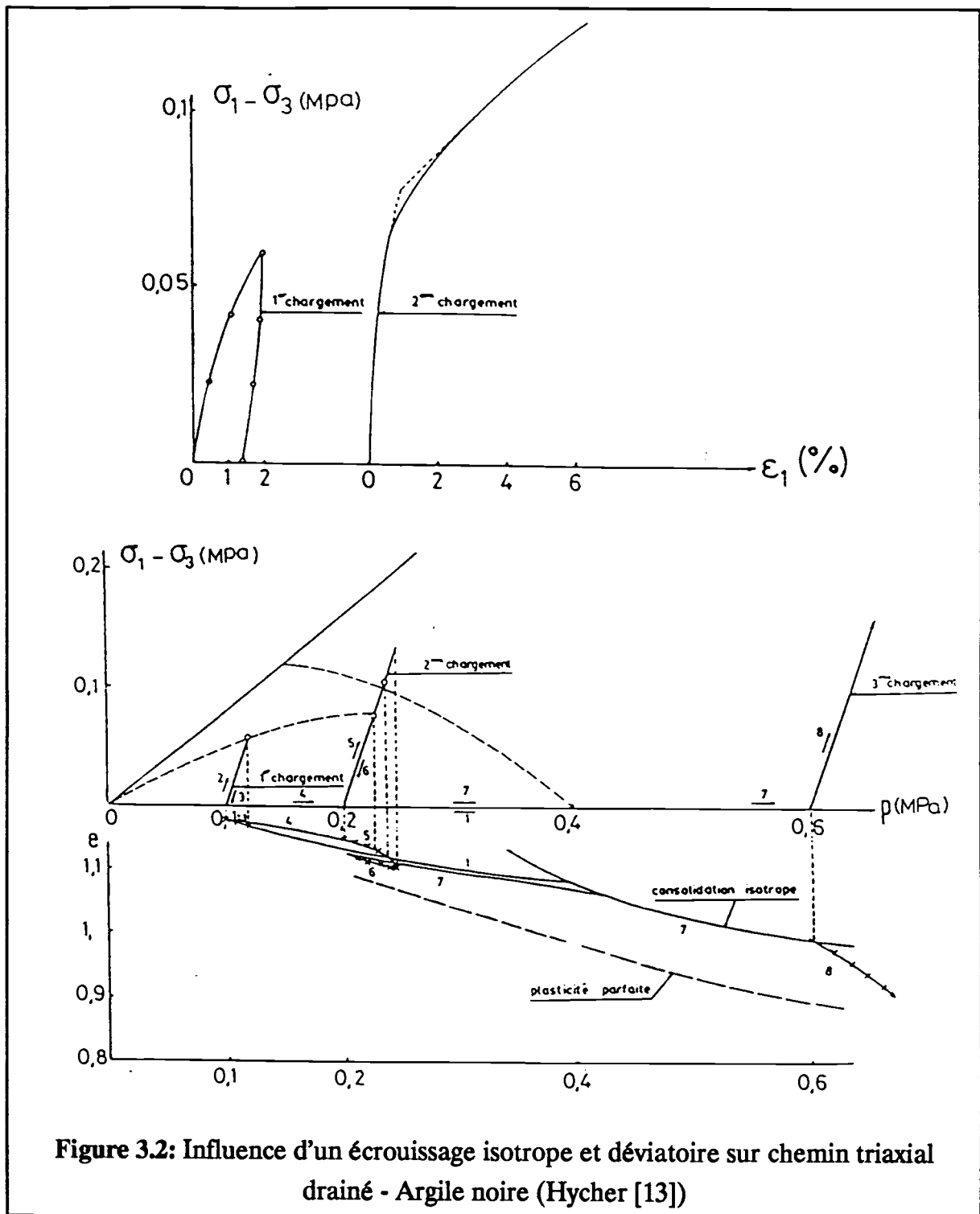


Figure 3.2: Influence d'un écrouissage isotrope et déviatoire sur chemin triaxial drainé - Argile noire (Hycher [13])

Ces constatations, et également le souci de s'épargner les lourdeurs numériques, incitent à choisir l'option la plus simple: l'indépendance entre les deux mécanismes.

Notons d'ailleurs que le phénomène d'effacement de l'histoire déviatoire lors du dépassement de la pression maximale de consolidation est pratiquement réalisée malgré l'indépendance. En effet, si le domaine élastique est conservé relativement peu étendu, l'écroutissement cinématique permet de "ramener" le domaine élastique sur l'axe des contraintes isotropes.

2.3 Adaptation du mécanisme déviatoire

Le mécanisme de consolidation étant supposé défini (sa description analytique sera faite au chapitre 4), le mécanisme déviatoire aussi (à priori il est pris identique à celui du modèle C.J.S. décrit au chapitre 2), et l'indépendance entre ces deux mécanismes admise pour l'instant, il s'agit de clarifier le fonctionnement de l'ensemble. En particulier, il est nécessaire de "situer" le mécanisme déviatoire par rapport à la surface de consolidation. Il existe en effet, une surface limite, assimilée à une surface de plasticité associée au mécanisme déviatoire. Où doit-elle être localisée?

a) Localisation de la surface limite associée au mécanisme déviatoire:

Contrairement au mécanisme isotrope du modèle C.J.S, le mécanisme de consolidation est associé à un mécanisme de plasticité parfaite. Celui-ci est localisé sur la surface des états critiques. D'autre part, le mécanisme déviatoire du modèle C.J.S. engendre lui-même une surface de plasticité parfaite (en tant que surface limite), générée par la loi d'évolution non-linéaire de l'écroutissement cinématique. Il est donc nécessaire de bien localiser, conformément à l'expérience, l'espace de rupture résultant.

La surface limite du mécanisme déviatoire ne peut intercepter le domaine limité par la surface de consolidation. Une telle configuration engendrerait des problèmes liés à la difficulté à avoir deux surfaces de rupture indépendantes (Figure 3.3).

Une première solution, radicale, consisterait à ne plus associer de surface limite au mécanisme déviatoire. Plus précisément, on se contenterait d'une loi d'évolution linéaire pour l'écroutissement cinématique. La surface limite serait repoussée à l'infini. Elle serait de la forme:

$$\dot{X}_{ij} = -\lambda \cdot a \frac{\partial F^d}{\partial X_{ij}} = a \lambda I_1 Q_{ij}$$

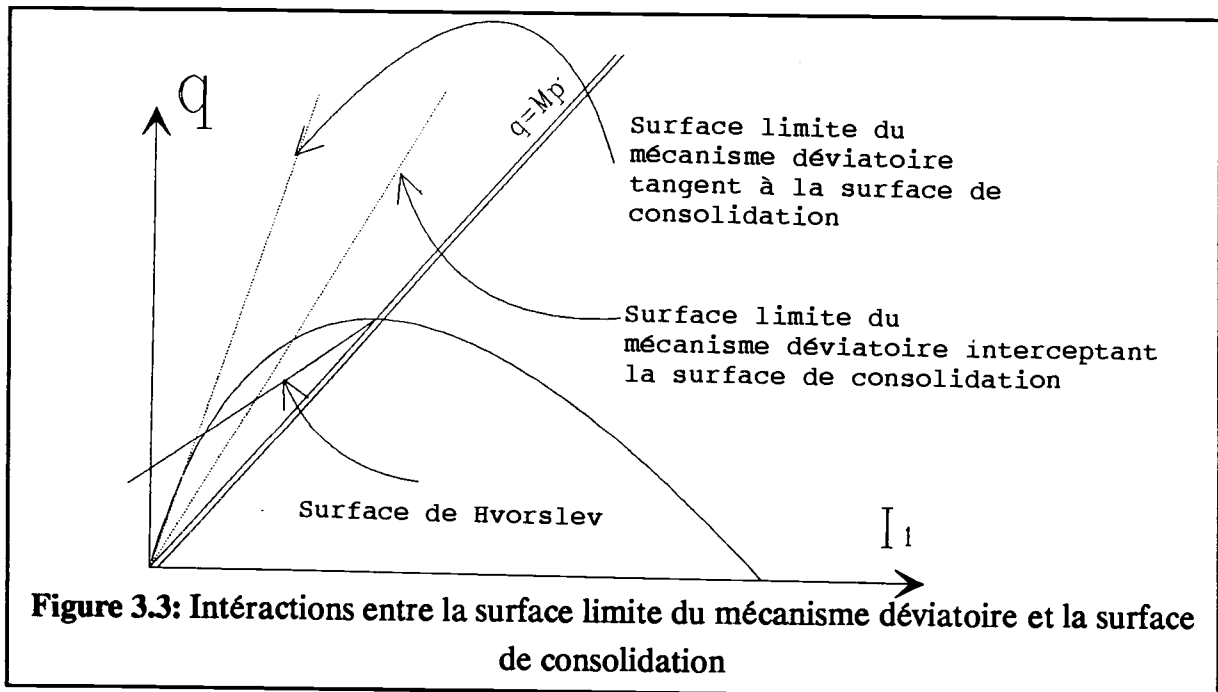
a est donc un paramètre permettant de "doser" la proportion de déformation déviatoire plastique dans le domaine élastique volumique.

Cependant, une telle configuration, fait disparaître la forte non linéarité du comportement des sols, à l'intérieur même du domaine limité par la surface de consolidation. De plus, on sait qu'un critère de Von Mises associé à un écrouissage cinématique linéaire (modèle de Prager), n'est pas susceptible de décrire l'accumulation de déformation axiale dans un cyclage en torsion [29].

Une meilleure solution conserverait l'écrouissage cinématique non-linéaire. Celui-ci engendre, compte tenu des relations du chapitre 2, une surface de rupture d'équation:

$$s_{II} = I_1 h^{-1}(\theta) \cdot \left(\frac{A}{B} + \frac{1}{\Phi} \right)$$

Une condition suffisante et limite, pour que l'espace de rupture associé au mécanisme déviatoire ne pénètre jamais dans le domaine élastique volumique, est que pour un angle de Lode donné, la pente à l'origine de la surface de consolidation soit égale à celle de l'espace de rupture (Figure 3.3).



La figure 3.4 montre un essai triaxial non drainé limité en déformation, avec les deux configurations précédentes. Le mécanisme déviatoire est exactement celui utilisé au chapitre 2, et le mécanisme de consolidation celui décrit au chapitre suivant.

Cette configuration implique une rupture très éloignée. On retrouve la configuration précédente. Du reste, pour obtenir des déformations déviatoires plastiques suffisantes, il faudrait donner au paramètre a des valeurs telles, que l'on serait inexorablement amené à la liquéfaction avec des essais cycliques non drainés limités en déformation.

L'interaction entre les deux mécanismes, ainsi que l'identification, seraient de toute façon difficiles à gérer. A cela s'ajoutent des ruptures de pentes relativement peu conformes à la réalité expérimentale.

b) Nécessité du couplage des deux mécanismes:

Il est donc nécessaire de rendre le mécanisme déviatoire dépendant de l'état de consolidation. Le comportement à l'intérieur du domaine "élastique volumique" sera fonction de l'état de consolidation du matériau. Les commentaires de Hicher sur le comportement cyclique des sols, donnés au chapitre 1, incitent à utiliser la surface de consolidation comme une sorte de surface mémoire de la sollicitation maximale vécue par le matériau.

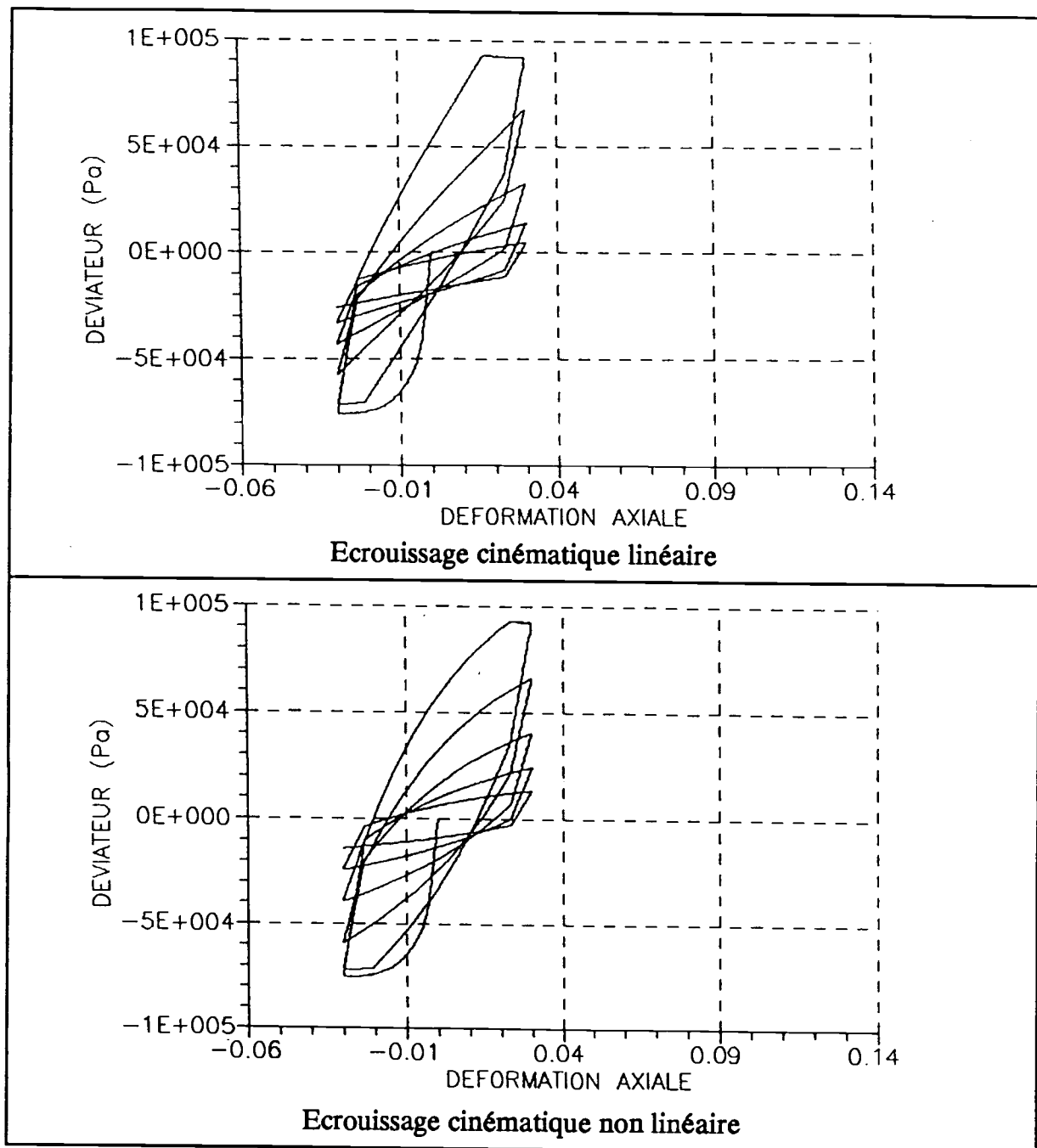


Figure 3.4 : Modélisation d'un essai triaxial cyclique non drainé limité en déformation.

3 La surface de consolidation en tant que surface limite

3.1 Introduction et principe général

La deuxième adaptation que nous proposons a pour objectif de relier les deux mécanismes.

L'idée naturelle d'évolution de la modélisation précédente est d'utiliser la surface de consolidation en tant que surface limite de la surface déviatoire. La position de la surface de consolidation est ainsi mémorisée par le mécanisme déviatoire à l'intérieur même du domaine élastique volumique.

Notons que dans la suite, du fait que nous travaillons essentiellement dans le plan déviatoire, et que nous ne nous occupons pas pour l'instant de l'aspect consolidation, nous choisissons de modifier la terminologie. La surface de consolidation sera nommée surface mémoire, et la surface déviatoire, la surface cinématique.

Le principe est ainsi le suivant:

Lors d'un chargement déviatoire à partir d'un état isotrope, il y a activation de la seule surface mémoire.

En cas de décharge, la surface mémoire jusque-là active est mémorisée, et sert de surface limite à une nouvelle surface de charge, la surface cinématique. Celle-ci est active tant que l'état de contrainte ne rencontre pas la surface mémoire. Si il y a rencontre, la surface mémoire est à nouveau activée, et la surface cinématique mémorisée à son tour.

La surface mémoire engendre ainsi un mécanisme mémorisant le chargement maximal vécu par le matériau [31], d'où sa dénomination. Elle divise de ce fait l'espace des contraintes en deux parties:

- l'ensemble des états de contrainte correspondant à un matériau dit vierge, ou normalement consolidés;
- l'ensemble des états de contrainte correspondant à un matériau surconsolidé.

On constate que la modification se fait essentiellement au niveau de la loi d'évolution de l'écrouissage cinématique. A priori, il se pose évidemment un certain nombre de problèmes en suspens, tel que, par exemple, l'état de continuité lors du passage d'une surface à l'autre. Nous exposerons plus précisément dans les paragraphes suivants le fonctionnement de cette nouvelle modélisation dans le plan déviatoire.

3.2 Aspect géométrique dans le plan déviatoire

Nous partons des fondements géométriques du modèle C.J.S. La forme des surfaces cinématique et de rupture sont conservées. Nous introduisons une surface supplémentaire, également de même forme, mais centrée sur l'origine dans le plan déviatoire.

La seule possibilité d'évolution de la surface mémoire est la dilatation. La surface cinématique est entièrement située à l'intérieur de la première. Elle peut se dilater, et son centre se déplacer.

La surface mémoire étant une limite de la surface cinématique, il faut se définir une distance séparant l'état de contrainte de la surface mémoire. Pour cela, nous introduisons la notion de point image, reprise à Mroz [24].

L'état de contrainte image de l'état de contrainte instantané, est un point appartenant à la surface mémoire. Il est tel que la normale en ce point à la surface mémoire est identique à la normale au point représentatif de l'état de contrainte instantané à la surface cinématique.

Les deux surfaces, ayant dans le plan déviatoire la même forme, on est assuré que lorsque la surface cinématique rejoint la surface mémoire, leur premier contact est tangent. De plus, lorsqu'il y a tangence, le point de contrainte instantané, confondu avec le point image, est aligné avec les centres des deux surfaces.

Supposons les équations des deux surfaces de la forme:

$$F^m = s_{II} h(\theta) - R^m$$

$$F^c = q_{II} \cdot h(\theta^c) - R^c$$

$$q_{ij} = s_{ij} - I_1 \cdot X_{ij}$$

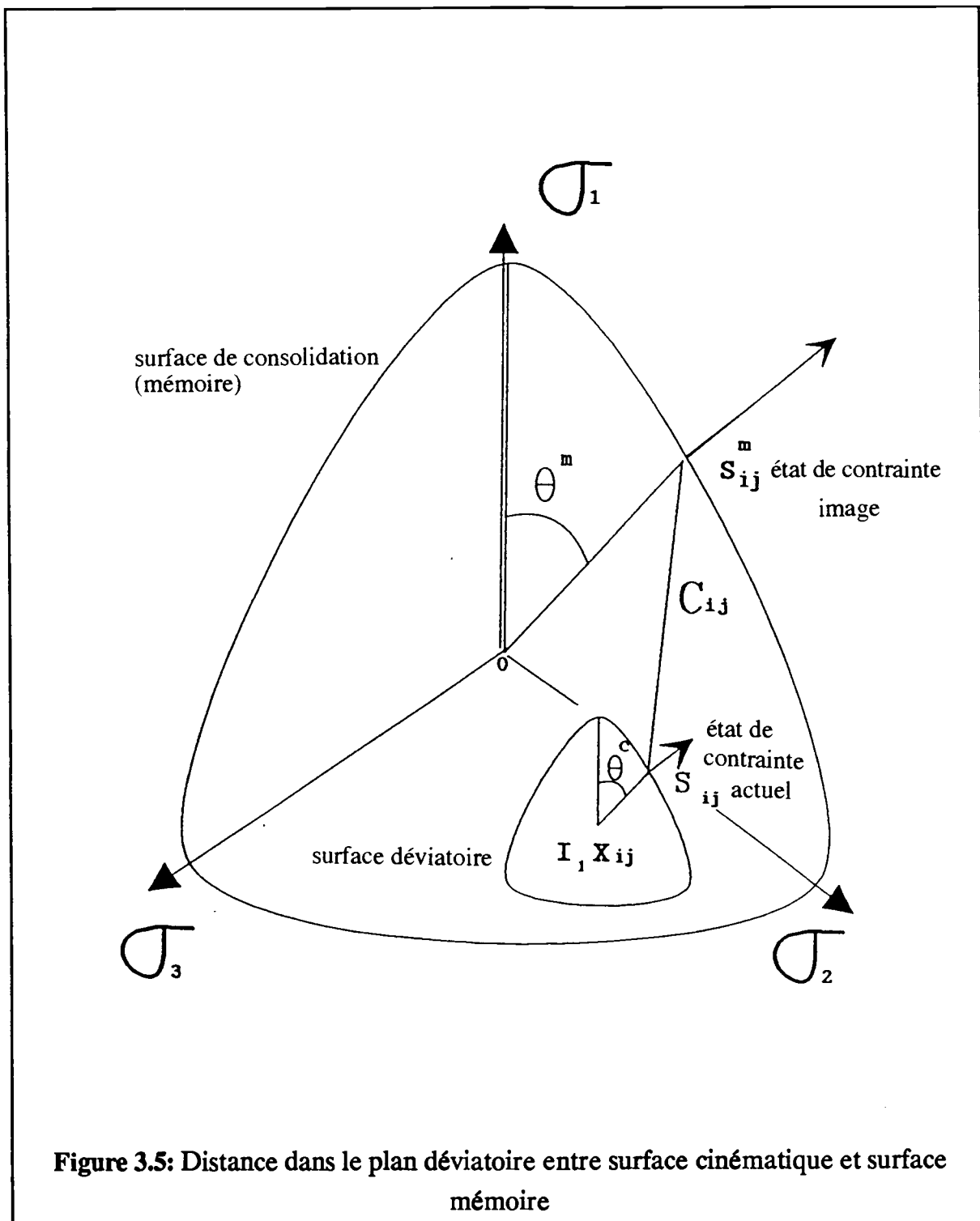
où $h(\theta)$ est une fonction de l'angle de Lode, et $I_1 \cdot X_{ij}$ la représentation du centre de la surface cinématique.

Compte tenu de la définition prise pour le point image, on a: $\theta^m = \theta^c$

Par suite, le point image est donné par (Figure 3.5):

$$s_{ij}^m = (s_{ij} - I_1 X_{ij}) \cdot \frac{R^m}{R^c}$$

La distance séparant l'état de contrainte instantané de la surface mémoire est représentée par le tenseur c_{ij} :



3.3 Principe de la mémorisation

a) La surface cinématique est activée:

Lorsque la surface active est la surface cinématique, le module d'écrouissage instantané dépend de la distance à la surface mémoire. Cependant, lorsque cette distance s'annule, ce module ne doit pas s'annuler, mais égaler le module associé à la surface mémoire lors de son activation, condition nécessaire de continuité du passage de l'une à l'autre.

Nous optons pour une lois d'évolution du centre de la surface cinématique de la forme:

$$\dot{X}_{ij} = \lambda (\alpha \cdot c_{II} + K) \cdot \frac{c_{ij}}{c_{II}}$$

Le module d'écrouissage s'exprime donc par: ($\dot{R}^c = \lambda I^{Rc}$):

$$H^c = \left(-\frac{\partial F^c}{\partial X_{ij}} (\alpha c_{II} + K) \frac{c_{ij}}{c_{II}} - \frac{\partial F^c}{\partial R^c} I^{Rc} \right) / \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}}}$$

b) La surface cinématique rejoint la surface mémoire:

Supposons alors que I^{Rc} soit également proportionnel à la distance à la surface mémoire. C'est-à-dire que le rayon de la surface cinématique évolue d'autant plus que l'on est éloigné de la surface mémoire. Lorsque ces deux surfaces s'apprêtent à se rencontrer, le module est équivalent à:

$$H^c = -\frac{\partial F^c}{\partial X_{ij}} \cdot K \frac{c_{ij}}{c_{II}} / \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}}}$$

L'égalité avec le module d'écrouissage de la surface mémoire (H^m) impose:

$$K = -\frac{H^m \cdot c_{II}}{c_{ij} \cdot \frac{\partial F^c}{\partial X_{ij}}} \cdot \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}}}$$

A partir du moment où la surface mémoire est désactivée, le module H^m est calculé avec les valeurs des fonctions d'écrouissage de cette surface, fixées à leurs valeurs lors de sa désactivation, et avec le tenseur des contraintes correspondant au point image.

c) la surface mémoire est activée:

Lorsque la surface mémoire est activée, le rayon de la surface cinématique (R^c) calculé juste avant sa désactivation est mémorisé.

d) la surface cinématique quitte la surface mémoire

Lorsque l'on effectue un déchargement à partir de la surface mémoire, la surface cinématique apparaît, avec son rayon jusqu'alors mémorisé, et son centre aligné avec le point image (confondu avec le point des contraintes instantané) et l'origine du plan déviatoire:

$$X_{ij} = s_{ij} \left(1 - \frac{R^c}{R^m} \right) / I_1$$

3.4 Comparaison avec la loi d'évolution de l'écrouissage cinématique du modèle C.J.S.

Le mécanisme déviatoire du modèle C.J.S. est un modèle cinématique non-linéaire qui correspond en fait à une formulation de plasticité classique avec deux surfaces: une surface de charge délimitant le domaine élastique, et une surface limite induite par la loi d'évolution de l'écrouissage cinématique. Dans ce modèle, cette surface limite n'a pas de mouvement cinématique, et en l'absence d'écrouissage isotrope, correspond à l'espace des états de plasticité parfaite.

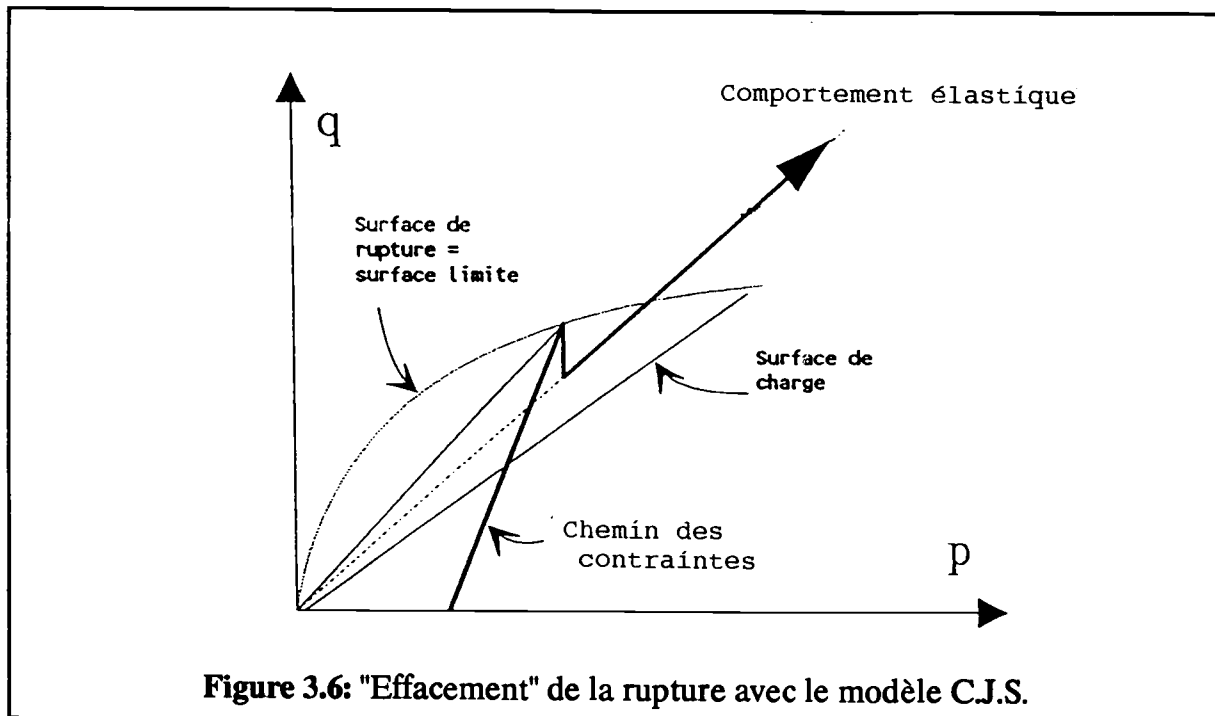
Une théorie équivalente consiste à postuler à priori l'existence de cette surface limite, la définir analytiquement, et à l'intégrer dans la loi d'écrouissage cinématique. C'est l'option que nous avons choisie. Nous avons en quelques sorte construit un modèle de Mroz particulier [21] à deux surfaces, mais à évolution continue du module d'écrouissage. Nous avons alors affecté à la surface limite un mécanisme de plasticité à écrouissage isotrope (surface mémoire ou de consolidation), pour traduire les phénomènes de consolidation.

Par contre, si nous avons choisi d'assimiler la surface limite à une surface de plasticité parfaite, en lui donnant une géométrie correspondant à l'espace formé par les points de rupture d'un sable, nous aurions obtenu un modèle apparemment tout-à-fait équivalent à celui que constitue la partie déviatoire du modèle C.J.S.

Les deux formalismes ne sont pourtant pas strictement équivalents dans toutes les configurations. Notons en particulier une lacune du modèle C.J.S., qui disparaît si l'on choisit de définir à priori la surface limite comme une surface de plasticité parfaite. Pour cela rappelons la loi d'évolution de l'écrouissage cinématique du modèle C.J.S.:

$$\dot{X}_{ij} = -\alpha \lambda \left(\frac{\partial F^d}{\partial X_{ij}} - \Phi(I_1) X_{ij} \right)$$

La surface limite induite par cette relation dépend de la contrainte moyenne, de façon à traduire une certaine courbure de l'espace des points de rupture, conformément à l'expérience. Mais la surface de charge, gardant une génératrice rectiligne, un chargement tel qu'il est décrit sur la figure 3.6, conduit à une aberration, si l'on ne prend pas soin de vérifier que, à tout instant, le critère de rupture n'est pas dépassé.



Remarquons également un autre avantage de la formulation développée au paragraphe 2.3, et liée au fait que la surface limite est désormais une surface associée à un mécanisme de plasticité à écrouissage. Le modèle C.J.S. conduit, nous l'avons observé, à un effet de rochet souvent trop prononcé, en particulier sur des essais triaxiaux classiques non-drainés. Dans la nouvelle formulation, la non-linéarité du mécanisme déviatoire est "guidée" par la surface limite. En particulier, le module du mécanisme cinématique est toujours supérieur à celui fixé par la surface mémoire.

3.5 Association d'un écrouissage isotrope

De façon similaire au mécanisme déviatoire du modèle C.J.S., nous proposons d'ajouter à l'écrouissage cinématique, un écrouissage isotrope. Il sera ainsi possible de tenir compte des phénomènes de durcissement cyclique à l'intérieur même du domaine limité par la surface mémoire (Figure 1.9).

Bien entendu, il faudra fournir une loi d'évolution de la fonction d'écrouissage isotrope compatible avec le fonctionnement de l'interaction des deux mécanismes. Pour cela, il faut respecter la nature de surface limite de la surface mémoire. La solution simple, que nous avons adoptée, consiste à multiplier l'expression de la loi par la distance à la surface limite.

$$\dot{R} = c_{II} \cdot g(p) \dot{p}$$

Elle suppose alors, que la dilatation de la surface déviatoire est d'autant plus importante, que l'on est loin de la surface limite, donc proche de l'axe hydrostatique. Cette modification a été définie à priori. Nous ne disposons d'aucun résultat expérimental fournissant des indications sur la vitesse d'augmentation du rayon moyen élastique en fonction de sa position dans le plan déviatoire.

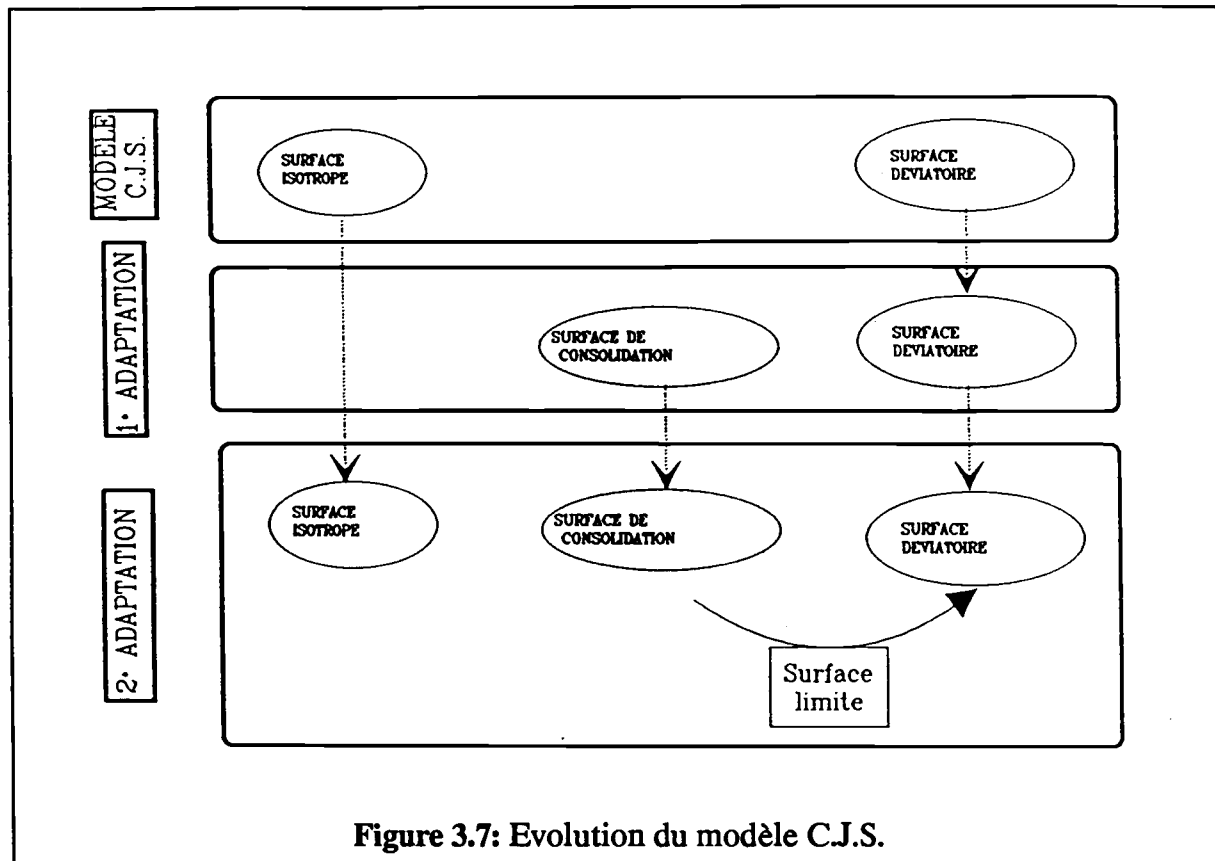
Al' instant où le point représentatif de l'état des contraintes quitte la surface mémoire, il est possible d'actualiser le rayon de la surface déviatoire à une valeur différente de la dernière connue par cette surface. Cette nouvelle valeur est proportionnelle à la taille de la surface mémoire. Il est ainsi possible de décrire le durcissement cyclique pour plusieurs stabilisations, contrairement à l'écrouissage mixte classique, qui pour une seule stabilisation se réduit à l'écrouissage cinématique. Si l'on ne cherche pas à tenir compte des phénomènes de durcissement cyclique, on réactualise le rayon à sa dernière valeur connue.

4 Synthèse de l'évolution du modèle C.J.S

Sur la figure 3.7 sont représentées schématiquement les différentes étapes d'évolution du modèle C.J.S.

Dans un premier temps, nous nous sommes contenté de proposer le remplacement de la surface isotrope du modèle C.J.S. par une surface fermée de type Cam-Clay. Nous sommes restés ainsi dans le cadre d'un modèle à deux mécanismes plastiques. Dans un deuxième temps, nous avons couplé la surface de consolidation avec la surface déviatoire. Il s'agit alors de mécanismes exclusifs, en ce sens que les mécanismes ne peuvent fonctionner simultanément. Ainsi, à tout instant, le modèle fonctionne comme un modèle à mécanisme unique. Nous utiliserons de plus, le critère plastique isotrope du modèle C.J.S, pour retomber ainsi à un modèle à deux mécanismes plastiques indépendants. Nous constaterons effectivement plus loin, son opportunité dans le cas de simulations d'essais drainés.

Dans le chapitre suivant, nous définissons de façon précise le mécanisme de consolidation introduit dans le modèle C.J.S.



CHAPITRE 4

**Description du mécanisme de consolidation
introduit dans le modèle C.J.S.**

1 Introduction

Ce chapitre décrit de façon analytique la surface de consolidation introduite dans le modèle C.J.S. en vue d'adapter celui-ci plus particulièrement à la description du comportement des argiles.

Le fonctionnement du mécanisme de consolidation est celui des modèles de type Cam-Clay: l'écroutissage est de nature purement isotrope, et la variable d'écroutissage est assimilée à la déformation volumique plastique.

Ce chapitre est ainsi l'occasion de définir la surface de consolidation utilisée comme surface limite dans le chapitre 5.

2 Présentation du mécanisme de consolidation

2.1 Principe de formulation

Notre souci essentiel est bien entendu, de conserver les principes mêmes de la formulation originale du modèle C.J.S. En particulier, nous reprenons:

- la formulation définissant la dissymétrie du critère dans le plan déviatoire,
- la définition d'un potentiel plastique à partir d'une condition cinématique et de l'équation de la surface de charge.

2.2 Surface des états de plasticité parfaite:

L'état critique, ou état de plasticité parfaite (assimilée à la rupture), est caractérisé pour les modèles Cam-Clay, par le paramètre M tel que $q = Mp$.

De façon à tenir compte de la variation de la résistance maximale au cisaillement avec l'angle de Lode, il est repris dans le plan déviatoire, un domaine de rupture de même forme que celle du modèle C.J.S. De ce fait, dans l'espace des contraintes, l'ensemble des états de plasticité parfaite a pour équation:

$$F^r = s_{II} \cdot h(\theta^M) - M^r \cdot I_1$$

avec :

$$h(\theta^M) = (1 - \gamma \cos(3\theta^M))^{1/3}$$

$$\cos(3\theta^M) = \sqrt{54} \cdot \frac{\det(s_{ij})}{s_{II}^3}$$

M^r et γ sont donc les paramètres caractéristiques de la rupture; γ traduit la dissymétrie du critère.

2.3 Expression générale de la surface de consolidation

La surface de consolidation est définie de façon générale par la relation suivante:

$$F^M = h(\theta^M) \cdot s_{II} - M^r \cdot I_1 \cdot \Psi(I_1, D)$$

A cette surface de plasticité est associée une fonction d'écrouissage D . L'écrouissage est de nature purement isotrope.

La fonction $\Psi(I_1, D)$, permet de modéliser la courbure des sections de la surface de charge par un plan contenant l'axe isotrope, et éventuellement de le recouper.

Exemple de fonctions $\Psi(I_1, D)$:

La forme présentée est très générale, et regroupe la plupart des surfaces classiques de plasticité. Dans le tableau suivant sont donnés quelques exemples de critères classiques.

$\Psi(I_1, D) = 1/I_1$	Von-Mises
$\Psi(I_1, D) = 1$	Drucker
$\Psi(I_1, D) = 1 - \ln\left(\frac{I_1}{D}\right)$	Cam-Clay
$\Psi(I_1, D) = 1 - b \cdot \ln\left(\frac{I_1}{D}\right)$	Hujeux [18]

Dans la construction de notre surface de consolidation, nous cherchons à ce que la fonction Ψ vérifie les deux propriétés suivantes:

PROPRIETE 1:

$$\Psi(D, D) = 0$$

PROPRIETE 2:

$$\lim_{I_1 \rightarrow D} \frac{\partial(I_1 \Psi)}{\partial I_1} = -\infty$$

La propriété 1 nous assure la fermeture du domaine limité par la surface mémoire au point $I_1 = D$, ainsi assimilé à trois fois la pression de consolidation. Son application nous place dans l'optique des modèles de type Cambridge. La propriété 2 donne en ce point une normale à la surface, parallèle à l'axe isotrope (Cf Cam-Clay modifié).

Dérivées du critère par rapport au tenseur des contraintes:

propriété:

$$\frac{\partial(s_{II} \cdot h(\theta))}{\partial s_{ij}} = \frac{1}{h(\theta)^2} \cdot \left(\frac{s_{ij}}{s_{II}} - \gamma \cdot \cos(3\theta) \cdot \frac{1}{3} \cdot s_{II} \cdot s_{ij}^{(-1)} \right) = S_{ij}$$

$$\frac{\partial(s_{II} \cdot h(\theta))}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{\partial(s_{II} \cdot h(\theta))}{\partial s_{kl}} \cdot \frac{\partial s_{kl}}{\partial \sigma_{ij}}$$

$$\frac{\partial(s_{II} \cdot h(\theta))}{\partial \sigma_{ij}} = S_{kl} \cdot \left(\delta_{ki} \delta_{lj} - \frac{1}{3} \cdot \delta_{kl} \delta_{ij} \right)$$

$$\frac{\partial(s_{II} \cdot h(\theta))}{\partial \sigma_{ij}} = S_{ij}$$

Finalement:

$$\frac{\partial F^M}{\partial \sigma_{ij}} = S_{ij} - \delta_{ij} \cdot R^M \left(\Psi + I_1 \frac{\partial \Psi}{\partial I_1} \right)$$

Dérivée du critère par rapport à la fonction d'écrouissage:

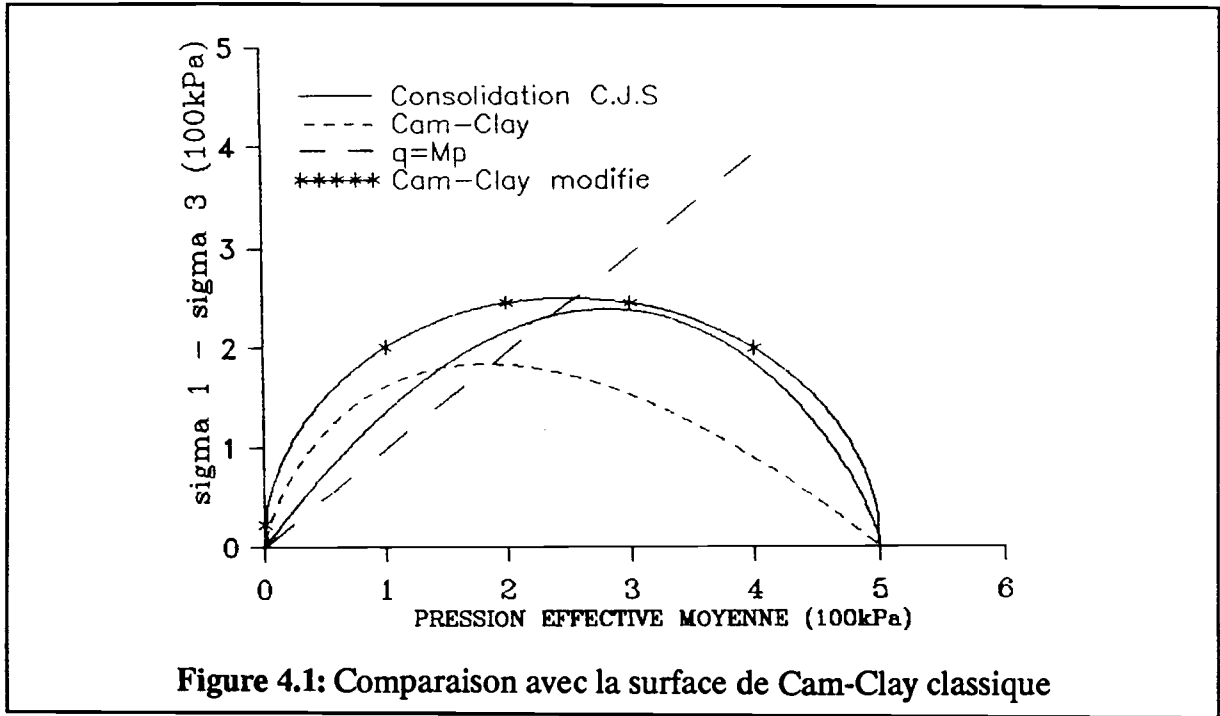
$$\frac{\partial F}{\partial D} = -I_1 \cdot M^r \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial D}$$

Forme de la fonction Ψ proposée:

$$\Psi(I_1, D) = \alpha \cdot \left(1 - \frac{I_1}{D} \right)^{\frac{1}{n}}$$

α est pris égal à 1,6 et n à 1,3. Ces valeurs assurent la vérification des deux propriétés précédentes, et un domaine de dilatance plus réduit que celui induit par les surfaces de Cam-Clay (Figure 4.1).

Il sera noté que l'intersection dans le plan (q,p) de la droite de plasticité parfaite, et de la surface de consolidation correspond approximativement à une contrainte moyenne égale à la moitié de la pression de surconsolidation. Cette géométrie tend à reproduire le fait expérimental classique et assez général pour les argiles, qui exprime que O.C.R. égal à 2 est une frontière délimitant deux comportements distincts: les matériaux dilatants et contractants.



2.4 Définition du potentiel plastique

Conformément à la théorie de l'état critique, l'ensemble des états de contraintes situés au-delà de l'hypersurface de plasticité parfaite correspond aux états dilatants. L'espace complémentaire correspond aux états contractants.

Nous imposons aux déformations de vérifier la condition cinématique suivante:

$$\dot{\epsilon}_v^{pM} = \beta \cdot \left(\frac{s_{II}}{s'_{II}} - \frac{s'_{II}}{s_{II}} \right) \cdot \frac{|s_{ij} \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^{pM}|}{s_{II}}$$

On remarquera la différence avec la condition utilisée pour le mécanisme déviatoire du modèle C.J.S. Elle assure, lors d'un chargement situé proche de l'axe isotrope, des déformations déviatoires très faibles.

s'_{II} est défini à partir de l'équation de la surface de plasticité parfaite:

$$h(\theta) \cdot s'_{II} = M^r \cdot I_1$$

La condition cinématique nous permet de définir un potentiel. En effet, elle peut encore se mettre sous la forme:

$$\dot{\epsilon}_{kk}^{pM} - \beta \cdot \frac{s_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^{pM}}{s_{II}} = 0$$

où l'on a posé:

$$\beta' = \beta \left(\frac{s_{II}}{s_{II}^r} - \frac{s_{II}^r}{s_{II}} \right) \cdot \text{signe}(s_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^{pM})$$

Compte tenu du fait que:

$$e_{ij} = \epsilon_{uv} (\delta_{ui} \delta_{vj} - \delta_{ij} \delta_{uv} / 3)$$

$$\dot{e}_{ij} s_{ij} = s_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}$$

il vient:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{pM} \left(\delta_{ij} - \beta' \frac{s_{ij}}{s_{II}} \right) = \dot{\epsilon}_{ij}^{pM} n_{ij} = 0$$

n_{ij} est un tenseur unitaire "tangent" à la surface définissant le potentiel plastique:

$$n_{ij} = \frac{\beta' \frac{s_{ij}}{s_{II}} - \delta_{ij}}{\sqrt{\beta'^2 + 3}}$$

La condition cinématique impose donc que $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ soit normal au tenseur n_{ij} . Donc, pour satisfaire la condition cinématique, il suffit de prendre dans l'espace des incréments de déformations la projection de $\dot{\epsilon}_{ij}^{pM}$ sur l'hypersurface de normale n_{ij} :

$$\frac{\partial G^M}{\partial \sigma_{ij}} = n_{ij}^{FM} - n_{kl}^{FM} \cdot n_{kl} n_{ij}$$

n_{ij}^{GM} étant le tenseur défini par:

$$n_{ij}^{GM} = \frac{\partial G^M}{\partial \sigma_{ij}} / \sqrt{\frac{\partial G^M}{\partial \sigma_{kl}} \frac{\partial G^M}{\partial \sigma_{kl}}}$$

la loi d'évolution des déformations est donnée par:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{pM} = \lambda^M \cdot n_{ij}^{GM}$$

2.5 Fonction et module d'écrouissage

Notre objectif est de faire dépendre l'écrouissage isotrope engendré par D de la déformation volumique plastique développée par le mécanisme de consolidation, pour

positionner correctement la rupture du matériau. Nous relierons directement, comme il est fait dans les modèles de Cambridge, l'évolution de D à l'évolution de cette déformation volumique plastique générée par la surface de consolidation:

$$\dot{D} = \tilde{D} \cdot \dot{d}$$

avec:

$$\dot{d} = \lambda H(F^m) n_{kk}^{GM}$$

H est la fonction de Heaviside.

Dans la suite, nous nous dispenserons de l'écriture du terme $H(F^m)$: $\dot{d} = \lambda \cdot n_{kk}^{GM}$, en ayant à l'esprit que les variations de la variable d'écrouissage n'existent que lors de l'activation de la surface de consolidation.

Il s'agit alors d'exprimer $\tilde{D}$. Pour cela, nous observerons les résultats expérimentaux relatifs à un essai particulier et simple: l'essai isotrope.

Pour un tel essai, on peut considérer qu'une modélisation satisfaisante est obtenue en reliant la déformation volumique totale à la contrainte moyenne par la relation:

$$\epsilon_v = \epsilon_v^o + b \log I_1$$

Soit de façon incrémentale:

$$\dot{\epsilon}_v = \frac{1}{3K_o} \cdot \left(\frac{3Pa}{I_1} \right) \dot{I}_1$$

Un raffinement est apporté par l'adjonction d'une puissance, selon:

$$\dot{\epsilon}_v = \frac{1}{3K_o} \cdot \left(\frac{3Pa}{I_1} \right)^n \dot{I}_1$$

et cela, conformément à la loi d'évolution de la déformation volumique du modèle C.J.S. écrite pour un essai isotrope.

Notons que beaucoup de modèles conçus pour l'argile se contentent de prendre n égal à 1.

En fait, il faut tenir compte de la décomposition de la déformation en une partie élastique, et une partie plastique:

$$\epsilon_{kk} = \epsilon_{kk}^e + \epsilon_{kk}^p$$

On postule alors, par souci de simplifier l'identification, que la forme des lois d'évolution des déformations plastiques et élastiques sont identiques:

$$\dot{\epsilon}_v^e = \frac{1}{3K_0^e} \cdot \left(\frac{3Pa}{I_1} \right)^n \dot{I}_1 \quad \dot{\epsilon}_v^p = \frac{1}{3K_0^p} \cdot \left(\frac{3Pa}{I_1} \right)^n \dot{I}_1$$

La puissance n est donc choisie commune pour les deux mécanismes.

La relation définissant l'évolution de la fonction D , est alors immédiate. En effet, d'après la propriété 1 de définition de la fonction Ψ , D et I_1 sont identiques si la surface mémoire est activée sur l'axe isotrope. Il en résulte que:

$$\tilde{D} = 3K_0^{pm} \cdot \left(\frac{I_1}{3Pa} \right)^n$$

soit:

$$\dot{D} = \lambda 3 \cdot K^{pm} n_{kk}^{GM}$$

avec:

$$K^{pm} = K_0^{pm} \cdot \left(\frac{I_1}{3Pa} \right)^n$$

Nous traiterons dans un paragraphe suivant les problèmes d'indétermination qui apparaissent lors d'une plastification sur l'axe isotrope.

Le module d'écrouissage est défini par la relation:

$$\lambda = \frac{1}{H} \cdot n_{ij}^{FM} \cdot \dot{\sigma}_{ij}$$

Pour le déterminer, nous partons de la relation de consistance:

$$\frac{\partial F^M}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial F^M}{\partial D} \cdot \dot{D} = 0$$

En injectant dans cette relation la lois d'évolution précédemment définie, on obtient finalement:

$$H^M = I_1 \tilde{D} M^r \frac{\partial \Psi}{\partial D} n_{kk}^{GM} / \sqrt{\frac{\partial F^M}{\partial \sigma_{ij}} \frac{\partial F^M}{\partial \sigma_{ij}}}$$

2.6 Cas particulier du déviateur nul

Certaines formules utilisées précédemment, comme la condition cinématique ou les dérivées du critère, ne sont pas définies sur l'axe isotrope ($s_{II} = 0$). L'objectif de ce paragraphe est de leur donner une valeur par continuité.

On montre facilement que:

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} n_{ij}^{FM} = -\frac{\delta_{ij}}{\sqrt{3}} \cdot \text{signe}\left(\frac{\partial(I_1 \Psi)}{\partial I_1}\right)$$

et

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} \left(\frac{\partial F^M}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^M}{\partial \sigma_{uv}} \right)^{1/2} = \sqrt{3} \cdot R^M \left| \frac{\partial(\Psi I_1)}{\partial I_1} \right|$$

De même, pour le tenseur n_{ij} :

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} n_{ij} = \lim_{s_{II} \rightarrow 0} \frac{s_{ij}}{s_{II}}$$

car β' tend vers l'infini. Le potentiel plastique devient donc:

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} \frac{\partial G^M}{\partial \sigma_{ij}} = -\lim_{s_{II} \rightarrow 0} \text{signe}\left(\frac{\partial(I_1 \Psi)}{\partial I_1}\right) \left(\frac{\delta_{ij}}{\sqrt{3}} - \frac{\delta_{kl}}{\sqrt{3}} \cdot \frac{s_{kl} \cdot s_{ij}}{s_{II}^2} \right)$$

soit:

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} \frac{\partial G^M}{\partial \sigma_{ij}} = -\text{signe}\left(\frac{\partial(I_1 \Psi)}{\partial I_1}\right) \frac{\delta_{ij}}{\sqrt{3}}$$

$\partial G^M / \partial \sigma_{ij}$ devient unitaire sur l'axe isotrope et donc égal à n_{ij}^{GM} . Remarquons que l'on est localement associé sur l'axe isotrope.

Utilisons ces valeurs limites pour traduire un essai isotrope ($\dot{\sigma}_{ij} = \delta_{ij} \cdot \frac{I_1}{3}$). Les déformations volumiques plastiques se calculent selon:

$$\dot{\epsilon}_{kk}^{pM} = \lambda^M \cdot \frac{\partial G^M}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \delta_{ij} = \lambda^M \sqrt{3} \cdot \left(-\text{signe} \frac{\partial(I_1 \Psi)}{\partial I_1} \right)$$

D'autre part, comme:

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} n_{ij}^{FM} \dot{\sigma}_{ij} = -\sqrt{3} \cdot \text{signe} \left(\frac{\partial(I_1 \Psi)}{\partial I_1} \right) \cdot \frac{\dot{I}_1}{3}$$

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} H^M = \lim_{s_{II} \rightarrow 0} \left(R^M I_1 \tilde{D} \frac{\partial \Psi}{\partial D} n_{kk}^{GM} \right) / \sqrt{\frac{\partial F^M}{\partial \sigma_{uv}} \cdot \frac{\partial F^M}{\partial \sigma_{uv}}}$$

on a:

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} \dot{\epsilon}_{kk}^{pM} = -\frac{\dot{I}_1}{\tilde{D}} \cdot \frac{\frac{\partial(I_1 \Psi)}{\partial I_1}}{I_1 \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial D}}$$

Si l'on reprend la forme de Ψ définie plus haut, compte tenu que lorsque s_{II} tend vers 0, I_1 tend vers D, on peut montrer que:

$$\lim_{I_1 \rightarrow D} \left(\frac{\frac{\partial(I_1 \Psi)}{\partial I_1}}{I_1 \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial D}} \right) = -1$$

et ainsi:

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} \dot{\epsilon}_{kk}^{pM} = \frac{\dot{I}_1}{\tilde{D}}$$

$$\lim_{s_{II} \rightarrow 0} \dot{\epsilon}_{kk}^{pM} = \left(\frac{3Pa}{I_1} \right) \cdot \frac{1}{3K_o^{pM}} \cdot \dot{I}_1$$

3 Evaluation des possibilités de ce mécanisme

3.1 Rigidité plastique à faible rapport q/p

A faible niveau de déformation, la théorie des modèles à surface unique prédit en général un comportement trop rigide du sol. Autrement dit, les déformations plastiques sont faibles à bas niveau du rapport q/p.

En particulier, dans le cas d'un essai triaxial drainé classique, on peut considérer qu'avec ce type de surface, une bonne simulation réclame une élasticité aux modules assez faibles, car ceux-ci gouvernent une assez grande partie de la courbe contraintes-déformations.

Le fonctionnement du modèle, tel qu'il est défini dans le chapitre précédent, suppose l'impossibilité de l'activation simultanée du mécanisme déviatoire, et du mécanisme de consolidation. En particulier, un essai triaxial classique en compression sur échantillon normalement consolidé, se traduit par la seule activation du mécanisme de consolidation.

Le modèle répond, par conséquent, d'une façon similaire aux modèles à surface unique. Les modules élastiques devront être déterminés en conséquence: c'est à dire relativement faibles, pour correspondre à la pente initiale de la réponse.

On verra au chapitre 6, comment lever cette difficulté en prenant en compte le mécanisme isotrope du modèle C.J.S. Celui-ci, au moyen d'un paramètre supplémentaire, permettra d'améliorer la simulation d'essais drainés et non drainés, simultanément.

3.2 Etendue du domaine de dilatance

Comme déjà mentionné, les différents modèles utilisant une surface unique, et dont le mécanisme plastique est d'un fonctionnement similaire aux modèles de Cambridge, s'avèrent en général assez efficaces pour reproduire le comportement des argiles normalement ou faiblement surconsolidées.

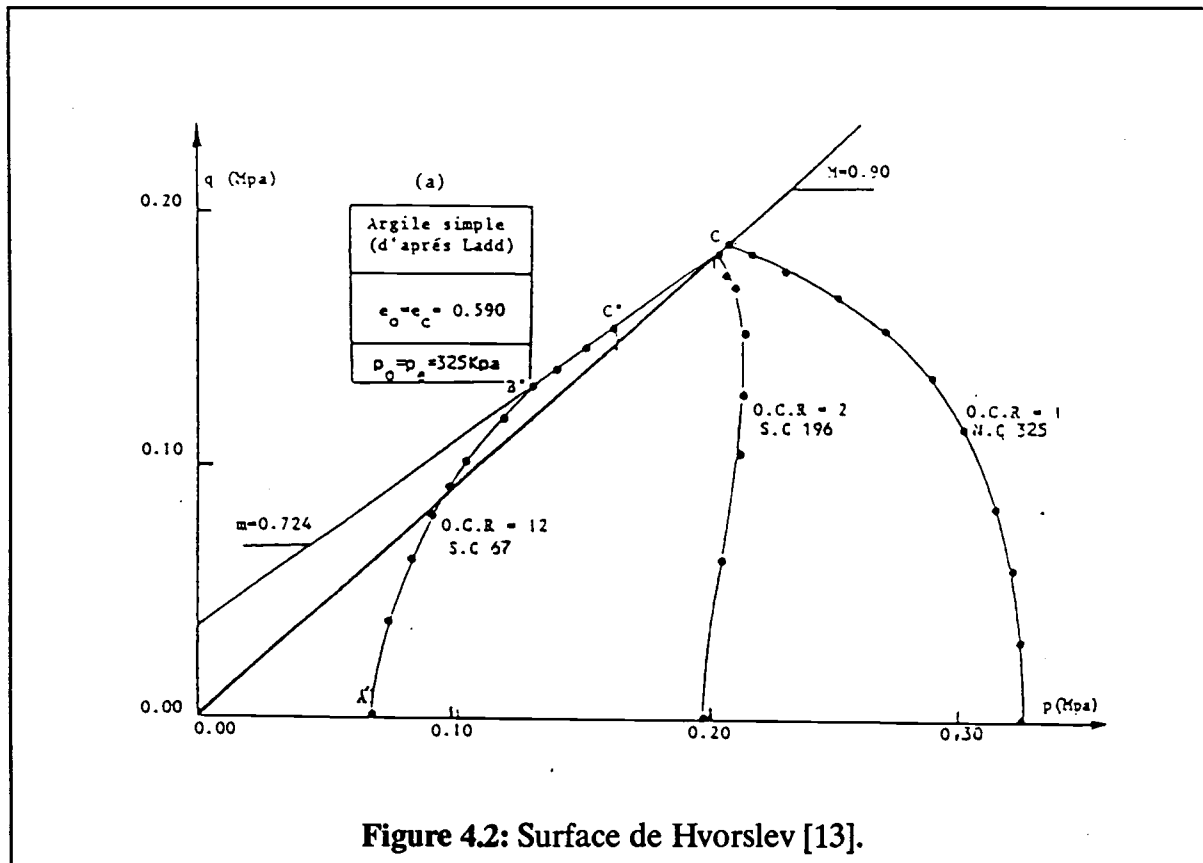
Pour les argiles très surconsolidées, nous avons évoqué au chapitre 3, l'introduction d'un mécanisme déviatoire supplémentaire (par exemple de type Von Mises) pour traduire l'existence de déformations plastiques à l'intérieur même du domaine élastique volumique.

Cependant, l'étude expérimentale de certaines argiles surconsolidées en condition drainée et non drainée (Figure 4.2) montre que la surface de résistance maximale est mal décrite avec les modèles classiques à surface unique. Ils ont tendance à générer un domaine de dilatance beaucoup trop étendu, et de ce fait à surestimer cette résistance maximale. Même le domaine engendré par notre choix de fonction $\Psi(I_1, D)$, malgré une certaine amélioration, donne une résistance maximale trop importante comme nous l'avons obtenu sur une kaolinite surconsolidée de rapport O.C.R. 5,3 (Cf chapitre 8). En fait, l'expérience conduit à l'expression d'une enveloppe de résistance maximale exprimée par la relation de Hvorslev:

$$\frac{q}{p_c} = A + m \cdot \frac{p}{p_c}$$

Cette relation n'est plus linéaire pour les faibles valeurs de la pression moyenne: la cohésion d'une argile remaniée est généralement considérée nulle.

Notons que l'on trouve dans la littérature des modèles où est introduite la surface de Hvorslev. Barnajee et Stipho [2] l'ont par exemple associée au modèle de Cam-Clay. Ils l'ont de plus muni d'un écrouissage de façon à générer des déformations plastiques à l'intérieur du domaine limité par la surface de consolidation.



3.3 Un remède envisageable pour le problème du § 3.2

Au prix d'un paramètre supplémentaire, il sera possible de profiter de la formulation de l'adaptation du modèle C.J.S., décrite au chapitre suivant, pour intégrer la surface de Hvorslev au mécanisme de consolidation.

La surface de Hvorslev peut en effet être utilisée en tant que surface limite du mécanisme déviatoire, au même titre que la surface de consolidation. Ces deux surfaces se comporteront comme des surfaces de plasticité parfaite dans le domaine de dilataance.

Pour l'instant, nous nous contentons de décrire analytiquement une forme possible de surface susceptible d'être assimilée à la surface de Hvorslev, et éventuellement utilisable à l'issue du chapitre suivant.

Si nous supposons que cette surface est telle que:

- elle passe par l'intersection de la surface de plasticité et de la surface de surconsolidation,
- sa forme dans le plan déviatoire est celle de ces dernières,
- sa pente dans le plan (p,q) est $m/h(\theta)$, où m est un nouveau paramètre,

son équation est la suivante:

$$F^H = s_{II} h(\theta) - m I_1 - (M^r - m) D [1 - (1/\alpha)^{1/n}]$$

4 Récapitulatif

Dans ce chapitre, nous avons défini la surface de consolidation, et le mécanisme de plasticité correspondant.

Pour la définir, nous avons utilisé un certain nombre d'outils, présents dans le modèle C.J.S., qui permettent d'enrichir le fonctionnement des modèles classiques de type Cam-Clay, dont le mécanisme décrit s'inspire. Notons en particulier:

- la prise en compte d'états de contrainte réellement tridimensionnels en conservant la fonction de l'angle de Lode $h(\theta)$;
- l'utilisation de la condition cinématique (malgré une légère adaptation) pour la définition du potentiel plastique;
- la loi d'évolution de la fonction d'écrouissage, tout-à-fait analogue à celle du critère isotrope du modèle C.J.S.

Nous avons également évoqué un raffinement possible, pour améliorer la description du comportement des argiles très surconsolidées, en prenant en compte une surface inspirée de celle de Hvorslev.

Ce mécanisme de consolidation a été décrit, indépendamment du mécanisme déviatoire: lorsqu'il est activé, rappelons en effet, qu'il fonctionne seul. Dans le chapitre suivant, nous allons utiliser cette surface de consolidation, en tant que surface limite du mécanisme déviatoire.

CHAPITRE 5

**Description du mécanisme déviatoire
et de son interaction avec le
mécanisme de consolidation**

1 Objectif du chapitre

Dans ce chapitre est exprimée de façon analytique le mécanisme déviatoire, dont le principe de fonctionnement a été exposé au chapitre 3.

Les relations précédemment définies sont donc reprises en tenant compte ici, de la surface de consolidation et de sa dépendance vis-à-vis de la contrainte moyenne.

2 Description de la surface déviatoire

2.1 Expression générale de la surface cinématique

Nous gardons la surface cinématique de la forme :

$$F^c = h(\theta^c) \cdot q_{II} - I_1 R^c$$

avec :

$$q_{ij} = s_{ij} - X_{ij} \cdot I_1$$

$$h(\theta^c) = (1 - \gamma \cos(3 \cdot \theta^c))^{1/3}$$

Le mécanisme plastique défini par cette surface, possède donc, un écrouissage isotrope, et un écrouissage cinématique. L'introduction d'un écrouissage isotrope est nécessaire pour traduire les phénomènes de durcissement cyclique à l'intérieur de la surface de consolidation.

Remarquons que la surface de charge F^c , est dans l'espace des contraintes, un cône droit de sommet l'origine.

DERIVEES DU CRITERE:

Dérivées du critère par rapport au tenseur des contraintes:

propriété:

$$\frac{\partial(q_{II} \cdot h(\theta^c))}{\partial q_{ij}} = \frac{1}{h(\theta^c)^2} \cdot \left(\frac{q_{ij}}{q_{II}} - \gamma \cdot \cos(3\theta^c) \cdot \frac{1}{3} \cdot q_{II} \cdot q_{ij}^{(-1)} \right) = Q_{ij}$$

$$\frac{\partial(q_{II} \cdot h(\theta^c))}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{\partial(q_{II} \cdot h(\theta^c))}{\partial q_{kl}} \cdot \frac{\partial q_{kl}}{\partial \sigma_{ij}}$$

$$\frac{\partial(q_{II} \cdot h(\theta^c))}{\partial \sigma_{ij}} = Q_{kl} \cdot \left(\delta_{ki} \delta_{lj} - \frac{1}{3} \cdot \delta_{kl} \delta_{ij} - X_{kl} \delta_{ij} \right)$$

$$\frac{\partial(q_{II} \cdot h(\theta^c))}{\partial \sigma_{ij}} = Q_{ij} - \delta_{ij} \cdot X_{kl} Q_{kl}$$

$$\frac{\partial(R^c \cdot I_1)}{\partial \sigma_{ij}} = -\delta_{ij} \cdot R^c$$

Finalement:

$$\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{ij}} = Q_{ij} - \delta_{ij} \cdot (X_{kl} Q_{kl} + R^c)$$

Dérivées du critère par rapport aux fonctions d'écrouissage:

$$\frac{\partial F^c}{\partial R^c} = -I_1$$

$$\frac{\partial F^c}{\partial X_{ij}} = \frac{\partial F^c}{\partial Q_{kl}} \cdot \frac{\partial Q_{kl}}{\partial X_{ij}}$$

$$\frac{\partial F^c}{\partial X_{ij}} = Q_{kl} \cdot (-\delta_{ik} \delta_{jl} \cdot I_1)$$

$$\frac{\partial F^c}{\partial X_{ij}} = -Q_{ij} \cdot I_1$$

2.2 Lois d'évolution des fonctions d'écrouissage

2.2.1 Calcul du point image

On a défini précédemment le point image par la relation:

$$s_{ij}^m = (s_{ij} - I_1 X_{ij}) \cdot \frac{R^m}{R^c}$$

On a donc dans ce cas:

$$s_{ij}^m = q_{ij} \cdot \frac{M^r \cdot \Psi(I_1, D)}{R^c}$$

La distance séparant l'état de contrainte courant de la surface de consolidation est:

$$c_{II} = \sqrt{c_{kl} \cdot c_{kl}}$$

où:

$$c_{ij} = s_{ij}^m - s_{ij} = q_{ij} \cdot \frac{M^r \cdot \Psi(I_1, D)}{R^c} - s_{ij}$$

2.2.2 Loi d'évolution de l'écrouissage isotrope

a) Re-formulation de la loi d'écrouissage isotrope du modèle C.J.S

Nous nous proposons, dans ce paragraphe de formuler à nouveau la loi d'évolution de l'écrouissage isotrope associé au mécanisme déviatoire. Il est en effet usuel, lorsque l'on traite des argiles, d'effectuer des représentations des chemins des contraintes dans le plan (p,q). En particulier, nombre de surfaces caractérisant le comportement sont localisées par leur pente dans ce plan. Il est de ce fait plus pratique de caractériser cette pente par un seul paramètre, plutôt que par un rapport de deux paramètres, comme il est fait avec le modèle C.J.S. (en l'occurrence A/B). Ceci permet de dissocier les rôles des deux paramètres. La relation liant la force thermodynamique R^c et la variable interne r , est donc prise sous la forme:

$$R^c(r) = R_{\max}^c \cdot \frac{r}{1/b + r}$$

où $R_{\max}^c$ et κ sont deux paramètres, le premier caractérisant la taille du domaine élastique dans le plan déviatoire.

En particulier, l'élimination de r dans la loi d'évolution de R nous fournit:

$$\dot{R}^c = \lambda I_1 b R_{\max}^c \cdot \left[1 - \frac{R^c}{R_{\max}^c} \right]^2$$

La correspondance entre les deux formulations est donc: $\frac{A}{B} = M^L$ et $\kappa = \frac{1}{B}$

b) l'Ecrouissage isotrope dans la nouvelle adaptation

Nous proposons la loi d'évolution suivante pour l'écrouissage isotrope:

$$\dot{R}^c = \lambda \cdot c_{II} I_1 b R_{\max}^c \cdot \left[1 - \frac{R^c}{R_{\max}^c} \right]^2$$

On retrouve ici le coefficient mesurant la distance à la surface de consolidation. L'évolution du rayon du domaine élastique est ainsi d'autant plus importante que l'on est éloigné de la surface de consolidation. Il ne faut pas rechercher dans ce fait, la reproduction d'un phénomène expérimental, mais un moyen commode d'annuler le module d'écrouissage relatif à R^c lors de la jonction entre la surface déviatoire et la surface de consolidation.

2.2.3 Loi d'évolution du centre de la surface

Conformément au choix de notre formulation, nous postulons une loi d'évolution du centre de la surface cinématique de la forme:

$$\dot{X}_{ij} = \lambda \cdot (\alpha \cdot c_{II} + K) \cdot \frac{c_{ij}}{c_{II}}$$

α est un paramètre du modèle qui influence directement la non-linéarité du comportement lors de l'activation de la surface cinématique. Le terme K est le terme de rappel de l'état d'écrouissage de la surface de consolidation.

CALCUL DE K :

Lorsque l'état de contrainte tend vers l'état de contrainte image, le module d'écrouissage associé au mécanisme cinématique tend vers:

$$H_l^c = -\frac{\partial F^c}{\partial X_{ij}} \cdot K \cdot \frac{c_{ij}}{c_{II}} / \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}}}$$

$$H_l^c = Q_{ij} I_1 \cdot K \cdot \frac{c_{ij}}{c_{II}} / \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}}}$$

Lorsque l'état de contrainte rejoint la surface de consolidation, ce module doit être égal à celui associé à la surface de consolidation, tout juste au moment de son activation. On doit donc avoir:

$$K = \frac{H^m c_{II}}{Q_{ij} c_{ij} I_1} \cdot \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}}}$$

2.2.4 Module d'écrouissage

La relation de consistance s'exprime selon:

$$\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial F^c}{\partial R^c} \cdot \dot{R}^c + \frac{\partial F^c}{\partial X_{ij}} \cdot \dot{X}_{ij} = 0$$

En injectant dans cette relation, les lois d'évolution définies ci-dessus, il vient:

$$H^c = \left(I_1^2 b R_{\max}^c \left(1 - \frac{R^c}{R_{\max}^c} \right)^2 c_{II} + \frac{I_1 Q_{ij} c_{ij}}{c_{II}} \left(\alpha c_{II} + \frac{H^m c_{II}}{Q_{ij} c_{ij} I_1} \cdot \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}}} \right) \right) / \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{kl}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{kl}}}$$

soit:

$$H^c = \left(I_1^2 \cdot R_{\max}^c b \left(1 - \frac{R^c}{R_{\max}^c} \right)^2 c_{II} + \alpha Q_{ij} c_{ij} \right) / \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{kl}} \cdot \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{kl}}} + H^M$$

Calcul de H^m lorsque la surface active est la surface cinématique:

$$H^m = H^m(\sigma_{ij}^m; D)$$

H^m est calculé avec les valeurs des fonctions d'écrouissage de la surface de consolidation lors de son activation, et avec l'état de contrainte correspondant à celui du point image.

2.3 Calcul des déformations

Pour assurer une certaine continuité dans l'orientation des déformations, nous choisissons, de déterminer le potentiel plastique associé à la surface cinématique avec la même condition cinématique que la surface de consolidation:

$$\dot{\epsilon}_v^p = \beta \cdot \left(\frac{s_{II}}{s'_{II}} - \frac{s'_{II}}{s_{II}} \right) \cdot \frac{|s_{ij} \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^p|}{s_{II}}$$

Le paramètre β est pris identique pour les deux mécanismes plastiques. Autrement-dit, les mécanismes de consolidation et déviatoire ont même surface potentielle.

On a donc, avec la même définition du tenseur $[n_{ij}]$ que pour la surface de consolidation:

$$\frac{\partial G^c}{\partial \sigma_{ij}} = n_{ij}^{FC} - n_{kl}^{FC} \cdot n_{kl} n_{ij}$$

L'évolution des déformations est ainsi donné par:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \lambda \cdot n_{ij}^{GC}$$

2.4 Actualisation du rayon de la surface cinématique

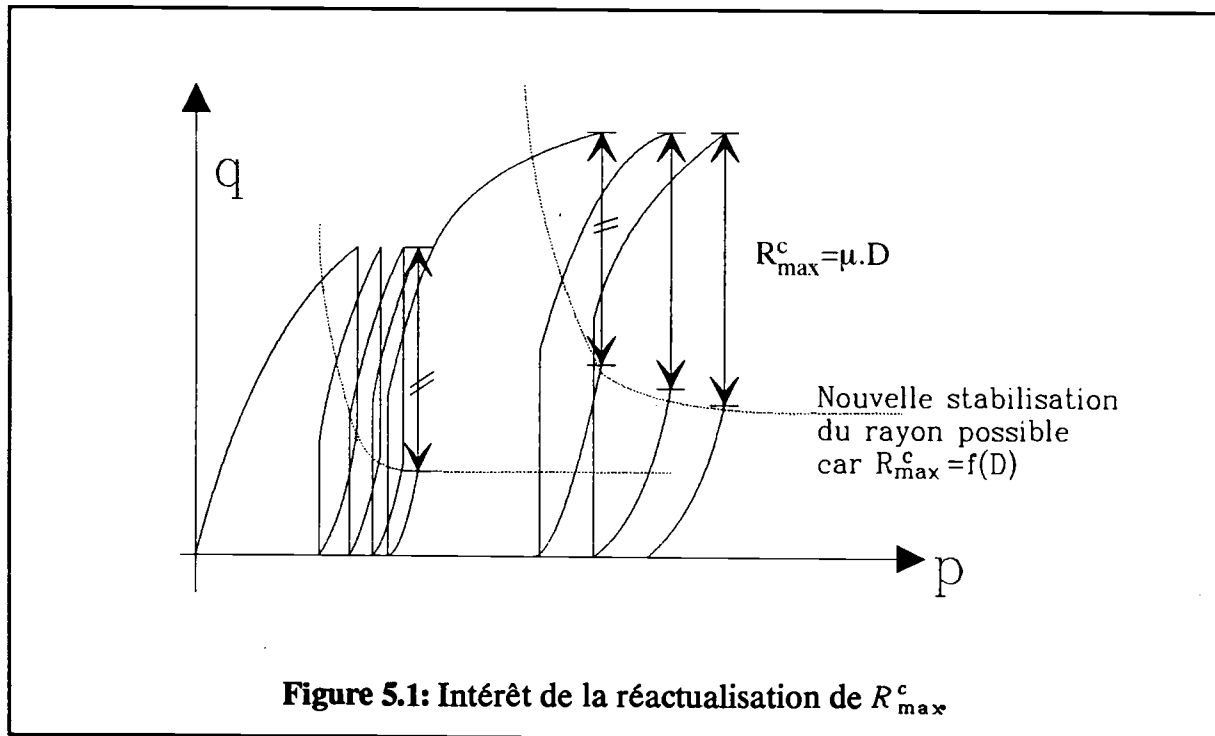
Lorsque, en condition de déchargement, on quitte la surface de consolidation, il faut réactualiser le rayon de la surface déviatoire (donc du domaine élastique). La façon la plus simple de procéder, consiste à affecter à R^c , sa dernière valeur, mémorisée durant l'activation de la surface de consolidation.

Nous avons également évoqué, dans le chapitre 3, l'intérêt de modifier $R_{\max}^c$ à chaque réactivation de la surface de consolidation. Il y a ainsi, rappelons le, possibilité de décrire le durcissement cyclique pour plusieurs stabilisations, contrairement à l'écroûissage mixte classique, qui pour une seule stabilisation se réduit à l'écroûissage cinématique (Figure 5.1). En fait, cette réactualisation de $R_{\max}^c$ consiste essentiellement à le faire dépendre de l'état de la surface de consolidation, soit de la valeur de D :

$$R_{\max}^c = R_{\max}^c(D)$$

La dépendance envisageable la plus simple est linéaire, de la forme:

$$R_{\max}^c = \mu \cdot D$$



Ainsi, si l'on choisit de faire dépendre le rayon du domaine élastique de l'état de consolidation, on aura à déterminer le paramètre μ . Par contre, si l'on se contente de garder un rayon maximal invariable, on déterminera directement le rayon $R_{\max}^c$.

2.5 Actualisation du centre de la surface cinématique

Lorsque l'état de contrainte appartenant à la surface cinématique rejoint la surface de consolidation, il s'identifie à l'état image, et s'aligne avec les centres respectifs des deux surfaces. De la même façon, lorsque l'état de contrainte quitte la surface de consolidation,

nous le supposons alignées avec les deux centres. Autrement dit, la surface cinématique est générée tangente à la surface de consolidation. **Son rayon est celui qu'elle avait lors de sa dernière extinction.**

L'égalité des angles de Lode des surfaces cinématiques et mémoire lors de la désactivation de cette dernière, implique:

$$s_{ij} = \frac{R^c}{R^m \Psi(I_1, D)} \cdot q_{ij} \quad ; (q_{ij} = s_{ij} - X_{ij} I_1)$$

La position du centre de la surface cinématique est donc donnée par:

$$X_{ij} = \frac{s_{ij}}{I_1} \cdot \left(1 - \frac{R^c}{R^m \cdot \Psi(I_1, D)} \right)$$

2.6 Intégration de la surface de Hvorslev

Dans le chapitre précédent, nous avons évoqué les faiblesses des surfaces de type Cam-Clay, pour la description des sols très surconsolidés. L'étendue du domaine de dilatance est en général trop vaste, et loin de la géométrie de la surface de Hvorslev, bien représentative de l'expérience.

Nous avons alors évoqué l'intégration possible de cette surface de Hvorslev dans le modèle. Il est possible en effet, de profiter du formalisme développé, pour l'intégrer de façon relativement simple.

Les hypothèses de fonctionnement de cette surface sont:

Hypothèse 1: La surface est associée à un mécanisme de plasticité parfaite.

Hypothèse 2: La plasticité est non associée.

Hypothèse 3: La surface sert de surface limite au mécanisme déviatoire.

Autrement dit, la surface de consolidation est définie par morceau, de la façon suivante:

- si $\Psi(I_1, D) \leq 1$:

$$F^M = s_{II} h(\theta) - M^r I_1 \cdot \Psi(I_1, D)$$

- si $\Psi(I_1, D) > 1$:

$$F^M = s_{II} h(\theta) - m I_1 - (M^r - m) D [1 - (1/\alpha)^n]$$

Dans le dernier cas, le point image situé sur la surface de Hvorslev est donc défini par:

$$s_{ij}^M = q_{ij} \cdot \left[m + (M^r - m) \frac{D}{I_1} [1 - (1/\alpha)^n] \right] / R^c$$

Ce raffinement exige la détermination d'un nouveau paramètre: la pente m de la surface de Hvorslev.

Le nouveau domaine de dilatance est alors celui schématisé sur la figure 5.2.

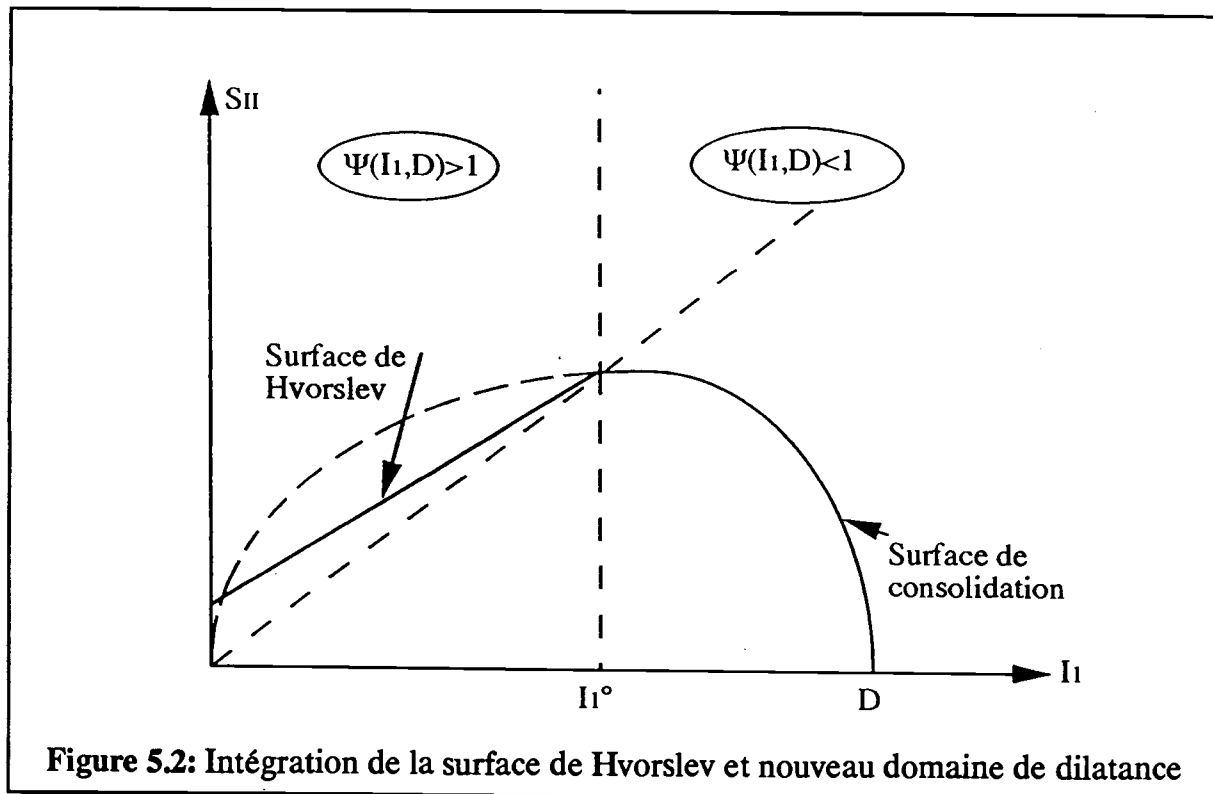


Figure 5.2: Intégration de la surface de Hvorslev et nouveau domaine de dilatance

3 Récapitulatif

Dans ce chapitre, nous avons décrit le mécanisme déviatoire du modèle proposé. Comme on peut le constater, le mécanisme déviatoire a subi relativement peu de modifications par rapport à celui utilisé dans le modèle C.J.S. L'adaptation s'est faite principalement au niveau des lois d'évolution de l'érouissage, de façon à tenir compte de la surface de consolidation, utilisée en tant que surface limite de ce mécanisme.

Dans le chapitre suivant, nous proposons de récapituler les relations, qui définissent le modèle résultant.

CHAPITRE 6

Synthèse générale du modèle

1 Objectifs

La synthèse des différents mécanismes présentés précédemment est faite de façon à présenter l'adaptation, sous sa forme finale, du modèle C.J.S. à la description des matériaux argileux.

En résumé, cette adaptation comprend un mécanisme élastique identique à celui du modèle C.J.S., un mécanisme plastique de consolidation décrit au chapitre 4, un mécanisme plastique déviatoire, dont le principe de fonctionnement a été exposé au chapitre 3, et la description analytique au chapitre 5, et un mécanisme isotrope, repris au modèle C.J.S., pour traduire de façon plus satisfaisante l'évolution des déformations volumiques au cours d'essais drainés.

2 Retour sur le mécanisme de consolidation

Rappelons que la loi d'évolution de la fonction d'écrouissage D , est directement reliée à la déformation volumique plastique générée par le mécanisme de consolidation, selon:

$$\dot{D} = \lambda \, 3 K^M n_{kk}^{CM}$$

L'écrouissage peut donc être de nature négative, en ce sens que le module d'écrouissage devient négatif si l'état des contraintes est situé dans le domaine de dilatance. Dans le cas où la surface déviatoire est activée, nous avons vu que le module d'écrouissage se décompose en deux parties:

$$H^d = H^c + H^M$$

où H^M est le module d'écrouissage de rappel du mécanisme de consolidation pris au point image. Si celui-ci est négatif, il y aura possibilité d'annulation de H^d , alors que la distance c_{II} ne s'est pas annulée. La rupture pourrait avoir lieu sans activation de la surface de consolidation, et serait de ce fait difficilement prévisible et contrôlable. Aussi avons-nous supprimé l'écrouissage négatif éventuel. La loi d'évolution de D prend donc la forme:

$$\dot{D} = \lambda \, 3 K^M H(n_{kk}^{CM})$$

où H est la fonction de Heaviside.

3 Utilisation d'un mécanisme isotrope

Le modèle défini avec le mécanisme déviatoire et le mécanisme de consolidation, peut être assimilé dans le sens du modèle C.J.S., à un modèle à surface unique: en effet,

à tout instant, une seule surface au plus est activée. Le modèle ne se compliquera guère, si l'on conserve le mécanisme isotrope du modèle C.J.S. Il permettra en tout cas de se donner un degré de liberté supplémentaire, susceptible d'améliorer la description des essais drainés, ou ce mécanisme isotrope apportera une nouvelle composante de la déformation volumique plastique [14]. La déformation totale se décomposera selon:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^e + \dot{\epsilon}_{ij}^{p(Mvc)} + \dot{\epsilon}_{ij}^I$$

où $\dot{\epsilon}_{ij}^e$ est la composante élastique, $\dot{\epsilon}_{ij}^{p(Mvc)}$ la composante plastique générée soit par le mécanisme de consolidation, soit par le mécanisme déviatoire, et $\dot{\epsilon}_{ij}^I$, la composante plastique isotrope.

Le mécanisme plastique isotrope est exactement celui du modèle C.J.S., décrit au chapitre 2. Ce mécanisme plastique est supposé totalement indépendant des autres.

Rappelons qu'il se situe dans le cadre du comportement standard généralisé.

La surface de charge isotrope a pour expression:

$$F^I = \frac{I_1}{3} - Q$$

Si q est la variable interne associée à la force thermodynamique Q , son évolution et sa nature sont données par:

$$\dot{q} = -\lambda^I \frac{\partial F^I}{\partial Q} = \lambda^I = \dot{\epsilon}_{kk}^{pI}$$

La relation entre Q et q , conséquence de la prise en compte des résultats expérimentaux dans le cas d'un essai isotrope, est mise sous la forme:

$$\dot{Q} = K_0^{pI} \left(\frac{I_1}{3P\alpha} \right)^n \cdot \dot{q}$$

On notera que la puissance affectée à la contrainte moyenne, est celle aussi utilisée pour l'élasticité et le mécanisme de consolidation. Ce mécanisme plastique ajoute donc un paramètre au modèle considéré dans sa globalité.

4 Récapitulatif

4.1 Résumé du mécanisme de consolidation

La formulation du mécanisme plastique associé à la surface de consolidation est résumée ci-dessous:

TABLEAU 6.1 : Surface de consolidation	
surface de charge:	
$F^M = h(\theta^m) \cdot s_{II} - M^r \cdot I_1 \cdot \Psi(I_1, D)$ $h(\theta) = [1 - \gamma \cos(3\theta)]^{1/3}$	
Potentiel:	
$\dot{\epsilon}_{ii}^p = \beta \cdot \left(\frac{s_{II}}{s_{II}^r} - \frac{s_{II}^r}{s_{II}} \right) \cdot \frac{ \dot{\epsilon}_{ij} s_{ij} }{s_{II}}$ $\frac{\partial G^M}{\partial \sigma_{ij}} = n_{ij}^{FM} - n_{kl}^{FM} \cdot n_{kl} n_{ij}$ $\dot{\epsilon}_{ij}^p = \lambda \cdot n_{ij}^{GM}$	
Surface de plasticité parfaite:	
$F^r = s_{II}^r h(\theta^m) - M^r I_1$	
lois d'évolution:	
$\dot{D} = \lambda 3 \cdot K^{pm} H(F^m) H(n_{kk}^{GM})$	
$K^{pm} = K_o^{pm} \cdot \left(\frac{I_1}{3pa} \right)^n$	

4.2 Résumé du mécanisme déviatoire:

La partie déviatoire de la loi se résume ainsi:

TABLEAU 6.2-a : Surface déviatoire
Surface de charge:
$F^c = h(\theta^c) \cdot q_{II} - R^c \cdot I_1$ $h(\theta) = [1 - \gamma \cos(3\theta)]^{1/3}$
Potentiel:
Condition cinématique similaire à la surface de consolidation: $\frac{\partial G^c}{\partial \sigma_{ij}} = n_{ij}^{F^c} - n_{ij}^{F^c} n_{kl} n_{ij}$
Lois d'évolution:
$\dot{R}^c = \lambda \cdot I_1 b c_{II} R_{\max}^c \left(1 - \frac{R^c}{R_{\max}^c}\right)^2$ $\dot{X}_{ij} = \lambda \cdot c_{ij} \left(\alpha + \frac{H^m(R^m, D, \sigma_{ij}^m)}{I_1 Q_{kl} c_{kl}} \cdot \sqrt{\frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}} \frac{\partial F^c}{\partial \sigma_{uv}}} \right)$ $c_{ij} = s_{ij}^m - s_{ij}$: distance entre l'état de contrainte et l'état image.
Etat image:
$s_{ij}^m = q_{ij} \cdot \frac{M^r \cdot \Psi(I_1, D)}{R^c}$

Actualisation du centre de la surface cinématique au départ de la surface de consolidation, et actualisation du rayon du domaine élastique, si l'on choisit de le faire dépendre de l'état de consolidation:

TABLEAU 6.2-b: Actualisation de la surface déviatoire
$X_{ij} = \frac{s_{ij}}{I_1} \left(1 - \frac{R^c}{M^r \cdot \Psi(I_1, D)}\right)$
$R_{\max}^c = \mu D$

4.3 Résumé du mécanisme élastique

Le mécanisme élastique utilisé est celui du modèle C.J.S. La formulation analytique est donc celle présentée au chapitre 2.

$$\epsilon^e = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G} + \frac{\dot{I}_1}{9K^e} \delta_{ij}$$

avec:

$$K^e = K_o \cdot \left(\frac{I_1}{3Pa} \right)^n \cdot \left[1 - \frac{9nK_o s_{II}^2}{4G_o I_1^2} \right]^{-1} \quad G = K_o \cdot \left(\frac{I_1}{3Pa} \right)^n$$

4.4 Résumé du mécanisme isotrope

TABLEAU 6.3 : Surface isotrope
Surface de charge ou potentielle:
$F^I = \frac{I_1}{3} - Q$
Loi d'évolution de l'écrouissage:
$\dot{Q} = K_o^{PI} \left(\frac{I_1}{3Pa} \right)^n \cdot \dot{q}$

4.5 Récapitulatif des paramètres utilisés

i) Paramètres de la surface de consolidation:

La définition du mécanisme plastique, associé à la surface de consolidation, fait intervenir 5 paramètres.

TABLEAU 6.4: Surface de consolidation		
Param.	sens physique	dimension
M_r	Rupture de l'argile Normalement consolidée	s.d
γ	forme des trois surfaces dans le plan déviatoire.	s.d
β	facteur de forme du potentiel plastique	s.d (et < 0 ou $= 0$)
n	Puissance relative à la dépendance de l'évolution des déformations volumiques vis-vis de la contrainte moyenne.	s.d
K_o^{pm}	module volumique plastique	N/m ²

ii) Paramètres de la surface déviatoire:

La définition du mécanisme plastique associé à la surface cinématique, fait intervenir 3 nouveaux paramètres.

TABLEAU 6.5: Surface déviatoire		
param.	sens physique	dimension
a	vitesse d'évolution de l'écrouissage cinématique	N/m ²
b	vitesse d'évolution de l'écrouissage isotrope	(N/m ²) ²
R_{max}^c ou μ	rayon maximal du domaine élastique	s.d

iii) Paramètres de la surface isotrope:

TABLEAU 6.6: Surface isotrope		
param.	sens physique	dimension
K_o^{pI}	module volumique plastique	N/m ²

iv) Elasticité:

TABLEAU 6.7: Elasticité		
param.	sens physique	dimension
K_o^e	module volumique élastique	N/m ²
G_o	module de cisaillement élastique	N/m ²

En conclusion, le modèle ainsi défini, fait intervenir **11 paramètres**.

4.6 Evolution possible

Nous récapitulons ici l'évolution évoquée dans les chapitres précédents, et destinée à tenir compte de l'introduction d'une surface de type Hvorslev. Rappelons qu'elle consiste à définir la surface limite par morceaux, selon que l'on se trouve dans le domaine contractant ou dilatant.

TABLEAU 6.8 : Surface isotrope
Si $\Psi(I_1, D) \leq 1$: $F^M = s_{II} h(\theta) - M^r I_1 \Psi(I_1, D)$
Si $\Psi(I_1, D) \geq 1$: $F^M = s_{II} h(\theta) - m I_1 - (M^r - m) D [1 - (1/\alpha)^n]$
Point image si $\Psi(I_1, D) \geq 1$: $s_{ij}^m = q_{ij} \left[m - (M^r - m) \frac{D}{I_1} [1 - (1/\alpha)^n] \right] / R^c$

Dans ces conditions, le paramètre m doit être rajouté aux 11 précédents.

5 Intégration numérique du modèle

L'ordinogramme général pour une méthode d'intégration numérique directe [30] du modèle est donné figure 6.1, en fin de chapitre. Notons que, comme le modèle C.J.S., l'adaptation présentée ne fait fonctionner simultanément, au plus, que trois mécanismes:

- i) Mécanisme élastique;
- ii) Mécanisme isotrope;
- iii) Mécanisme déviatoire ou (exclusif) mécanisme de consolidation.

6 Retour au modèle C.J.S.

A ce stade de développement du modèle, il est intéressant d'envisager le retour, à partir de la formulation proposée, au modèle C.J.S. Il faut en effet, considérer ce dernier comme un cas particulier du modèle présenté. Nous donnons ici les modifications à apporter pour ré-aboutir au modèle C.J.S.

i) modification de la fonction $\Psi(I_1, D)$:

La différence essentielle tient dans la nature de la surface de consolidation. Dans le modèle C.J.S., cette surface perd sa possibilité d'écrouissage, et n'est de ce fait considérée qu'en tant que surface de plasticité parfaite. Sa forme géométrique est de plus différente, en sorte qu'elle ne recoupe plus l'axe hydrostatique. Dans le modèle C.J.S., la surface limite a pour équation, rappelons le:

$$F^r = s_{II} h(\theta) - I_1 \left(\frac{A}{B} - \frac{1}{\phi_1 I_1 + \phi_2} \right)$$

Pour la formulation proposée, ceci revient à prendre pour la fonction $\Psi(I_1, D)$:

$$\Psi = \frac{1}{M^r} \left(\frac{A}{B} - \frac{1}{\phi_1 I_1 + \phi_2} \right)$$

La fonction d'écrouissage a donc disparu.

ii) Lois d'évolution de l'écrouissage:

Dans la formulation proposée, la loi de l'évolution de l'écrouissage cinématique s'écrit:

$$\dot{X}_{ij} = \lambda (\alpha c_{II} + K) \frac{c_{ij}}{c_{II}}$$

La disparition de l'écrouissage lié à D annule donc le terme K:

$$\dot{X}_{ij} = \alpha \lambda c_{ij}$$

Démontrons alors l'équivalence de cette loi avec celle utilisée dans le modèle C.J.S., à savoir:

$$\dot{X}_{ij} = -\alpha \lambda \left[\frac{\partial F^d}{\partial X_{ij}} + I_1 \Phi X_{ij} \right]$$

Envisageons, pour simplifier les calculs, le cas simple où le critère est circulaire dans le plan déviatoire (autrement-dit, $\gamma = 0$). Compte tenu de la définition de X_{ij} :

$$\begin{aligned} \dot{X}_{ij} &= -\alpha \lambda \left[-I_1 \frac{q_{ij}}{q_{II}} + I_1 \Phi X_{ij} \right] \\ &= \alpha \lambda \left[\Phi s_{ij} - q_{ij} \left(\frac{I_1}{q_{II}} + \Phi \right) \right] \end{aligned}$$

Si l'on reprend la définition du point image:

$$s_{ij}^m = q_{ij} \cdot \frac{M^r \cdot \Psi(I_1, D)}{R^c}$$

on a:

$$\dot{X}_{ij} = \alpha \lambda \left[\Phi s_{ij} - \frac{s_{ij}^m}{R^m} (1 + R^c \Phi) \right]$$

La relation entre Φ , R^m et R^c :

$$\Phi = 1 / (R^m - R^c)$$

On obtient:

$$\dot{X}_{ij} = \alpha \lambda \cdot c_{ij} / (R^m - R^c)$$

Les deux lois d'évolution sont donc tout-à-fait similaires.

iii) Etat critique et état caractéristique:

Dans le modèle C.J.S., l'espace défini par:

$$F^r = s_{II}^r h(\theta^m) - M^r I_1$$

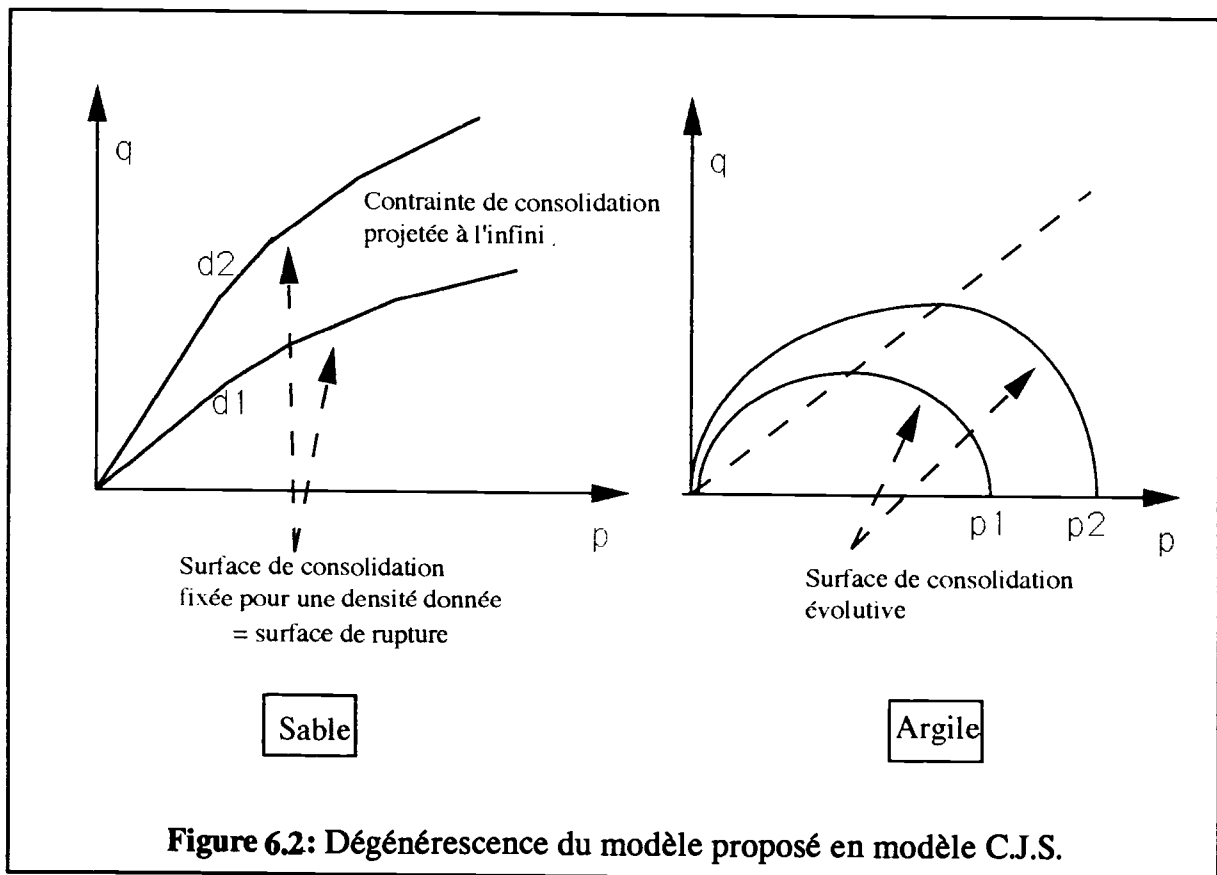
ne sera utilisé que comme espace délimitant les états contractants des états dilatants. On aura ainsi:

$$R_c = M^r$$

$$R_c = M^r$$

où R_c est relatif à la pente de la surface caractéristique du modèle C.J.S.

Le modèle que nous proposons est donc une généralisation du modèle C.J.S. A un jeu de paramètres donné de ce dernier, correspond une position de la surface de consolidation fixée, et ainsi assimilée à une surface de rupture (avec la contrainte de consolidation projetée à l'infini). La position de la surface de consolidation est liée à la densité initiale du sable. Celle-ci variant relativement peu au cours d'une sollicitation, il est alors justifié de garder la position de la surface de consolidation fixée, alors que pour une argile, l'évolution du comportement, induite par la variation importante de la densité, est traduite par l'évolution de la surface de consolidation.



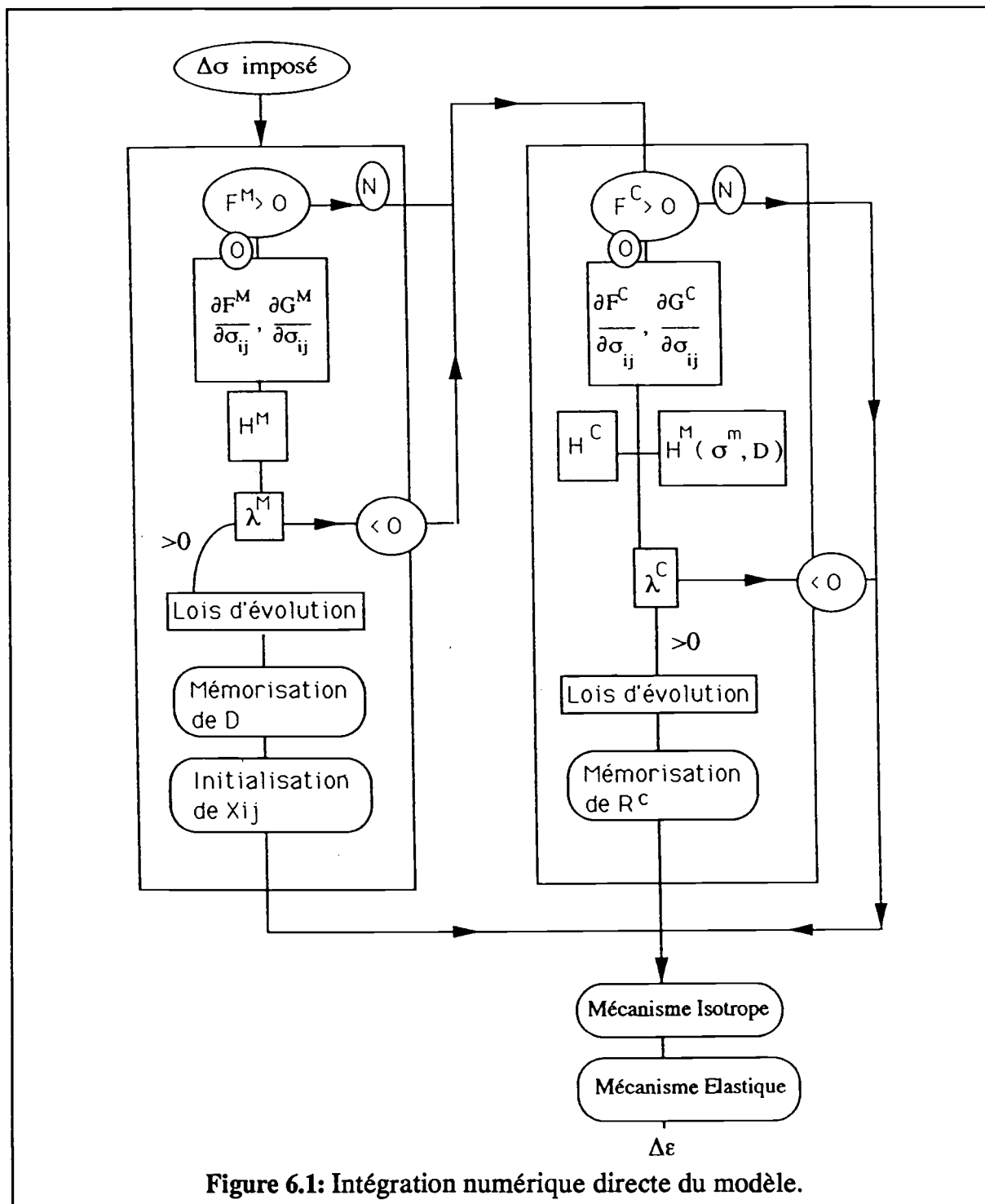


Figure 6.1: Intégration numérique directe du modèle.

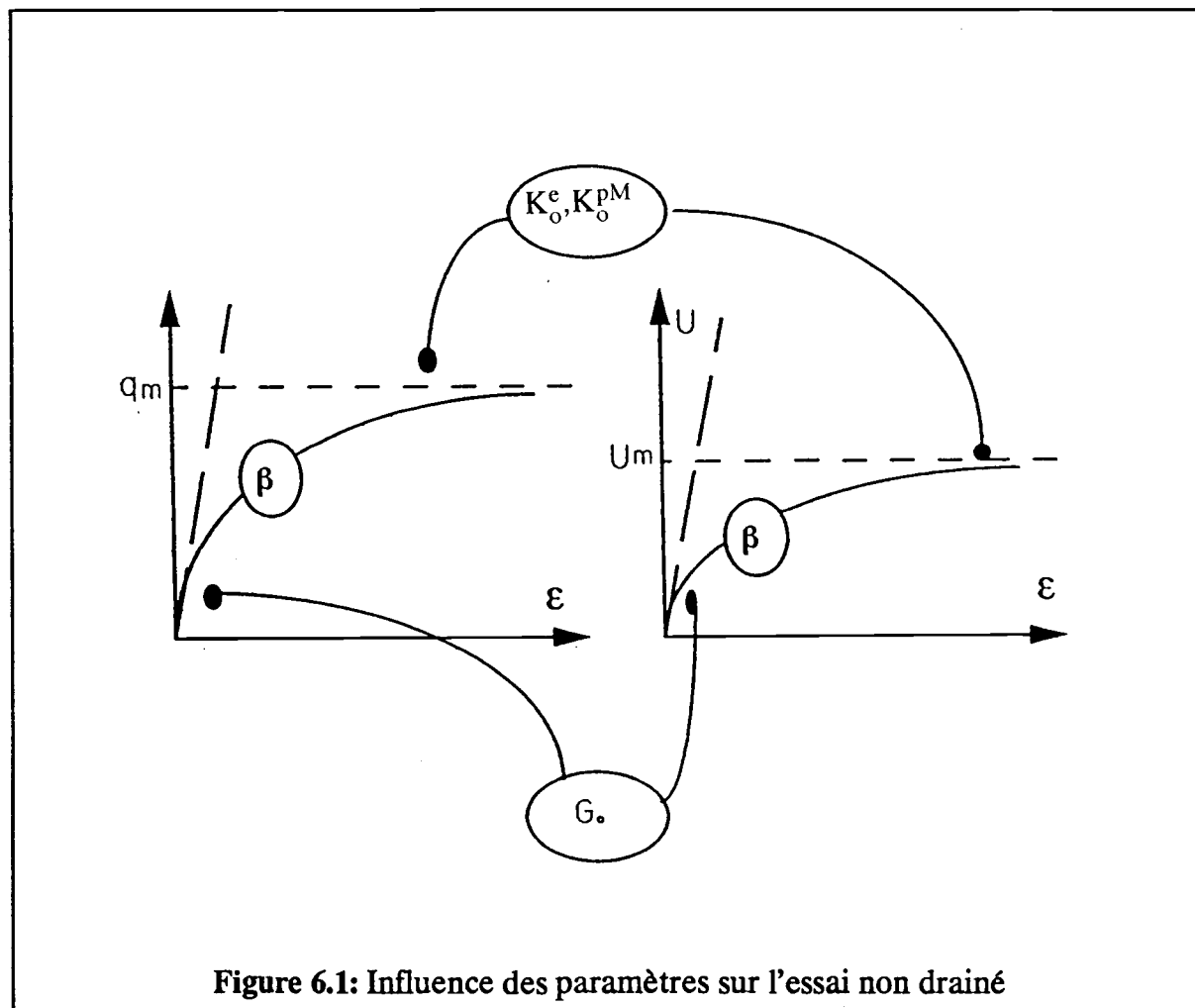
CHAPITRE 7

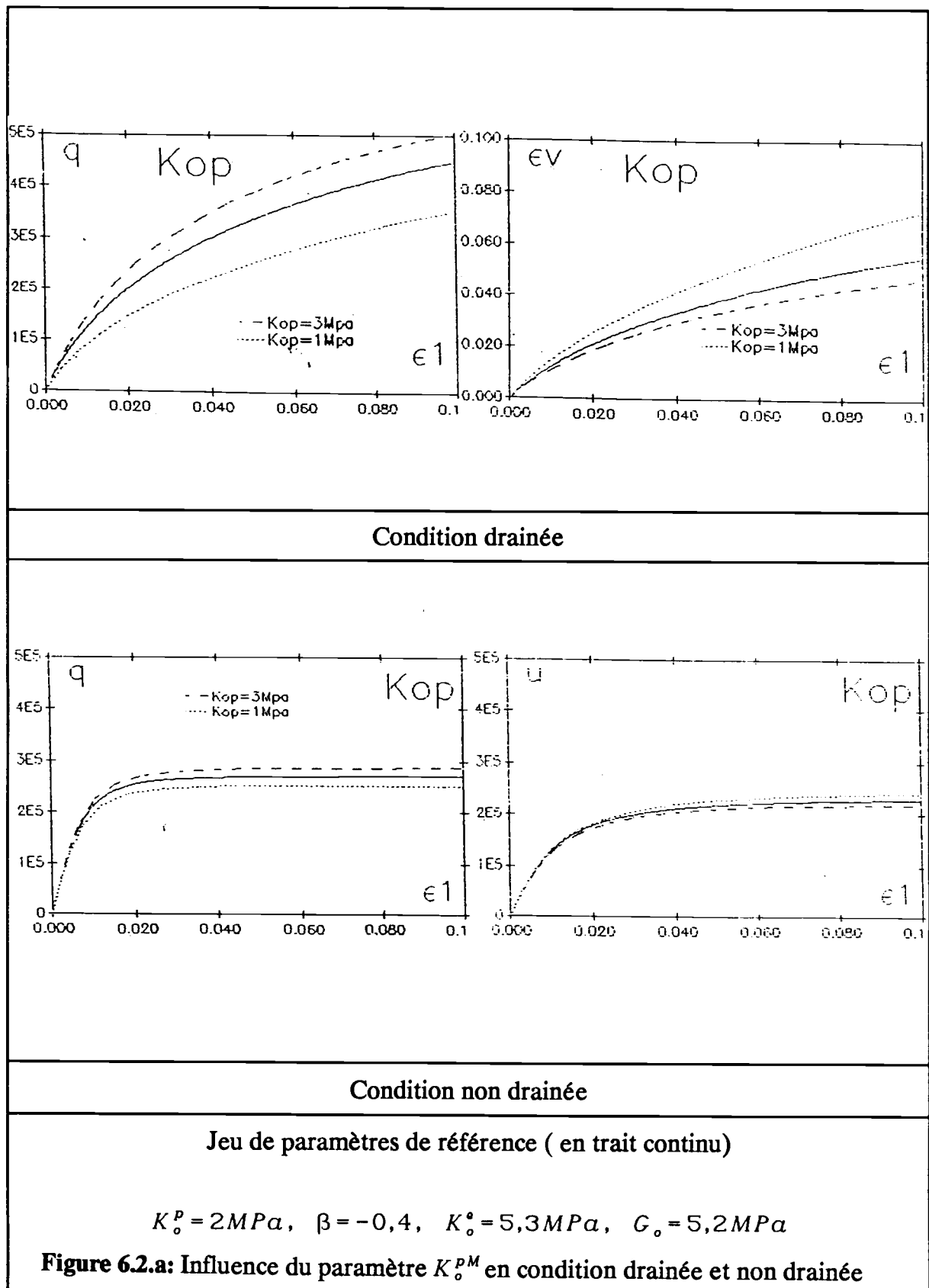
Identification des paramètres

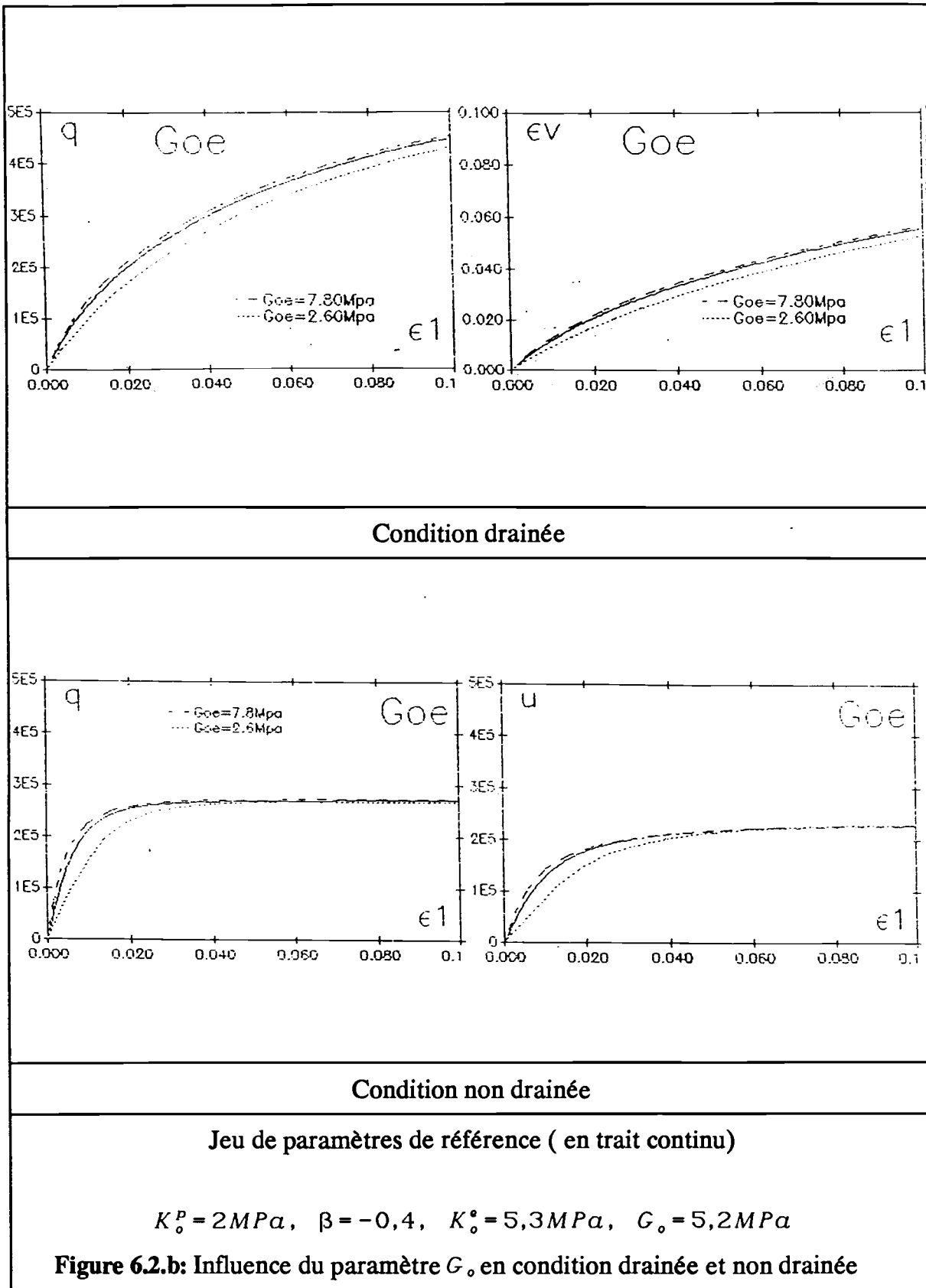
1 Etude de l'influence de certains paramètres du mécanisme de consolidation

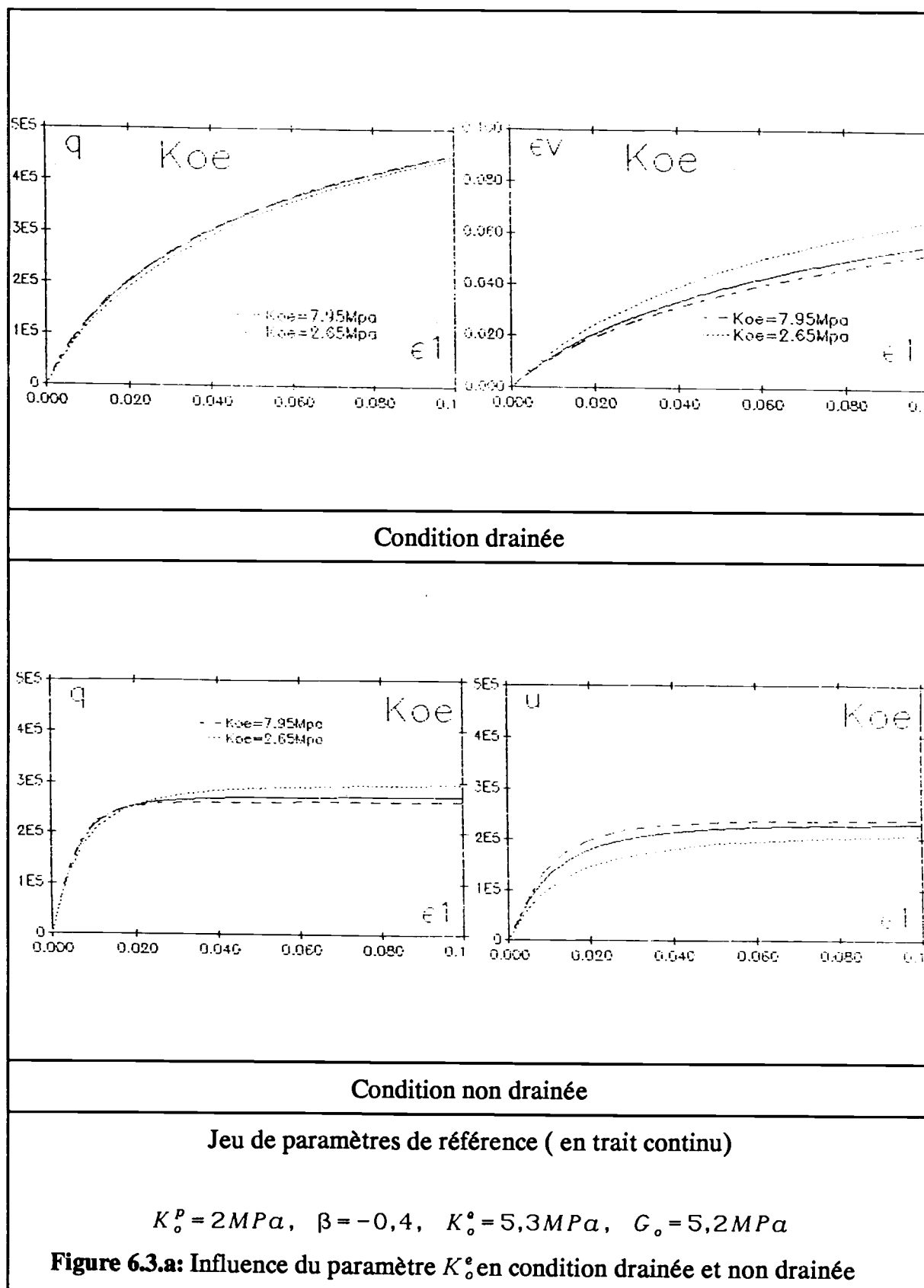
Une étude de l'influence des paramètres est faite sur la réponse du modèle pour les chemins triaxiaux en compression en condition drainée et non-drainée (Figures 6.2 et 6.3) sur un échantillon normalement consolidé. L'objectif de cette étude est double: il permet d'une part une meilleure compréhension du fonctionnement du modèle, et d'autre part, de faciliter l'identification par une technique d'ajustement de courbes. C'est ce dernier objectif qui nous a conduit à ne pas étudier l'influence des paramètres de rupture directement calculables.

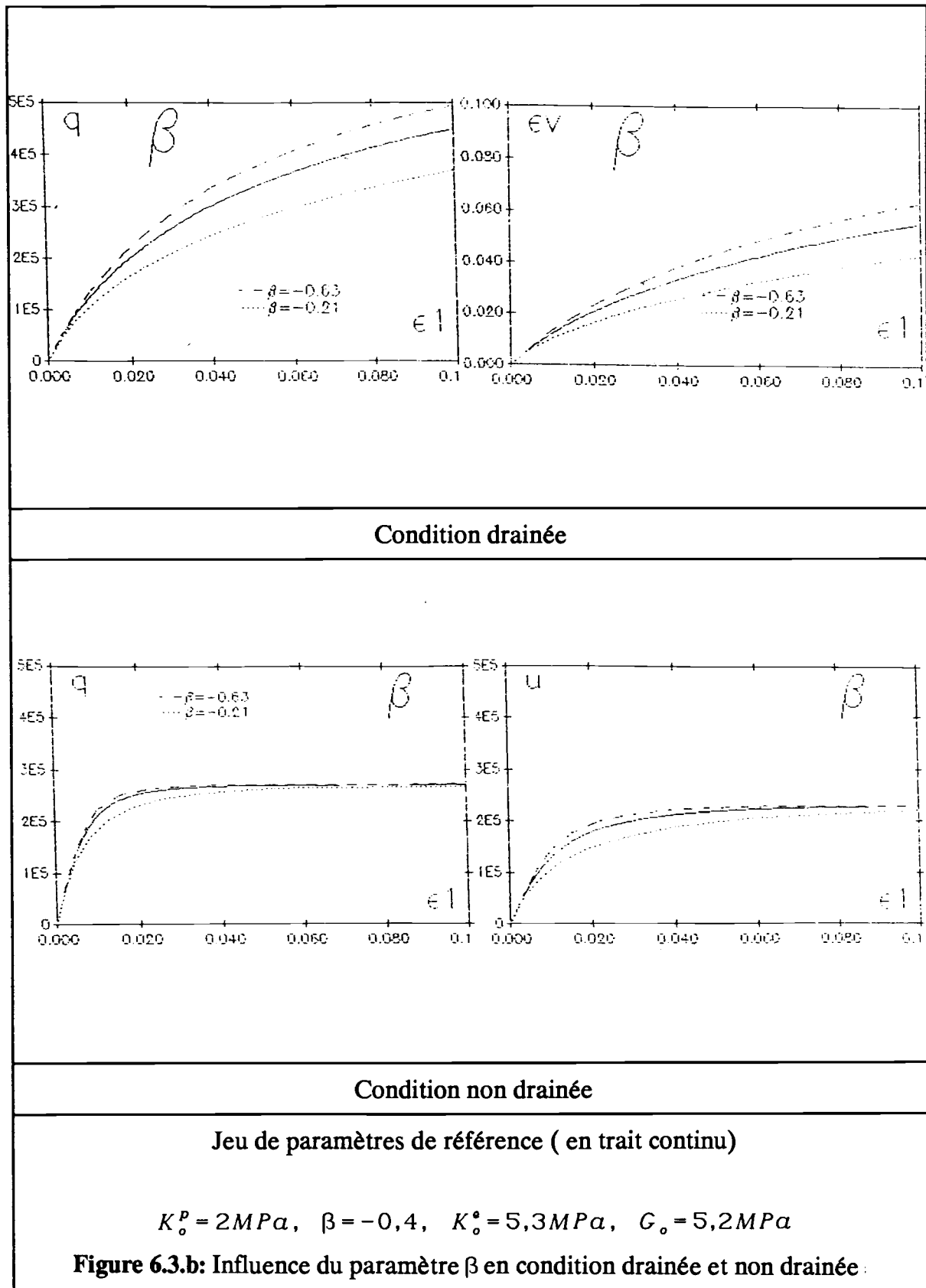
La figure 6.1 résume les influences des paramètres sur l'essai non-drainé.



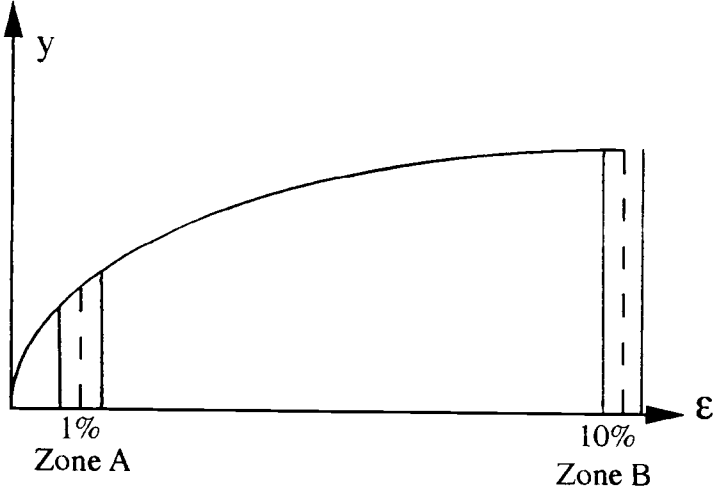








Valeurs du coefficient κ (p_i : paramètres du modèle) :								
$\frac{\Delta y}{y} = \kappa \cdot \frac{\Delta p_i}{p_i}$								
	zone A				zone B			
	Drainé		Non drainé		Drainé		Non drainé	
y	q	ϵ_v	q	u	q	ϵ_v	q	u
K_o^{PM}	0.56	-0.4	0.11	0	0.22	-0.24	0.11	-0.10
β	0.33	0.38	0.23	0.4	0.2	0.26	0	0
K_o^e	0	0	0	0.17	0	-0.13	-0.08	0.08
G_o	0.34	0.37	0.53	0.59	0.05	0.04	0	0



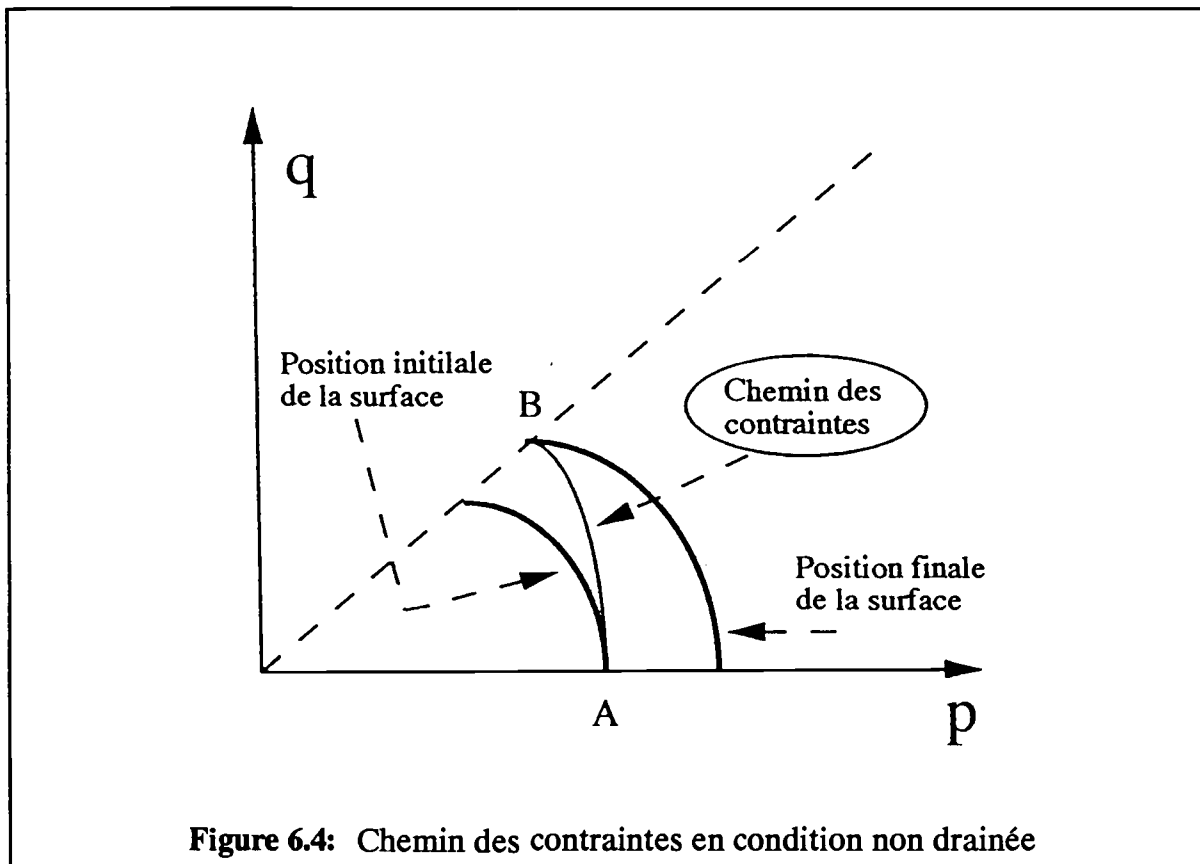
Définition des zones

Figure 6.3-c: Influence des paramètres dont l'identification est difficile

i) Influence des paramètres K_o^e et K_o^{PM} :

En non-drainé, ces deux paramètres fixent le point d'aboutissement du chemin des contraintes sur la droite de rupture, autrement-dit, la valeur du déviateur de rupture. Les influences de ces deux paramètres sont symétriques, en ce sens que leur variation engendre des effets opposés. Justifions ces constatations.

Sur la figure 6.4 est représenté un chemin des contraintes en non-drainé, avec les positions initiale et finale de la surface de consolidation.



La condition de non-drainage s'exprime par l'incompressibilité de l'échantillon:

$$\dot{\epsilon}_{ii} = 0$$

Pour un tel essai, la surface isotrope n'est pas activée du fait de la diminution de la pression moyenne effective. Le principe de décomposition de la déformation en une partie élastique et une partie plastique se résume ainsi en:

$$\dot{\epsilon}_{ii}^e + \dot{\epsilon}_{ii}^{PM} = 0$$

ceci permet d'exprimer l'accroissement de déformation volumique plastique directement en fonction du module élastique volumique:

$$\dot{\epsilon}_{ii}^{PM} = -\frac{\dot{I}_1}{3K^e}$$

D'autre part, la loi d'évolution de l'écrouissage isotrope est:

$$\dot{D} = 3K^{PM}\dot{\epsilon}_{kk}^{PM}$$

On est donc en mesure d'exprimer l'accroissement de D en fonction de la diminution de pression moyenne effective:

$$\dot{D} = -\frac{K_o^{PM}}{K_o^e} \cdot \dot{I}_1$$

En particulier, entre l'état A, origine du chemin, et l'état B, point final et représentatif de la rupture (Figure 6.4), il existe la relation:

$$D_B - D_A = -\frac{K_o^{PM}}{K_o^e} \cdot (I_{1B} - I_{1A})$$

Ainsi, pour une diminution de pression moyenne imposée, la dilatation de la surface de consolidation est proportionnelle au rapport constant K_o^{PM} / K_o^e . Ceci revient à dire que la valeur du déviateur de rupture en condition non-drainée est entièrement conditionnée par ce rapport. La symétrie des rôles des deux modules est bien entendu expliquée par leur position dans le rapport.

ii) Influence des paramètres β et G_o :

L'influence des paramètres est étudiée sur un sol supposé normalement consolidé. La déformation volumique est donc ici de nature purement contractante. Ainsi, pour un taux de déformation volumique donné et correspondant à une certaine mobilisation de la fonction D, le paramètre β permet de "doser" la quantité de déformations déviatoires plastiques, en particulier pour des niveaux de contrainte intermédiaires. En effet, la condition cinématique, dans le cas d'une compression triaxiale s'écrit:

$$\frac{\dot{\epsilon}_{kk}^{PM}}{\dot{\epsilon}_{II}^{PM}} = \beta \left(\frac{s_{II}}{s_{II}^r} - \frac{s_{II}^r}{s_{II}} \right)$$

Le paramètre G_o agit, de façon similaire au paramètre β , mais sur les déformations élastiques:

$$e_{ij}^e = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G}$$

2 Identification des paramètres

2.1 Informations issues de l'essai isotrope

La réponse du modèle à une sollicitation isotrope est de la forme:

$$\dot{\epsilon}_{kk} = \frac{1}{K_o} \cdot \left(\frac{3Pa}{I_1} \right)^n \cdot I_1 / 3$$

Bien entendu, le module volumique K_o est relatif à la déformation volumique totale. Chaque mécanisme contribue à la déformation volumique totale:

i) mécanisme élastique: $\dot{\epsilon}_{kk}^e = \frac{1}{K_o^e} \cdot \left(\frac{3Pa}{I_1} \right)^n \cdot I_1 / 3$

ii) mécanisme de consolidation: $\dot{\epsilon}_{kk}^{pM} = \frac{1}{K_o^M} \cdot \left(\frac{3Pa}{I_1} \right)^n \cdot I_1 / 3$

iii) mécanisme isotrope: $\dot{\epsilon}_{kk}^{pI} = \frac{1}{K_o^I} \cdot \left(\frac{3Pa}{I_1} \right)^n \cdot I_1 / 3$

Le module volumique correspond donc à l'ensemble formé par la contribution des mécanismes élastique, de consolidation, et isotrope, et est égal à:

$$\frac{1}{K_o} = \frac{1}{K_o^e} + \frac{1}{K_o^M} + \frac{1}{K_o^I}$$

L'essai isotrope est donc en mesure de nous fournir la valeur du paramètre n , et une relation entre les trois modules volumiques. Supposons n différent de 1, et notons:

$$m = \frac{1}{1-n} \quad \text{et} \quad C = (K_o / Pa \cdot (1-n))^m,$$

l'équation différentielle précédente s'intègre pour donner:

$$p = C (\epsilon_{kk} + \epsilon_{kk}^o)^m$$

où $p = \frac{I_1}{3Pa}$. Nous sommes donc en présence d'une loi de Swift, avec trois paramètres à

déterminer: C , m et ϵ_{kk}^o . De multiples méthodes mathématiques sont utilisables. Citons la méthode de Newton-Raphson, les méthodes du gradient, ou encore la méthode très efficace de Nelder-Meade [20].

Si le paramètre n est pris égal à 1, l'intégration de l'équation différentielle devient:

$$\epsilon_{KK} + \epsilon_{kk}^o = \frac{1}{K_o} \cdot \text{Ln } p$$

qui est une loi d'évolution de la déformation volumique de type Cam-Clay. Dans ce cas, seuls deux paramètres sont à déterminer: ϵ_{kk}^o et K_o . Une méthode des Moindre-Carrés est suffisante.

Notons que la plupart des essais isotropes expérimentaux sont représentés dans le repère formé par l'indice des vides et la pression moyenne:

$$\epsilon_{kk} = - \frac{e - e^o}{1 + e^o}$$

2.2 Paramètres élastiques

Les paramètres élastiques dont il est question ne sont pas les paramètres élastiques au vrai sens du terme. Le comportement élastique vrai, c'est-à-dire réversible, en compression dans l'appareil triaxial n'existe que pour des déformations inférieures à 10^{-5} . Les paramètres élastiques utilisés dans le modèle sont en fait des paramètres relatifs à la pente initiale des courbes de compression triaxiale. En fait, pour l'essai drainé, il faut considérer le fait que dès le début de l'essai, sont activés le mécanisme isotrope, et le mécanisme de consolidation. Les pentes initiales comportent ainsi une composante élastique et deux composantes plastiques. Une identification rigoureuse en condition drainée devra ainsi être faite plutôt sur un déchargement. Cependant, si l'on considère que le développement de déformations plastiques est assez faibles en début de chargement, une première évaluation des paramètres élastiques pourra être obtenue par mesure directe des pentes initiales.

i) compression non-drainée:

En compression non-drainée, le comportement du modèle à faible déviateur des contraintes est assimilé à un comportement élastique, car le chemin des contraintes est pratiquement vertical, et la surface de consolidation activée presque tangentiellement. La condition d'incompressibilité implique donc que:

$$\dot{q} = 3G^e \dot{\epsilon}_{11}$$

$$\dot{u} = G^e \dot{\epsilon}_{11}$$

L'essai non-drainé ne renseigne directement que sur la paramètre G_o par la mesure des pentes initiales des courbes $q - \epsilon_{11}$ et $u - \epsilon_{11}$.

ii) compression drainée:

En compression drainée, la pente initiale de la courbe $q - \epsilon_{11}$ fournit le module d'Young selon:

$$E = dq / d\epsilon_{11}$$

où E est supposé dépendre, compte tenu de la non-linéarité de l'élasticité reprise du modèle C.J.S., de la contrainte moyenne selon:

$$E = E_o \left(\frac{I_1}{3Pa} \right)^n \text{ car } A(I_1, 0) = 1 \text{ (Chap. 2)}$$

La pente initiale de la courbe de variation de volume fournit le coefficient de poisson (supposé indépendant de la contrainte moyenne [3]):

$$\nu = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d\epsilon_v}{d\epsilon_{11}} \right)$$

Les modules K_o^e et G_o sont alors obtenus à partir de:

$$K_o^e = \frac{E_o}{3(1-2\nu)} \qquad G_o = \frac{E_o}{2(1+\nu)}$$

2.3 Paramètres des mécanismes de consolidation et isotrope

2.3.1 Paramètres de rupture

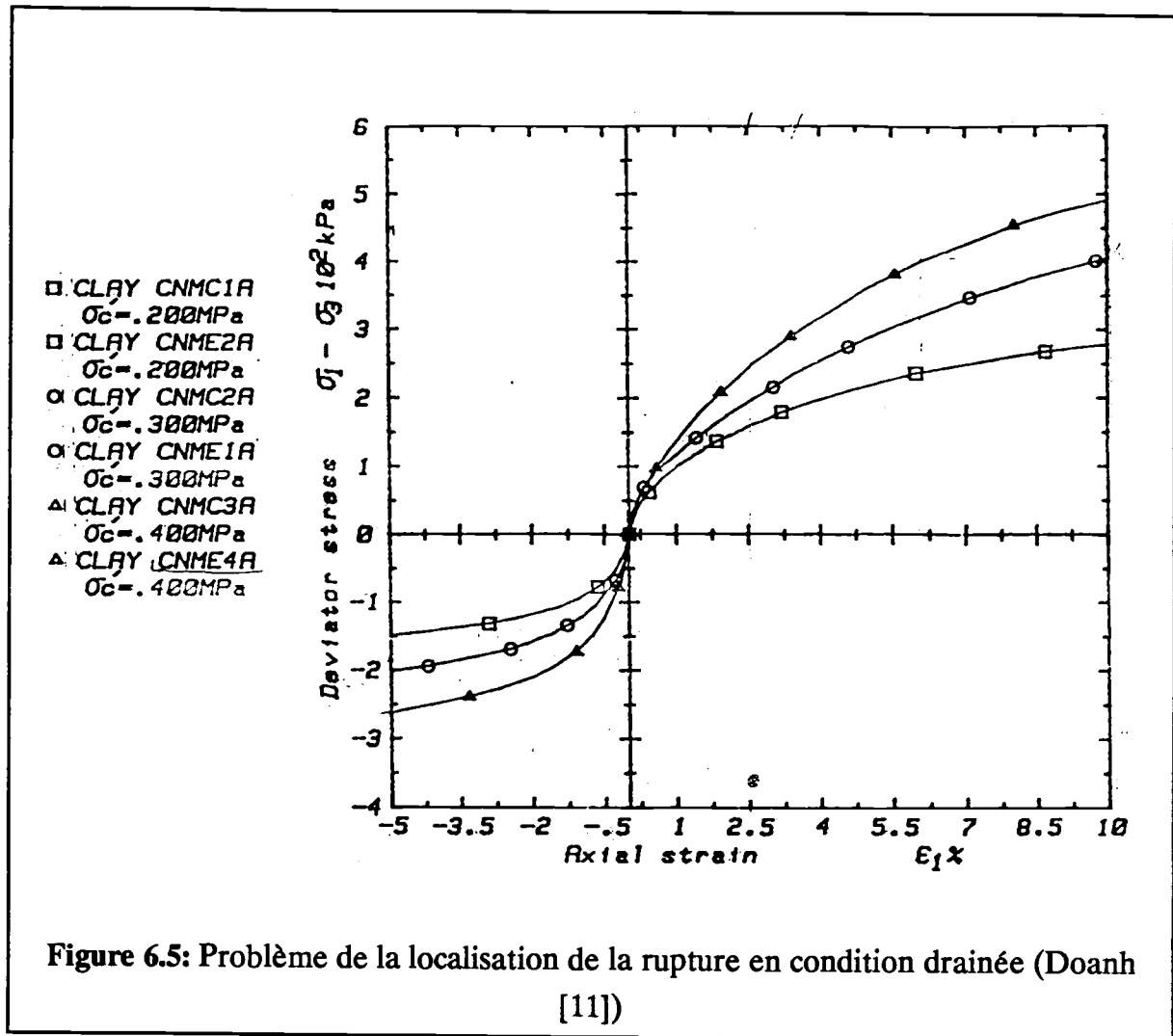
2.3.1.1 Recherche de la rupture

La notion de palier de rupture sur la courbe $q - \epsilon_{11}$ d'un essai triaxial drainé en compression n'est pas claire. Les essais expérimentaux de la figure 6.5 montrent la croissance continue du déviateur alors même que l'on est en grande déformation.

Cette constatation, incite à préférer l'essai non-drainé, où la visualisation des paliers est immédiate, pour la détermination des paramètres de rupture. Dans ce cas la donnée des deux courbes $q - \epsilon_{11}$ et $u - \epsilon_{11}$ sont nécessaires. On exploite alors l'équation de la surface de rupture mise sous la forme:

$$\frac{M^r}{(1-\gamma)^{1/3}} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} \cdot q^{rc}}{p^{rc}}$$

$$p^{rc} = q^{rc} + 3(\sigma_3 - u^{rc})$$



q^{rc} désigne le déviateur de rupture, et u^{rc} la pression interstitielle de rupture en compression triaxiale non-drainée.

2.3.1.2 Détermination des paramètres M^r et γ

Les deux paramètres M^r et γ sont relatifs à la rupture. Il s'agit ici de les déterminer tous les deux.

γ traduit la dissymétrie du critère par rapport à l'axe des contraintes moyennes (Figure 6.6).

Sa détermination idéale exige la possession d'un essai charge-décharge présentant la rupture en compression et la rupture en extension. Ainsi, si l'on connaît l'état de rupture en compression (p^{rc} , q^{rc}) et l'état de rupture en extension, (p^{re} , q^{re}), on a:

$$\frac{q^{rc} p^{re}}{q^{re} p^{rc}} = \left(\frac{1+\gamma}{1-\gamma} \right)^{\frac{1}{3}}$$

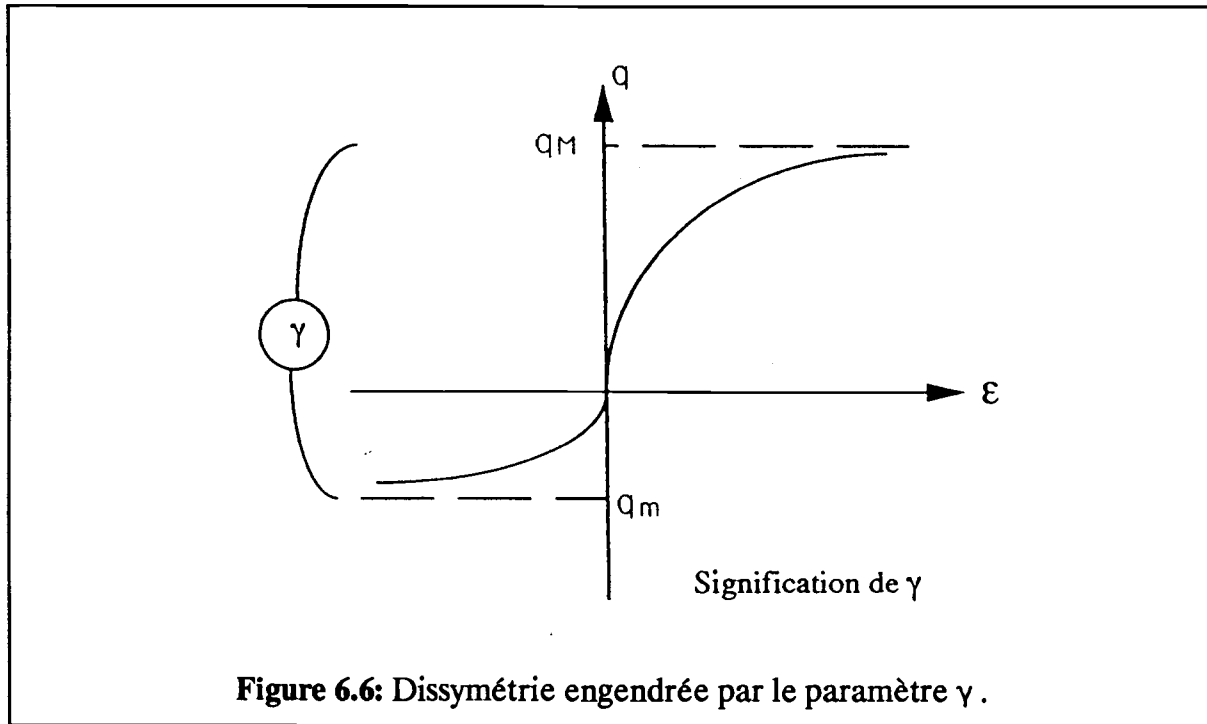


Figure 6.6: Dissymétrie engendrée par le paramètre γ .

On est alors en mesure de déterminer le paramètre M^r en utilisant la surface de plasticité parfaite:

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \cdot q^{rc} (1-\gamma)^{1/3} = 3M^r \cdot p^{rc}$$

Si l'on ne dispose pas d'éléments clairs sur la rupture en extension, l'on pourra caler le critère avec celui de Lade, en supposant deux points communs, correspondant à la compression et à l'extension. Rappelons la forme du critère de Lade:

$$\frac{I_1^3}{I_3} = K$$

qui s'exprime encore sous la forme:

$$\frac{\det(s_{ij})}{I_1^3} - \frac{1}{6} \left(\frac{s_{II}}{I_1} \right)^2 = K$$

Soit, en introduisant l'angle de Lode:

$$\sqrt{54} \left[\frac{1}{6} \cdot \left(\frac{I_1}{s_{II}} \right) + \left(\frac{I_1}{s_{II}} \right)^3 K \right] = \cos(3\theta)$$

Ainsi, en compression:

$$\sqrt{54} \left[\frac{1}{6} \cdot \left(\frac{I_1}{s_{II}} \right)_c + \left(\frac{I_1}{s_{II}} \right)_c^3 K \right] = 1$$

et en extension:

$$\sqrt{54} \left[\frac{1}{6} \cdot \left(\frac{I_1}{s_{II}} \right)_e + \left(\frac{I_1}{s_{II}} \right)_e^3 K \right] = -1$$

Les valeurs de $\left(\frac{I_1}{s_{II}} \right)_c$ et de $\left(\frac{I_1}{s_{II}} \right)_e$ peuvent ainsi être calculées.

L'expression du critère de rupture du modèle C.J.S. fournissant d'autre part:

$$\frac{1-\gamma}{1+\gamma} = \left[\frac{(I_1/s_{II})_c}{(I_1/s_{II})_e} \right]^3$$

il sera possible de déterminer le paramètre γ à partir de la connaissance de K (γ peut aussi être calé à partir du critère de Mohr-Coulomb).

2.3.2 Paramètre β

i) Détermination de β par calage avec le potentiel du modèle de Cam-Clay modifié:

La condition cinématique, s'écrit dans le cas d'une compression triaxiale:

$$\frac{\dot{\epsilon}_{kk}^{pM}}{\dot{\epsilon}_q^{pM}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \beta \left(\frac{s_{II}}{s_{II}^r} - \frac{s_{II}^r}{s_{II}} \right) \quad \text{avec} \quad \epsilon_q^{pM} = \epsilon_{11}^{pM} - \epsilon_{33}^{pM}$$

Si l'on note à présent:

$$M = \frac{3M^r}{\sqrt{2/3} \cdot (1-\gamma)^{1/3}} \quad \eta = \frac{q}{p}$$

La condition s'écrit encore:

$$\frac{\dot{\epsilon}_{kk}^{pM}}{\dot{\epsilon}_q^{pM}} = -2 \cdot \sqrt{\frac{2}{3}} \beta \cdot \frac{1}{M} \left(\frac{M^2 - \eta^2}{2\eta} \right)$$

Le modèle Cam-Clay Modifié est, quant à lui, construit sur la condition cinématique suivante:

$$\frac{\dot{\epsilon}_{kk}^{pM}}{\dot{\epsilon}_q^{pM}} = \frac{M^2 - \eta^2}{2\eta}$$

Une valeur du paramètre β possible est celle obtenue en choisissant d'utiliser un potentiel plastique identique à celui du modèle Cam-Clay modifié:

$$\beta = -\frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot M$$

Cette valeur pourra, en tout cas, être utilisée comme valeur initiale d'un processus itératif.

ii) Détermination de β au moyen de résultats expérimentaux:

Si l'on possède uniquement des essais effectués sur un échantillon normalement consolidé, donc contractant, la détermination du paramètre β est difficile, car son influence se ressent essentiellement au niveau intermédiaire de sollicitation déviatoire. La condition cinématique à l'état initial isotrope de chargement, ainsi qu'à la rupture ne dépend pas de β .

Une possibilité est alors de prendre arbitrairement un état de contrainte intermédiaire, et d'estimer que:

$$d = \frac{d\epsilon_{kk}^{pM}}{d\epsilon_q^{pM}} \approx \frac{d\epsilon_{kk}}{d\epsilon_q}$$

Sur la courbe $\epsilon_{kk} - \epsilon_{11}$ de l'essai drainé, on mesurera la pente à l'état de contrainte choisi, et on déterminera β par l'écriture de la condition cinématique.

En non-drainé, on utilisera le fait que:

$$d = -\frac{\dot{q} - 3\dot{u}}{3K^0}$$

L'essai idéal de détermination de β est drainé et effectué sur un sol surconsolidé. Dans ce cas, il est simple de mesurer la pente de l'asymptote de la courbe $\epsilon_{kk} - \epsilon_{11}$. On utilise pour cela, la condition cinématique écrite sous la forme:

$$\beta = \frac{\sqrt{6} d' (\sigma_{11}^0 - \sigma_{33})}{(3 - d') \cdot (\sigma_{11}^0 - \sigma_{33})} \quad \text{et} \quad d' = \frac{d\epsilon_{kk}^{pM}}{d\epsilon_{11}^{pM}} \approx \frac{d\epsilon_{kk}}{d\epsilon_{11}}$$

En non-drainé, sur échantillon sur-consolidé, une difficulté apparaît du fait du fonctionnement de la surface de consolidation. Contrairement au modèle C.J.S., la droite de plasticité parfaite, en non-drainé, n'a pas le comportement d'une asymptote, mais est le lieu d'aboutissement obligatoire à la rupture. L'essai de compression triaxiale non-drainé génère ainsi forcément un palier de rupture. Il n'est donc pas question ici, comme dans le modèle C.J.S de définir, et de mesurer une pente de dilatance.

2.3.3 Paramètre K_o^{PM}

Le module élastique étant connu, il est possible de déterminer le paramètre K_o^{PM} à partir d'un essai non-drainé. En effet, la relation:

$$D_B - D_A = -\frac{K_o^{MP}}{K_o^e} \cdot (I'_{1B} - I'_{1A})$$

permet de connaître la pression moyenne effective correspondant à la rupture. Le point B est à l'intersection de la surface de plasticité parfaite, et de la surface de consolidation, donc:

$$\Psi(I'_{1B}, D_B) = 1$$

Il est ainsi possible d'exprimer I'_{1B} en fonction de la pression isotrope initiale de début d'essai ($I'_{1A} = D_A$).

L'essai expérimental fournit cette pression moyenne effective de rupture. On en déduit le paramètre K_o^{PM} .

2.3.4 Paramètre K_o^I

i) Si l'on dispose d'un essai isotrope, le paramètre se déduira des identifications précédentes (§ 2.1, 2.2, et 2.3.3) par la relation:

$$\frac{1}{K_o} = \frac{1}{K_o^e} + \frac{1}{K_o^{PM}} + \frac{1}{K_o^I}$$

ii) Si l'on dispose d'un essai de compression triaxiale drainé, ce paramètre se déterminera par ajustement de la courbe $\epsilon_{kk} - \epsilon_{11}$. Le paramètre K_o^I n'est influant que sur cette courbe.

2.3.5 Processus de détermination par ajustement de courbes

L'étude de l'influence des paramètres effectuée conjointement en condition drainée et non-drainée peut s'avérer très utile pour établir une démarche systématique d'identification par un processus itératif d'ajustement de courbes. Compte tenu des performances actuelles et à venir des outils de calcul, ce genre de procédé n'est pas à négliger.

Le procédé d'ajustement de courbes consiste à superposer la courbe de simulation à la courbe expérimentale en ajustant les paramètres. La superposition n'étant en général pas exactement possible, on définit un critère de qualité de superposition, comme par exemple l'erreur quadratique, ou l'étendue de la surface séparant les deux courbes. Il est évident que l'ajustement des paramètres n'est pas le résultat d'un processus aléatoire, mais d'une progression vers la solution. Cette progression est régie par exemple par un processus mathématique. Les méthodes du gradient, de Newton-Raphson, et autres sont de telles techniques. Cependant, l'utilisation de modèles incrémentaux comportant plus d'une dizaine de paramètres, les excluent.

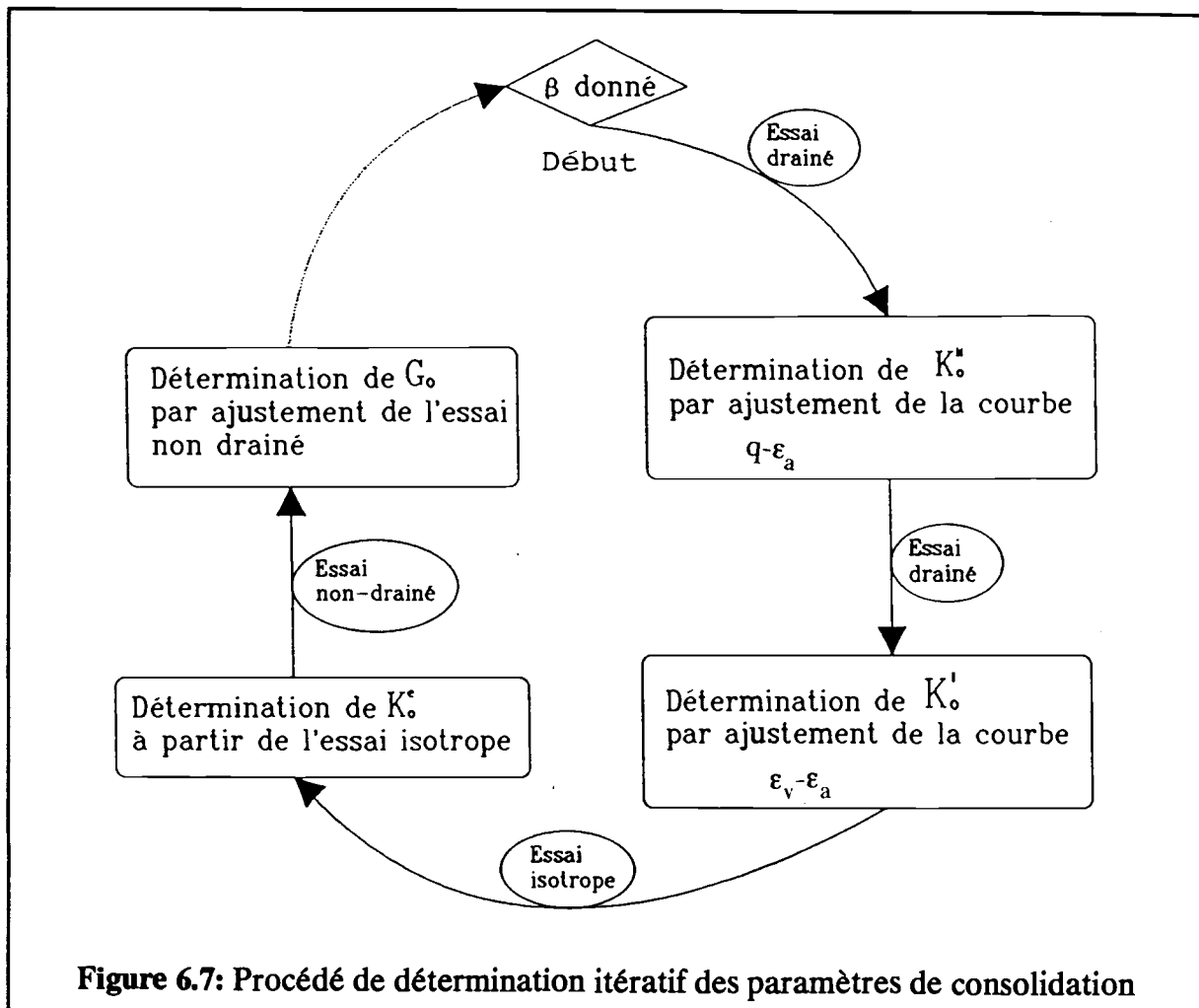
La recherche d'une technique de progression vers la solution doit alors être basée sur la compréhension du fonctionnement du modèle lui-même, et plus précisément, sur l'observation de l'influence quantitative et qualitative des paramètres.

Nous proposons ici un tel procédé, pour la détermination des paramètres de la surface de consolidation. Il réclame la possession de:

- un essai isotrope en charge
- un essai triaxial drainé monotone
- un essai triaxial non-drainé monotone

et la démarche est la suivante:

- 1) Les paramètres de rupture sont déterminés analytiquement selon ce qui est indiqué plus haut;
- 2) Le module volumique total, ainsi que la puissance n utilisée dans les trois mécanismes, sont déterminés par une méthode Newton-Raphson, avec l'essai isotrope;
- 3) Les paramètres G_o , K_o^M , K_o^I , K_o^e , β sont déterminés par le processus décrit sur la figure 6.7.



Le paramètre β est initialement donné, en l'ajustant par exemple avec le potentiel du Cam-Clay modifié. On détermine alors K_o^M par ajustement de la courbe $q - \epsilon_1$ de l'essai drainé. On détermine ensuite K_o^I par ajustement de la courbe $\epsilon_v - \epsilon_1$ de l'essai drainé. Les résultats de l'essai isotrope sont ainsi en mesure de fournir K_o^I . On utilise enfin l'essai non-drainé pour déterminer G_o par ajustement de l'essai non-drainé. Si ce dernier est mal ajustable (c'est-à-dire que les paliers de rupture ne correspondent pas), on change β , et on recommence le processus.

2.4 Paramètres de la surface déviatoire

Le mécanisme déviatoire nécessite l'identification de trois paramètres: a , b , et p . Ce sont donc les paramètres qui vont piloter la réponse cyclique du modèle.

a) Influence des paramètres:

i) **p** : il correspond au rayon maximal du domaine élastique dans le plan déviatoire, pour un **D** donné. Il n'est accessible qu'à partir d'un essai de déchargement en drainé ou non-drainé;

ii) **b**: c'est le paramètre réglant la vitesse d'accès au rayon principal. Sa détermination est très difficile. Il peut être influant sur la vitesse d'adaptation des cycles sur un essai alterné. On le prendra nul si l'on opte pour un écrouissage cinématique pur.

iii) **a**: c'est le paramètre pilote du mécanisme déviatoire. Il apparaît directement en facteur dans le module d'écrouissage cinématique. Il règle de ce fait l'importance de déformation déviatoire plastique à l'intérieur du domaine limité par la surface de consolidation.

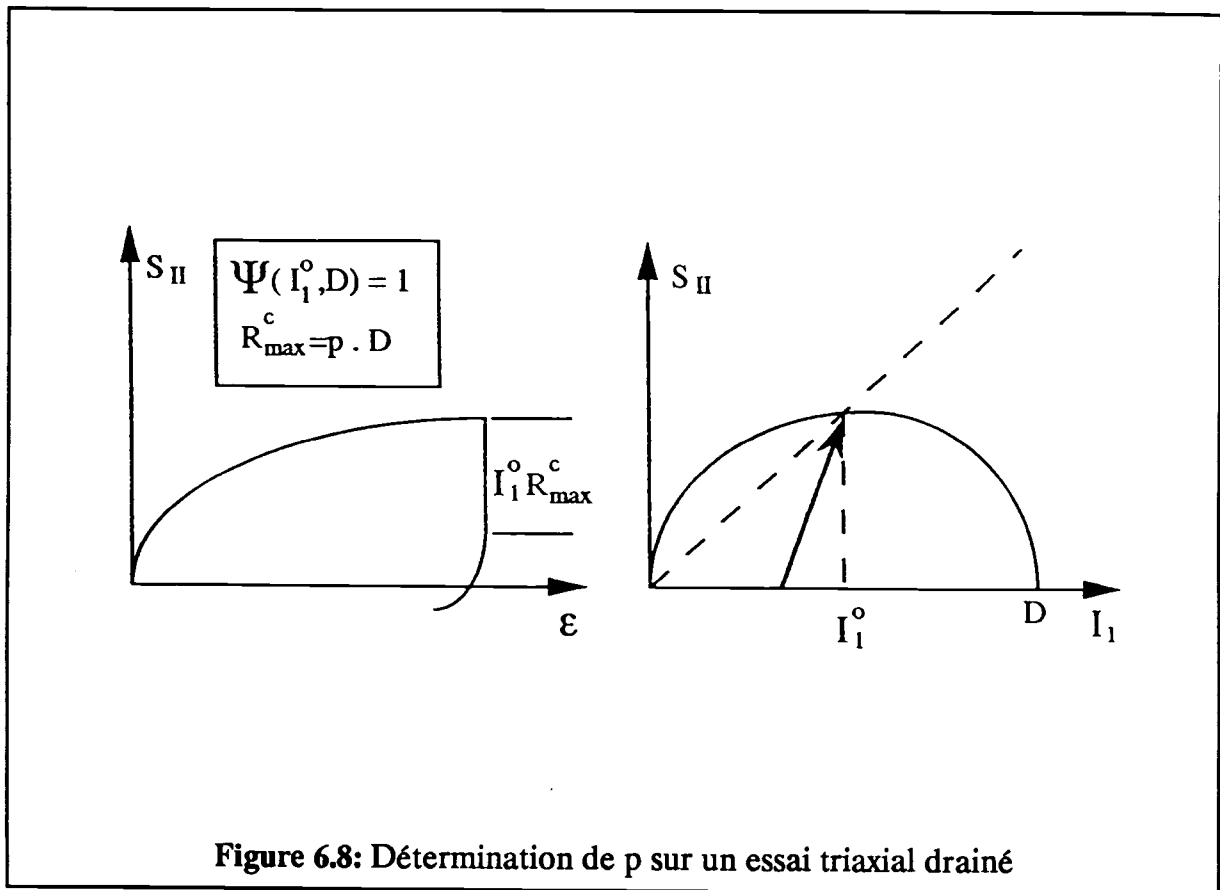
L'influence du paramètre **a** est illustrée sur les essais suivants (Figure 6.9). On remarque, sur la figure 6.9-a, qu'il existe des valeurs de ce paramètre qui conduisent à la liquéfaction (annulation des contraintes effectives). Dans ce cas, les déformations sont suffisamment importantes pour qu'il y ait annulation des contraintes, avant de pénétrer dans le domaine de dilatance.

b) Détermination des paramètres:

i) **p**: Il peut être déterminé sur un essai drainé ou non sur sol normalement consolidé, effectué pratiquement jusqu'à la rupture, et comprenant un déchargement avec apparition de déformations irréversibles. Le procédé d'identification est exposé sur la figure 6.8.

ii) **a**: Il sera déterminé par ajustement de courbe. Une méthode idéale pour le déterminer, est de disposer d'un essai cyclique avec stabilisation des cycles. **a** est alors déterminé par ajustement des courbes. Le résultat d'un essai sur échantillon surconsolidé, permettra également, mais moins précisément d'en déterminer une estimation.

iii) **b**: Il sera déterminé par ajustement de courbe. Il est lié à la vitesse d'adaptation d'un chargement cyclique.



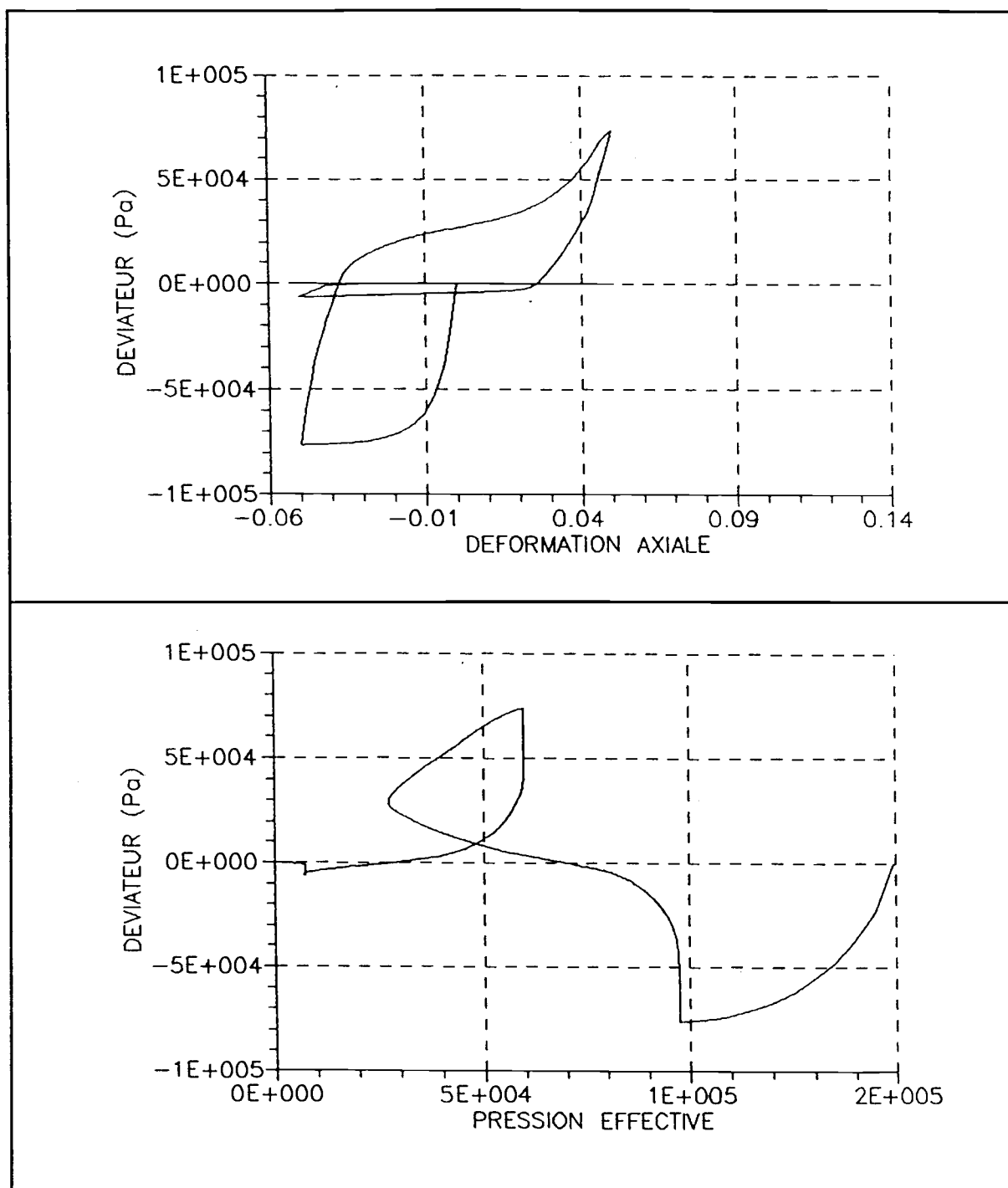


Figure 6.9-a: influence du paramètre a - Essai triaxial non drainé cyclique
 $a = 2.25E-4$ (jeu du chapitre 8).

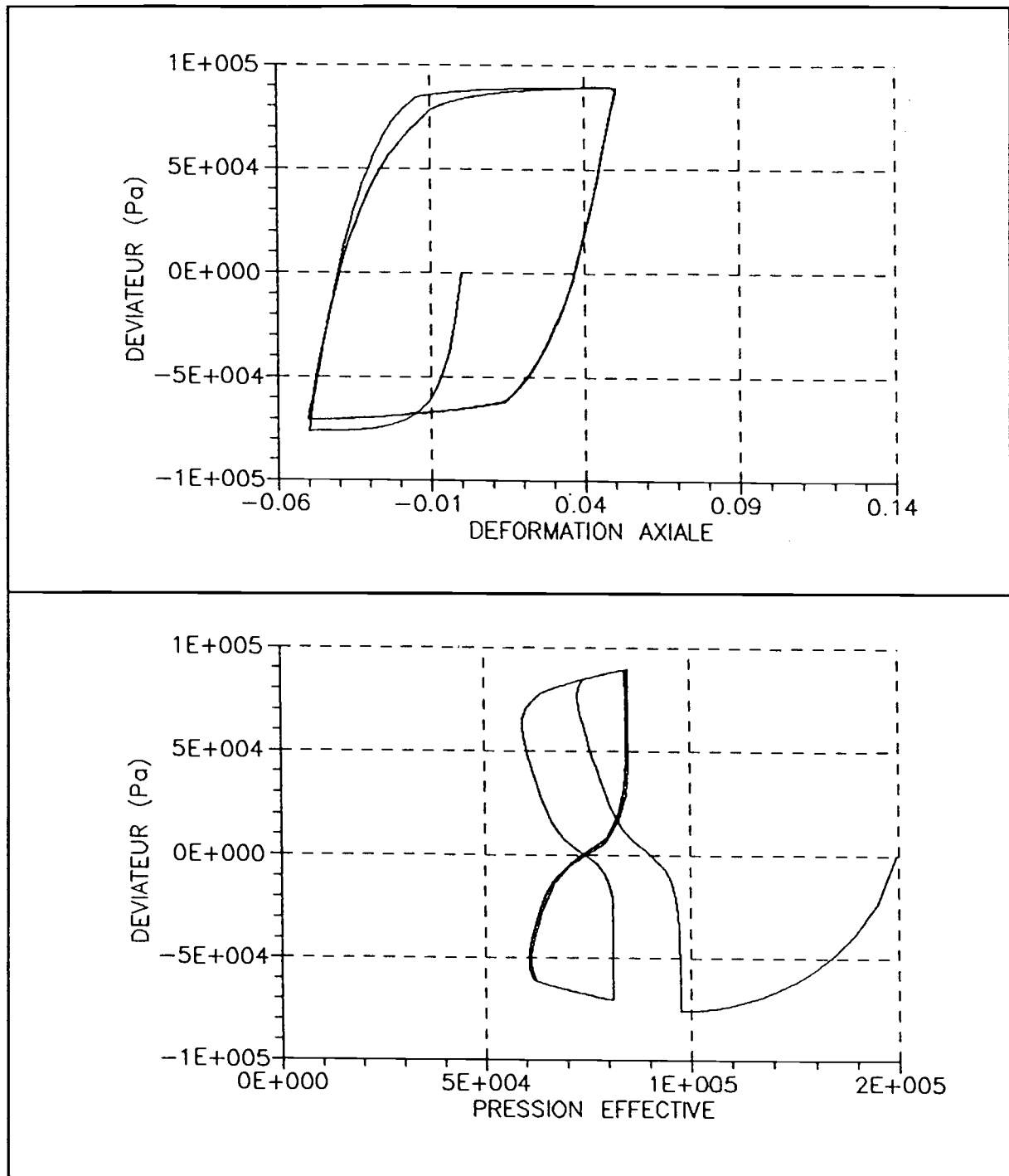


Figure 6.9-b: influence du paramètre a - Essai triaxial non drainé cyclique
 $a = 8.25E-4$ (jeu du chapitre 8).

CHAPITRE 8

Validation du modèle sur des essais homogènes

1 Objectifs

Dans ce chapitre, on examine les possibilités du modèle développé, à reproduire le comportement d'une argile sur des essais variés. Ceux-ci ont été exclusivement réalisés par T.Doanh [11] sur de la kaolinite P300, argile pour laquelle les résultats de laboratoire sont très nombreux. Nous nous sommes essentiellement axés sur les essais cycliques, pour lesquels apparait l'interaction entre les deux mécanismes déviatoires et de consolidation.

Les chemins de sollicitation sélectionnés sont les suivants:

- i) Essais triaxiaux axisymétriques monotones en compression drainée et non-drainée;
- ii) Essais triaxiaux axisymétriques cycliques en condition drainée et non-drainée avec limitation en déformation ou en contrainte;
- iii) Essais triaxiaux axisymétriques au chemin des contraintes totales imposé circulaire en condition drainée et non-drainée;
- iv) Essais de torsion cycliques en condition non-drainée, à contrainte axiale constante, et déviateur non nul.

On notera la prépondérance des essais effectués en condition non-drainée, condition la plus naturellement rencontrée pour les argiles.

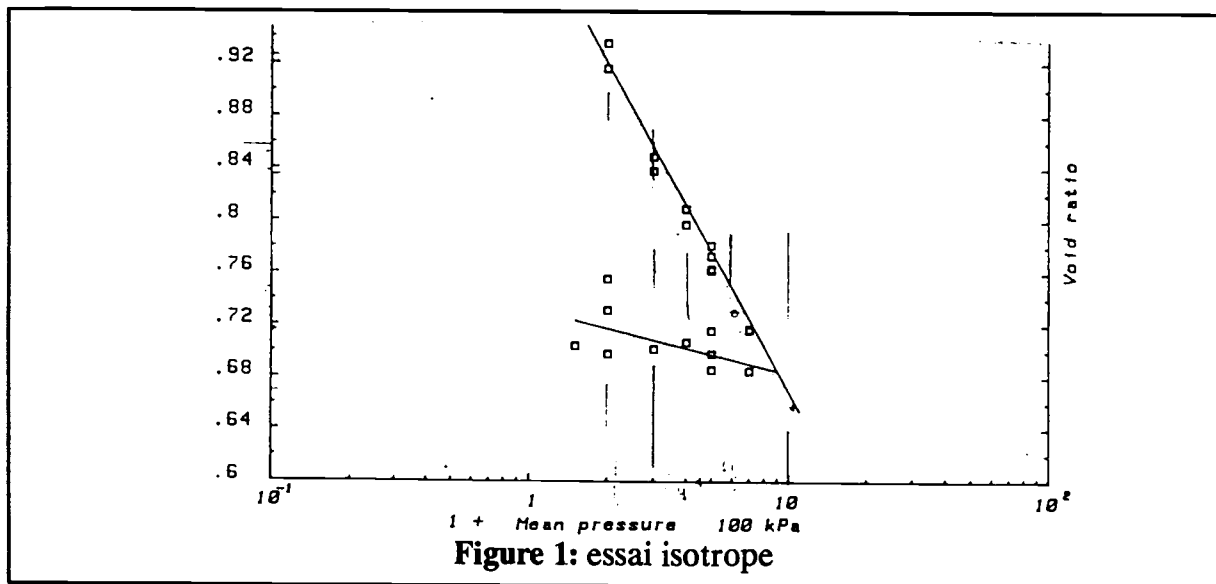
2 Essais triaxiaux axisymétriques en compression

La simulation de ces essais a principalement deux objectifs: identifier les paramètres relatifs à la surface de consolidation, et tester les capacités du modèle à reproduire simultanément le comportement drainé et non-drainé à différentes pressions de confinement.

Du fait, que pour ce genre d'essais, la surface déviatoire n'est pas activée, les principales caractéristiques des simulations sont classiques. Rappelons en effet, que malgré quelques raffinements, le fonctionnement du mécanisme de consolidation est assez semblable à celui des modèles de type Cam-Clay. Ce genre d'essais a essentiellement pour objectif de montrer l'opportunité de la prise en compte du mécanisme isotrope, susceptible d'améliorer la simulation simultanée d'essais drainés et non-drainés.

2.1 Identification:

L'identification est faite ici, à partir de l'essai isotrope de la figure 1, et deux essais triaxiaux classiques à pression de confinement de 4 bars, l'un drainé et l'autre non (Figures 7 et 8), au moyen du schéma de la figure 6.7 du chapitre 7.



Les paramètres obtenus sont les suivants:

K_o^e	K_o^M	K_o^I	G_o	β	M^r	γ
10 Mpa	8.5 Mpa	2.3 Mpa	3 Mpa	-0.10	0.251	0.32

2.2 Tests sur d'autres pressions de confinement

Le jeu de paramètres précédent est utilisé pour la reproduction d'un essai à pression de confinement de 200kPa (Figures 7 et 8), puis de 150kPa (Figure 9). Cette dernière pression de confinement sera souvent utilisée par la suite, pour divers essais cycliques. On remarquera principalement:

1) Le palier de rupture, localisable uniquement sur les essais non-drainés, est effectivement bien reproduit pour les pressions de confinement de 400 et 150 kPa.

2) Pour les essais drainés, le modèle fait apparaître une indépendance de la courbe $\epsilon_{kk} - \epsilon_{11}$ avec la pression de confinement, résultat généralement admis pour les argiles [13], quoi que contraire aux résultats expérimentaux utilisés ici.

3) Les qualités de reproductibilité comparées, aux pressions de confinement de 150kPa et 200kPa sont très différentes, alors que ces deux pressions sont très similaires.

4) Dans tous les cas, la pression interstitielle est très bien reproduite.

Deux essais monotones sur échantillons surconsolidés ont ensuite été effectués. L'aspect de la surconsolidation sera mieux traité dans la suite avec les essais cycliques, mais il est bon de montrer brièvement l'aspect du chemin des contraintes en non drainé, selon la valeur du degré de surconsolidation. L'identification des paramètres du mécanisme déviatoire est faite avec l'essai cyclique non drainé du paragraphe 3.1.

La figure 10 montre la réponse du modèle pour un faible degré de surconsolidation ($OCR = 2$). Le résultat est satisfaisant. Sur la figure 11-a nous avons représenté le chemin des contraintes correspondant. Sur la figure 11-b, nous avons représenté le chemin des contraintes correspondant à la simulation d'un essai effectué sur un échantillon de degré de surconsolidation initial de 5,3. Nous y avons également placé la surface de consolidation à l'état initial isotrope correspondant. On constate ainsi l'augmentation de la contrainte effective moyenne en fin d'essai, caractéristique du comportement des échantillons très surconsolidés.

3 Essais triaxiaux cycliques en non-drainé

3.1 Essais limités en déformation

La simulation d'un essai cyclique non drainé sur un échantillon normalement consolidé est effectuée avec une limitation en déformation. La sollicitation est symétrique avec un départ en extension. La pression de confinement est de 150kPa, comme pour la plupart des essais suivants. Cet essai a été utilisé pour la détermination des paramètres du mécanisme déviatoire, par ajustement de courbes. Les paramètres obtenus sont les suivants:

a	κ	$R_{\max}^c$
4.25E-4	1E7	0,0816

L'expérience et la simulation sont représentées sur la figure 12.

i) courbe déviateur - déformation axiale:

- Le départ en extension, principalement piloté par le mécanisme de consolidation est bien reproduit. A partir du deuxième cycle, on observe, de façon similaire à l'expérience, un changement de concavité des cycles. La simulation tend tout de même à l'accentuer.

- Il y a stabilisation rapide des cycles. Celle-ci, comme il en a été question au chapitre 7, est conditionnée par le paramètre a , pour lequel, d'ailleurs, certaines valeurs sont susceptibles d'entraîner la liquéfaction.

ii) courbe pression interstitielle - déformation axiale:

- Il y a augmentation de la pression interstitielle au cours du cyclage, jusqu'à la stabilisation.

- Notons par contre deux faits propres à la simulation: les boucles représentatives des cycles ont une surface plus importante, et on observe un point d'inflexion sur toute les branches de chargement. Il est la conséquence du choix d'une surface potentielle associée au mécanisme déviatoire orthogonale à l'axe hydrostatique à déviateur nul. Nous reviendrons sur ce problème dans le paragraphe relatif aux essais limités en contraintes.

3.2 Essais limités en contrainte

Les simulations effectuées dans ce paragraphe, sont basées sur des essais triaxiaux non drainés cycliques limités en contrainte. Elles sont l'occasion de montrer l'influence du degré de surconsolidation en régime cyclique.

Deux essais expérimentaux servent de référence. Le premier est effectué sur un échantillon normalement consolidé (Figure 13). Le deuxième, avec les mêmes conditions d'essais sur un échantillon surconsolidé à O.C.R. de 2.7 (Figure 14).

i) Caractéristiques de la simulation:

L'évolution de la déformation de l'argile soumise à des essais cycliques limités en contrainte, va dépendre du niveau de la sollicitation imposée. Plus le niveau est important, plus les vitesses d'évolution de la déformation, et de la pression interstitielle sont importantes, et moins le nombre de cycles nécessaires pour arriver à la rupture est important.

Une faible variation des contraintes limites est susceptible de modifier considérablement la réponse, surtout après quelques cycles, durant lesquels s'accumulent les différences. Les essais non drainés limités en contrainte sont de ce fait, des essais difficiles à simuler.

Sur l'échantillon normalement consolidé (Figure 13), la simulation, tout comme l'expérience, montre une augmentation de l'amplitude de la déformation cyclique. Dans le cas de l'expérience, cette augmentation est assez importante au quatrième cycle pour conduire l'échantillon à de grandes déformations assimilables à la rupture. Par contre, dans le cas de la simulation, l'amplitude de la déformation cyclique augmente jusqu'à une

valeur maximale, puis les cycles suivants conservent cette amplitude, mais se décalent le long de l'axe des déformations. Autrement-dit, il y a augmentation de la déformation permanente, alors que l'amplitude de la déformation cyclique reste constante.

Sur la simulation de l'échantillon surconsolidé, cette évolution est encore plus manifeste.

Il est alors intéressant d'observer l'essai expérimental présenté sur la figure 2. C'est un essai triaxial non drainé cyclique, toujours limité en contrainte, mais effectué sur un échantillon de degré de surconsolidation de 5.3. Sur cet essai, on observe sur les derniers cycles, cette évolution de l'amplitude de la déformation cyclique, et de la déformation permanente.

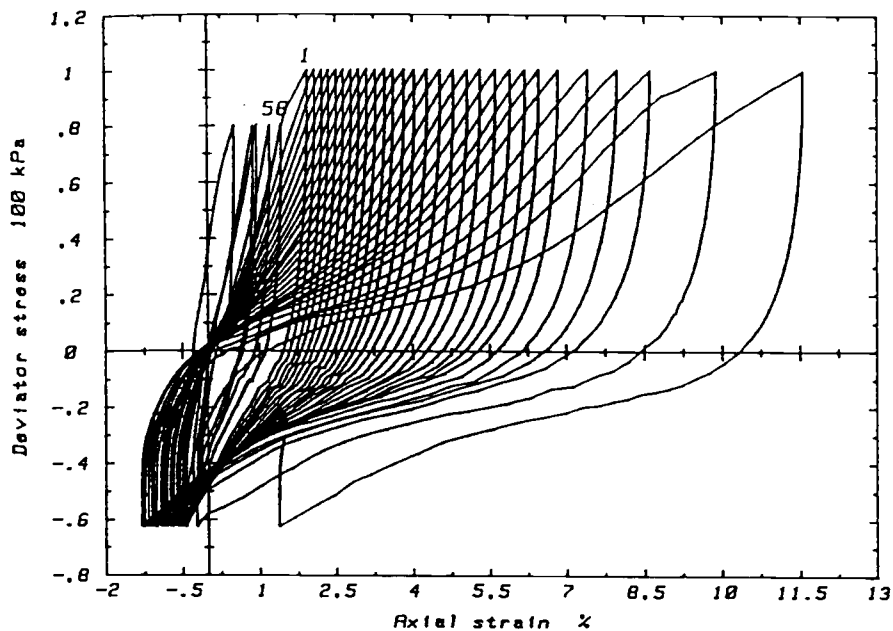


Figure 2 : Essai triaxial non drainé cyclique limité en contrainte sur échantillon surconsolidé (O.C.R. 5,3) montrant la translation des cycles.

Ce phénomène étant noté, l'allure générale de la simulation effectuée sur l'échantillon normalement consolidée (Figure 13) est satisfaisante. Comme sur l'essai expérimental, il y a augmentation de pression interstitielle, et obtention de grandes déformations au bout d'un nombre de cycles assez limité.

Cet essai montre tout particulièrement, l'intérêt de l'extension du modèle C.J.S., que nous avons proposée. En début d'essai, l'échantillon est normalement consolidé, et de ce

fait parfaitement contractant, alors que sur les derniers cycles, son comportement est manifestement dilatant, avec augmentation de la pression moyenne effective. Cette évolution du comportement aurait été impossible à obtenir avec le modèle C.J.S.

La simulation de l'essai surconsolidé (Figure 14) est beaucoup moins bonne, même si elle présente des caractéristiques assez similaires à l'expérience, comme par exemple l'augmentation du nombre de cycles, par rapport à l'échantillon initialement normalement consolidé, pour arriver aux grandes déformations. On notera cependant, des déformations plastiques trop faibles pour les premiers cycles.

ii) Influence du potentiel du mécanisme de consolidation:

Nous avons effectué les mêmes essais, mais en modifiant le potentiel plastique du mécanisme déviatoire (Figures 15 et 16). Alors que précédemment, il était du type "Cam-Clay modifié":

$$\dot{\epsilon}_{kk}^p = \beta \left(\frac{s_{II}}{s_{II}^r} - \frac{s_{II}^r}{s_{II}} \right) \frac{|\dot{\epsilon}_{kl}^p s_{kl}|}{s_{II}}$$

Nous le prenons ici de la forme (type Cam-clay classique):

$$\dot{\epsilon}_{kk}^p = \beta \left(\frac{s_{II}}{s_{II}^r} - 1 \right) \frac{|\dot{\epsilon}_{kl}^p s_{kl}|}{s_{II}}$$

Notre objectif est d'essayer de limiter de développement apparemment trop important de pression interstitielle (ou de déformation volumique dans le cas drainé) lors du passage sur l'axe hydrostatique. Il est clair qu'en procédant de la sorte, on se satisfait de la discontinuité de la direction des déformations plastiques lors de la transition surface déviatoire - surface de consolidation.

Cette modification de la condition cinématique s'est accompagnée d'un ajustement du paramètre a , de façon à rendre les simulations comparables. Globalement, si l'on compare avec les figures 13 et 14, les résultats montrés sur les figures 15 et 16 sont sensiblement plus satisfaisants, surtout sur l'échantillon initialement surconsolidé. On remarque que l'accès à la pression interstitielle maximale se fait maintenant beaucoup plus lentement, ce qui permet de décrire davantage de cycles, et surtout d'obtenir des amplitudes de déformation cyclique plus importantes. La simulation effectuée sur l'essai surconsolidé montre là aussi une stabilisation caractérisée par la translation des cycles dans le sens d'une augmentation de la déformation axiale.

4 Prise en compte de la surface de Hvorslev

L'utilisation d'une surface de type Hvorslev, telle qu'elle est présentée dans le chapitre 5, est testée sur l'essai du paragraphe 3.1, à savoir un essai triaxial cyclique non drainé limité en déformation. On pourra ainsi comparer avec la simulation déjà faite de cet essai, et juger de l'opportunité de cet ajout.

Les résultats de la simulation sont présentés en figure 19. Pour la comparaison, on se référera à l'essai expérimental présenté sur la figure 12. Le paramètre m définissant la pente de la surface est pris égal à 0,220, de façon un peu arbitraire. Le paramètre a de l'écroûissage cinématique du mécanisme déviatoire doit bien entendu être augmenté. En effet, le fait de rapprocher la surface limite diminue la rigidité plastique. La prise en compte de cette surface permet d'améliorer notablement la simulation. Principalement, on notera une meilleure reproduction du chemin des contraintes, en particulier à proximité de la surface des états critiques.

5 Essais triaxiaux cycliques drainés

Nous avons simulé un essai cyclique axisymétrique drainé en déformation imposée (Figure 21) . L'essai comporte plusieurs séquences cycliques. Le programme de chargement est le suivant: 3 cycles entre -1% et +1%, puis entre -1% et +3%, puis entre -1% et 5%, etc...

Il y a adaptation pour chaque séquence de cycles aussi bien pour l'expérience que pour la simulation. Cependant, l'expérience nous montre une adaptation immédiate en compression, et progressive en extension. Le contraire est observé sur la simulation. Dans les deux cas s'observe une augmentation progressive de la déformation volumique, légèrement surestimée par le modèle.

Dans le cas de l'expérience, on observe une adaptation pratiquement immédiate en chargement, et une moins rapide en déchargement. La simulation fournit l'effet contraire. Il est également à remarquer, que lorsque l'état de contrainte atteint la surface de consolidation la pente de la courbe déviateur - déformation axiale est très exagérée: le module plastique devient très faible. Le modèle ne peut tenir compte de l'augmentation des propriétés mécaniques, due à la diminution de l'indice des vides qui accompagne le cyclage à l'intérieur du domaine limité par la surface de consolidation.

6 Essais circulaires

Dans ce paragraphe, des simulations d'essais circulaires en condition drainée et non drainée sont effectuées. Ces essais, originaux, permettent de juger de la réponse du modèle,

pour des sollicitations:

- de nature continue;
- pour lesquelles la pression latérale varie.

6.1 Présentation du chemin des contraintes

Le chemin des contraintes dans le plan $(\sqrt{2}\sigma_{33}, \sigma_{11})$ est représenté sur la figure 3.

Il se décompose ainsi:

- départ d'un état isotrope: $\sigma_{11} = \sigma_{33} = 300 \text{ kPa}$;
- augmentation de la contrainte totale axiale jusqu'à 360 kPa, pour atteindre le centre du cercle;
- augmentation de la contrainte latérale jusqu'à 330 kPa, de façon à rejoindre la circonférence selon un angle de 0° dans le plan $(\sqrt{2}\sigma_{33}, \sigma_{11})$;
- rotation dans le sens anti-trigonométrique.

Le tenseur des contraintes totales est, comme pour les essais triaxiaux classiques, de la forme générale:

$$(\sigma)_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{33} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

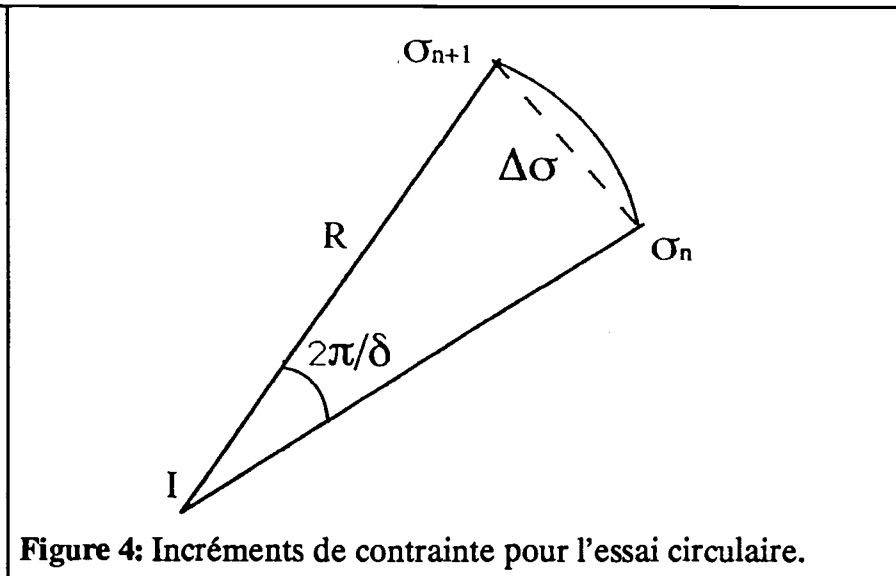
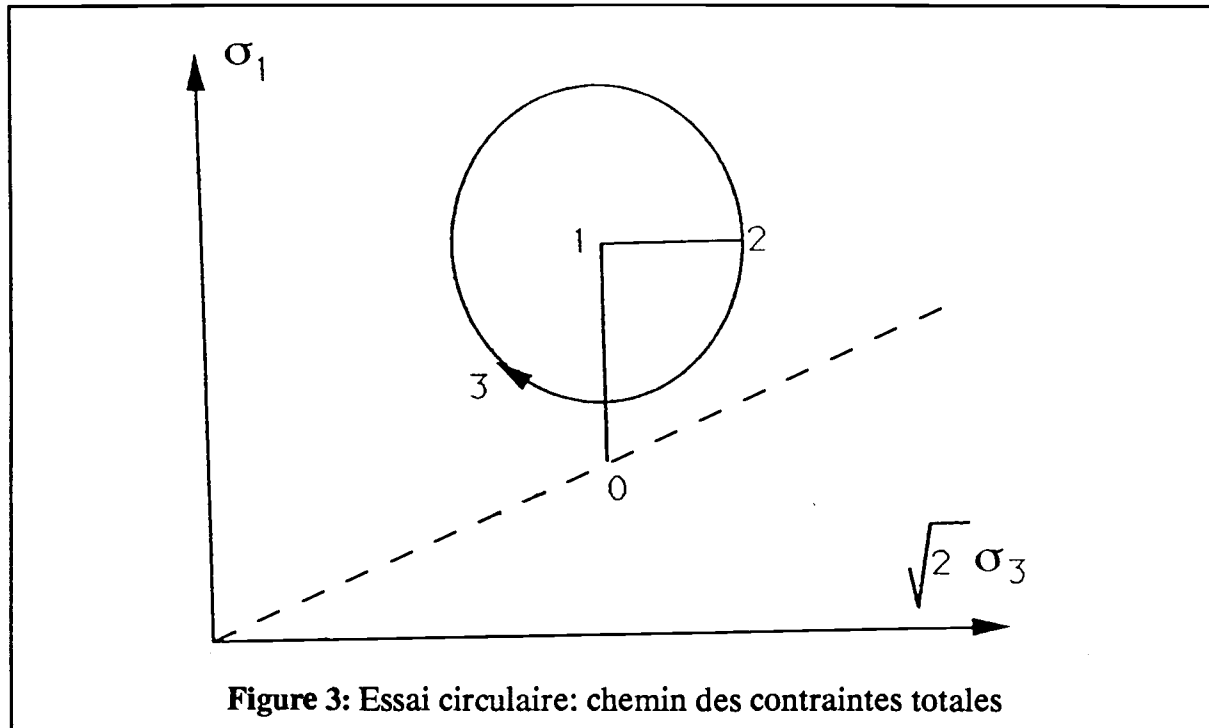
Les incréments de contrainte totale imposés sont les suivants:

$$\Delta\sigma_{33} = 1/\sqrt{2} \left[(\sqrt{2}\sigma_{33} - I_{33}) \left(\cos\left(\frac{2\pi}{\delta}\right) - 1 \right) - \sin\left(-\frac{2\pi}{\delta}\right) (\sigma_{11} - I_{11}) \right]$$

$$\Delta\sigma_{11} = \left[(\sigma_{11} - I_{11}) \left(\cos\left(\frac{2\pi}{\delta}\right) - 1 \right) - \sin\left(-\frac{2\pi}{\delta}\right) (\sqrt{2}\sigma_{33} - I_{33}) \right]$$

$$\Delta\sigma_{22} = \Delta\sigma_{33}$$

où l'on trouve $(I_{33}, I_{11}) = (\sqrt{2}300 \text{ kPa}, 360 \text{ kPa})$ le centre du cercle dans l'espace $(\sqrt{2}\sigma_{33}, \sigma_{11})$, et $2\pi/\delta$ l'incrément angulaire imposé, à partir du dernier état de contrainte totale $(\sigma_{33}, \sigma_{11})$.



L'essai est d'abord effectué en condition non-drainée, et ensuite drainée.

6.2 Chemin en condition non-drainée

La figure 17 permet de comparer simulations et expériences.

Globalement, la réponse du modèle est satisfaisante. La rupture est cependant obtenue à l'issue d'une unique rotation.

6.3 Chemin en condition drainée

La simulation et l'expérience sont représentées en figure 18.

On notera principalement que le modèle génère moins de déformation axiale que l'expérience. Les cycles associés aux rotations sont de ce fait beaucoup plus serrés.

7 Essais de torsion cyclique non-drainé

Nous avons déjà évoqué les essais de torsion non drainé au chapitre 2, dans le cadre de l'utilisation du modèle C.J.S. sur de l'argile normalement consolidée. Nous reprenons ici ce type d'essais avec la nouvelle adaptation. Ces essais ont l'avantage de mettre en oeuvre une sollicitation avec rotation des directions principales.

7.1 Cas concrets de phénomènes de torsion

Rappelons ici l'importance du problème de la rotation des axes principaux. C'est un phénomène omniprésent dans les ouvrages génie-civil. Il apparait pratiquement dans tout calcul de structure non homogène.

Citons, par exemple:

- le comportement des structures marines soumises aux efforts cycliques de la houle;
- la rotation continue des axes principaux au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre d'un barrage, génératrice de l'augmentation de pression interstitielle dont il faut tenir compte pour le dimensionnement;
- le comportement rotationnel de massifs soumis à de violents séismes;
- le simple enfoncement d'une fondation, avec une rotation des axes principaux importante au niveau des bords.

7.2 Chemin des contraintes analysé

a) Rappels sur l'état de contrainte en torsion:

Le tenseur des contraintes est de forme générale [12]:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{rr} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\theta\theta} & \sigma_{\theta z} \\ 0 & \sigma_{z\theta} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

Plus précisément, la symétrie de révolution impose $\sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta}$. La diagonalisation du tenseur fournit les contraintes principales majeures et mineures:

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_{zz} + \sigma_{\theta\theta}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta}}{2}\right)^2 + \tau_{z\theta}^2}$$

$$\sigma_3 = \frac{\sigma_{zz} + \sigma_{\theta\theta}}{2} - \sqrt{\left(\frac{\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta}}{2}\right)^2 + \tau_{z\theta}^2}$$

L'angle de rotation des axes principaux α , est déterminé par construction du cercle de Mohr (Figure 5).

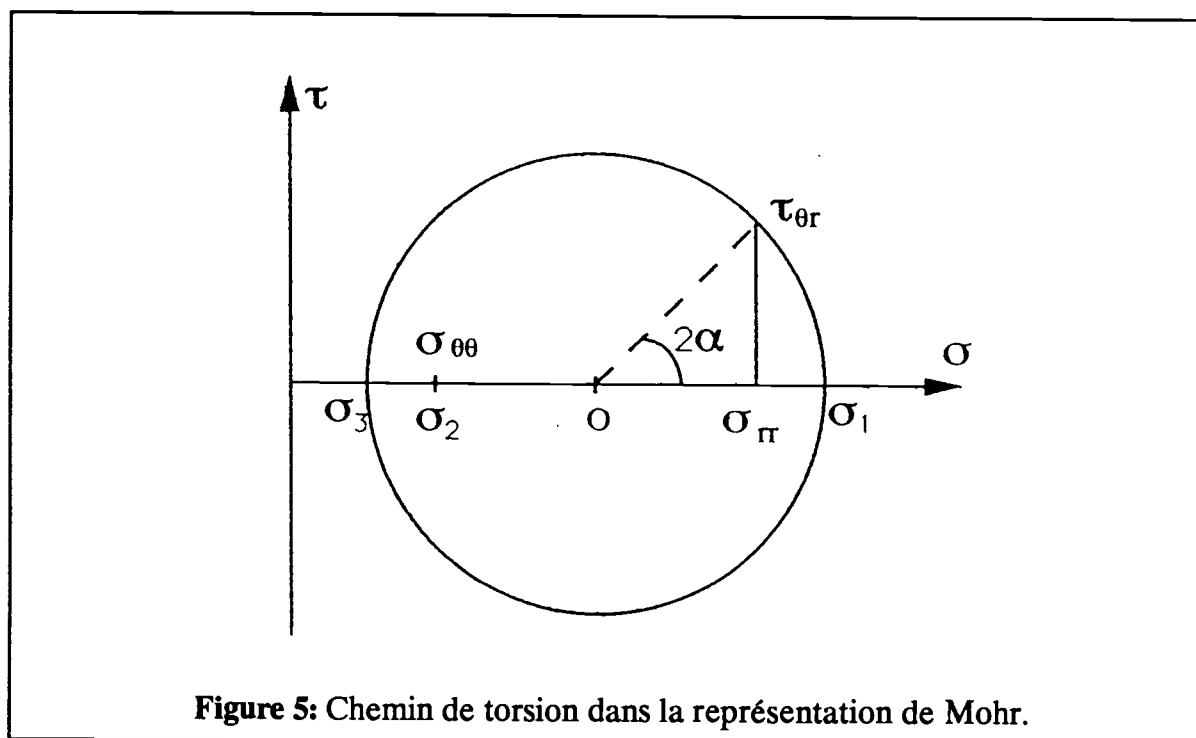


Figure 5: Chemin de torsion dans la représentation de Mohr.

On a ainsi:

$$\operatorname{tg}(2\alpha) = \frac{2\tau_{z\theta}}{\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta}}$$

L'essai peut également être caractérisé par le paramètre b défini par:

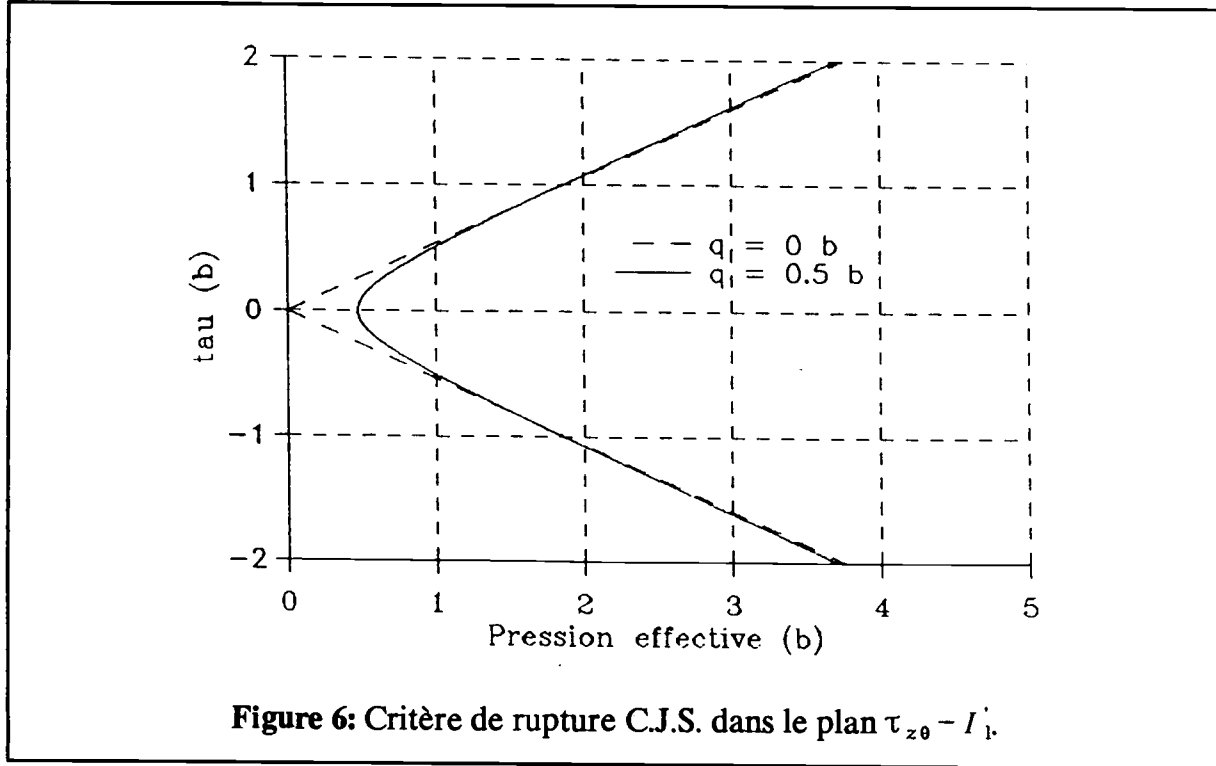
$$b = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3}$$

Si l'on note R le rayon du cercle de Mohr:

$$R = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta}}{2}\right)^2 + \tau_{z\theta}^2}$$

on a:

$$b = \frac{R - (\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta})/2}{2R}$$



Ce qui permet d'obtenir la relation entre b et α

$$b = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\alpha) = \sin^2 \alpha$$

Signalons que les essais analysés dans les paragraphes précédents correspondaient à $b=0$.

b) Le critère de rupture type C.J.S. et l'essai de torsion:

Dans les essais de torsion envisagés, la différence $\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta}$ est maintenue constante, alors que la contrainte tangentielle $\tau_{\theta z}$ est modifiée. Il peut être alors intéressant d'examiner la forme du critère de rupture, du modèle proposé, dans le plan $(I_1'/3, \tau_{\theta z})$. Le critère a pour expression générale:

$$F^r = s_{II} h(\theta) - M^r I_1$$

Il s'écrit encore, compte tenu de la forme particulière du tenseur des contraintes:

$$\left[\frac{2}{3} q^2 + 2\tau^2 \right]^{2/3} - \gamma \frac{\sqrt{54}}{3} q \left[\frac{2}{9} q^2 + \tau^2 \right] = [M^r I_1]^3$$

où l'on note: $q = \sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta}$ et $\tau = \tau_{\theta z}$.

Ceci montre, en particulier, que pour des pressions moyennes effectives notables, l'enveloppe de rupture est indépendante de q et de γ (Figure 6). Elle se confond rapidement avec son asymptote d'équation:

$$\tau = M' I_1 / \sqrt{2}$$

c) Essai analysé:

L'essai analysé est un essai de torsion cyclique non drainé. Il est réalisé sous contrainte axiale constante, et pression de confinement maintenue à 500 kPa. Durant tout l'essai, le déviateur reste donc constant, et égal à 50 kPa. L'essai comporte trois paliers de chargement, avec des niveaux de contrainte de torsion compris entre 60 et 80 kPa. L'essai expérimental de référence, réalisé par Doanh [11], ainsi que la simulation correspondante, sont représentés en figure 20.

i) Chemin des contraintes effectives:

Comme c'est le cas pour l'expérience, le modèle répond par une diminution de la pression moyenne effective, jusqu'à atteindre le critère de rupture. Sur les cycles correspondant au premier palier de chargement, le modèle reproduit le resserrement des cycles.

ii) Evolution de la pression interstitielle

Au cours des premiers cycles, la pression interstitielle augmente continuellement. Par contre, elle tend à diminuer sur les derniers cycles, lorsqu'elle arrive à saturation. Ceci prouve que l'on se situe dans le domaine dilatant.

iii) Relation contrainte de cisaillement - déformation de cisaillement:

Sur les derniers cycles, il est clair que le modèle génère une amplitude de déformation cyclique beaucoup moins importante, que celle observée sur la courbe expérimentale. On peut mettre ce phénomène sur le compte du trop grand éloignement de la surface de consolidation dans le domaine de dilataance. On observe également, comme dans le cas des essais triaxiaux classiques non-drainés du paragraphe 3, une translation des cycles le long de l'axe des déformations, lorsque la pression interstitielle atteint son maximum.

Une remarque est à faire sur le tout premier chargement en torsion. Dans ce cas, on sait que le modèle répond avec la seule activation du mécanisme de consolidation. Or l'on sait, comme il a déjà été mentionné, que pour de faibles rapports q/p , la déformation

plastique générée est très faible, en tout cas petite devant la déformation élastique. La pente initiale de la courbe réponse $(\tau_{\theta z}, \gamma)$ est ainsi conditionnée par l'élasticité, qui lui donne la valeur:

$$\frac{\dot{\tau}_{\theta z}}{\dot{\gamma}} = G_o \left(\frac{I_1}{3Pa} \right)^n$$

Une meilleure simulation serait donc obtenue avec une valeur plus faible du module élastique de cisaillement. Plus de déformations seraient en effet générées lors de ce tout premier chargement. Ceci permettrait, sans doute, de mieux reproduire la dissymétrie de la courbe pression interstitielle - déformation de cisaillement par rapport à l'axe $\epsilon_{13} = 0$, observée expérimentalement.

8 Figures

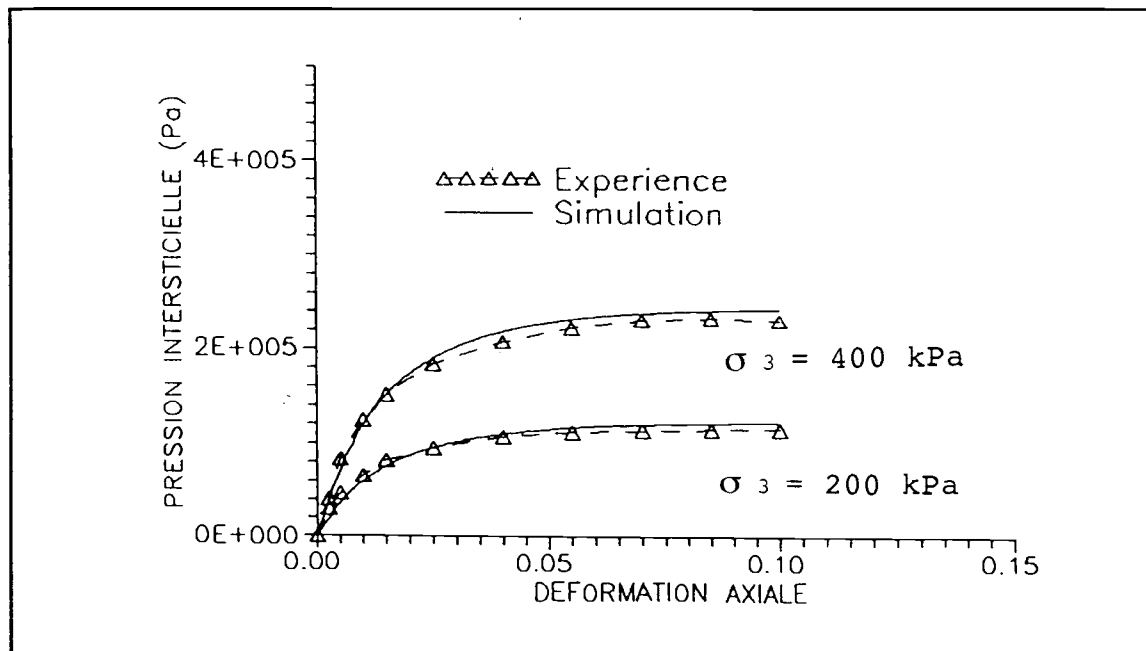
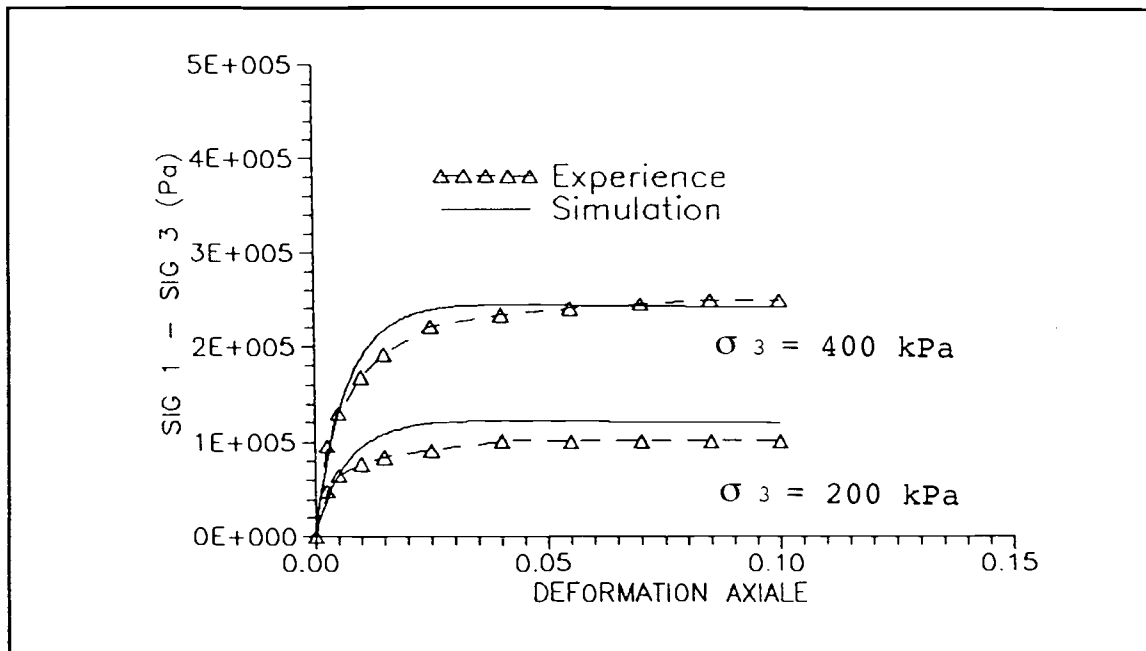


Figure 7: Essais triaxiaux en compression non drainés. Echantillon N.C.
 Identification pour $\sigma_3 = 400$ kPa
 Validation pour $\sigma_3 = 200$ kPa

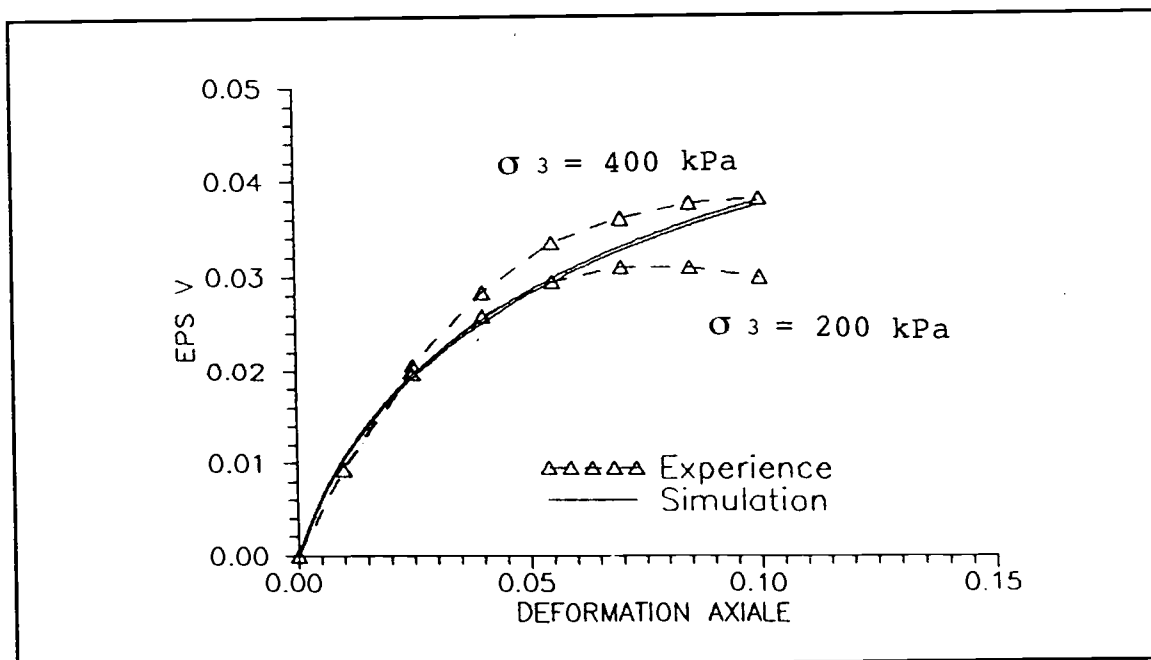
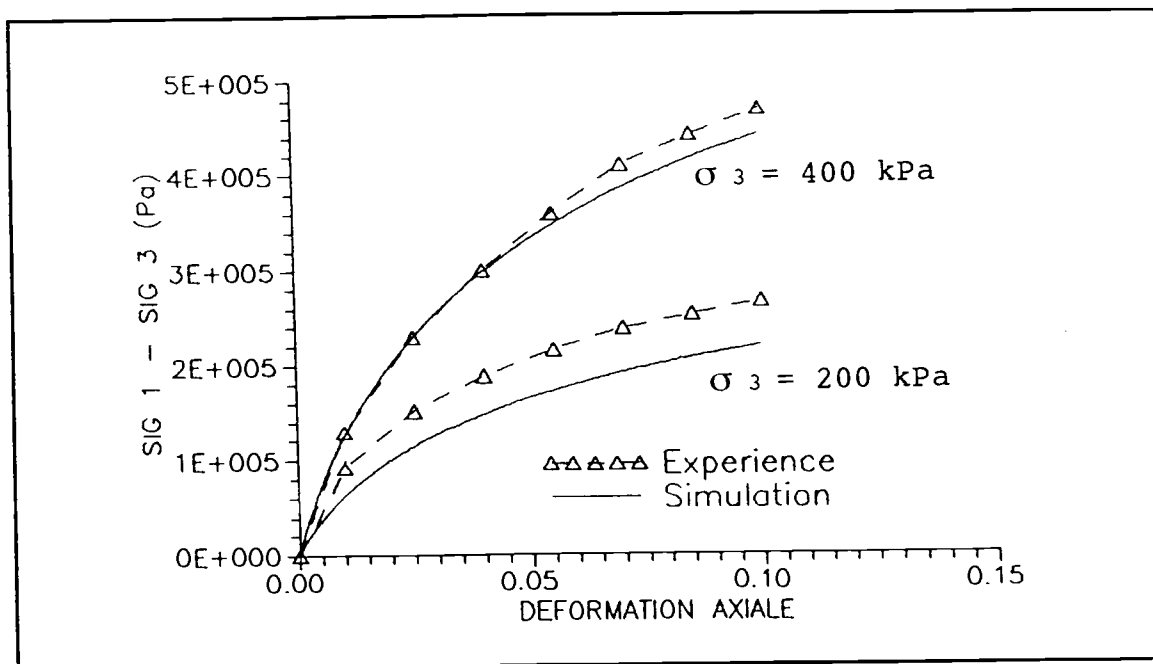


Figure 8: Essais triaxiaux en compression drainés. Echantillon N.C.

Identification pour $\sigma_3 = 400$ kPa

Validation pour $\sigma_3 = 200$ kPa

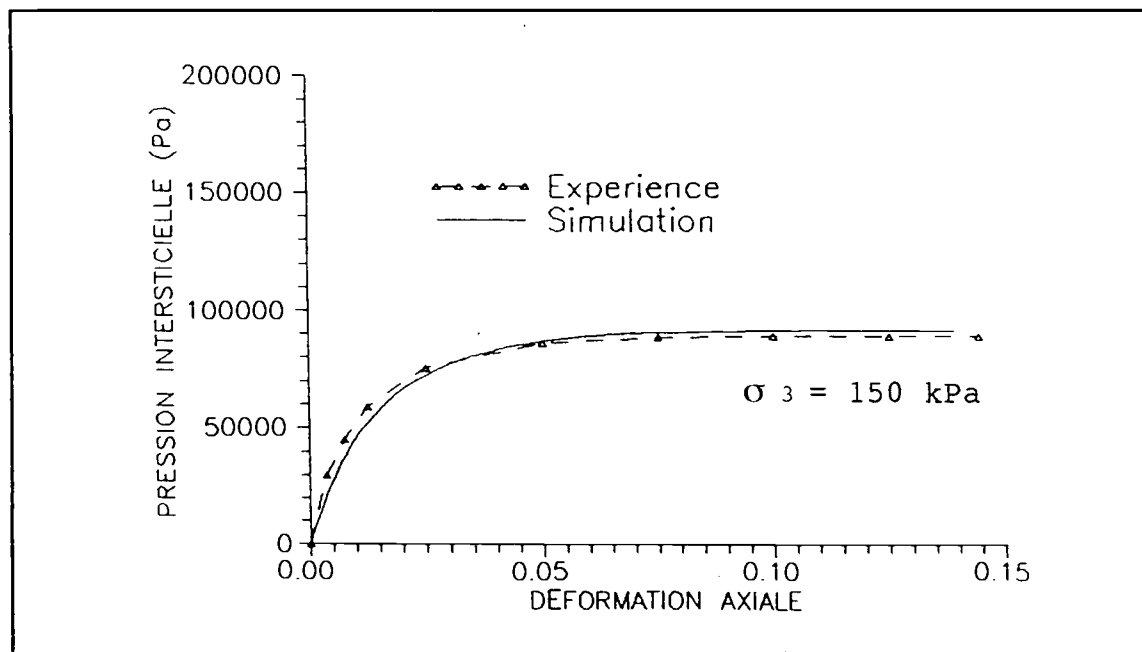
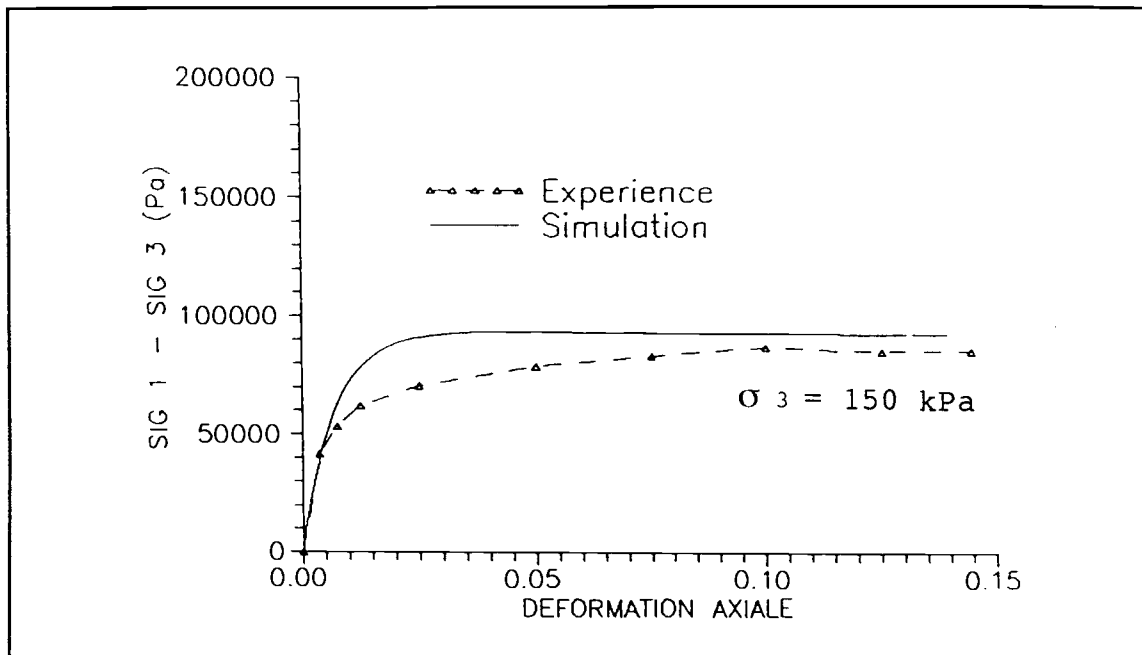


Figure 9: Essai triaxial non drainé à pression de confinement de 150kPa.

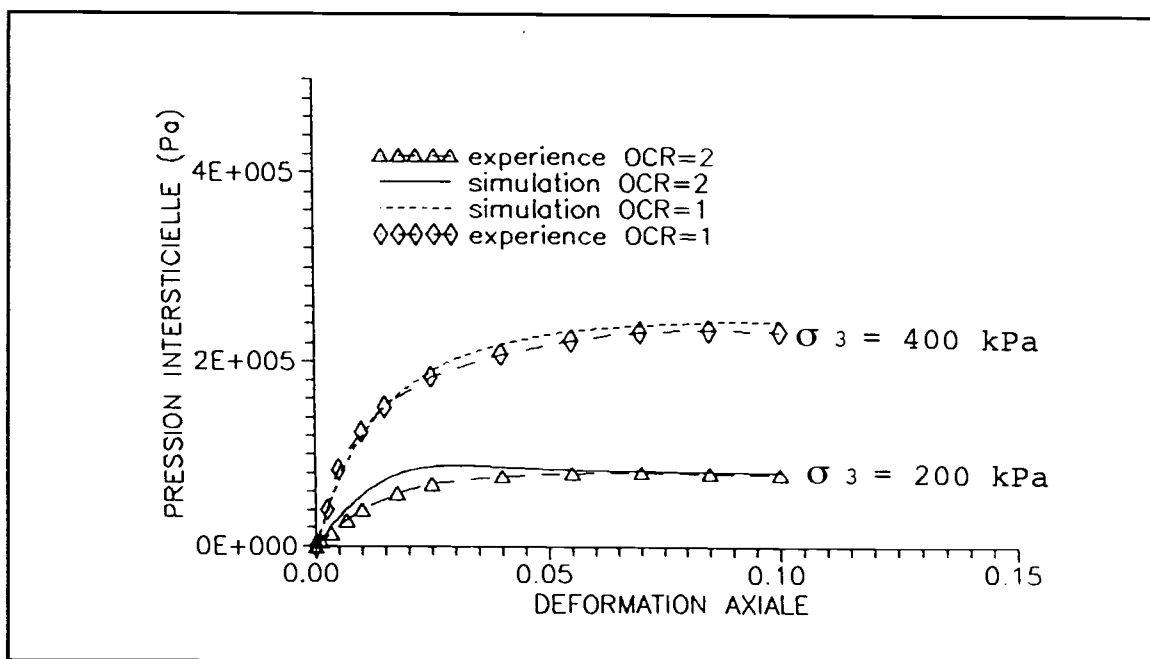
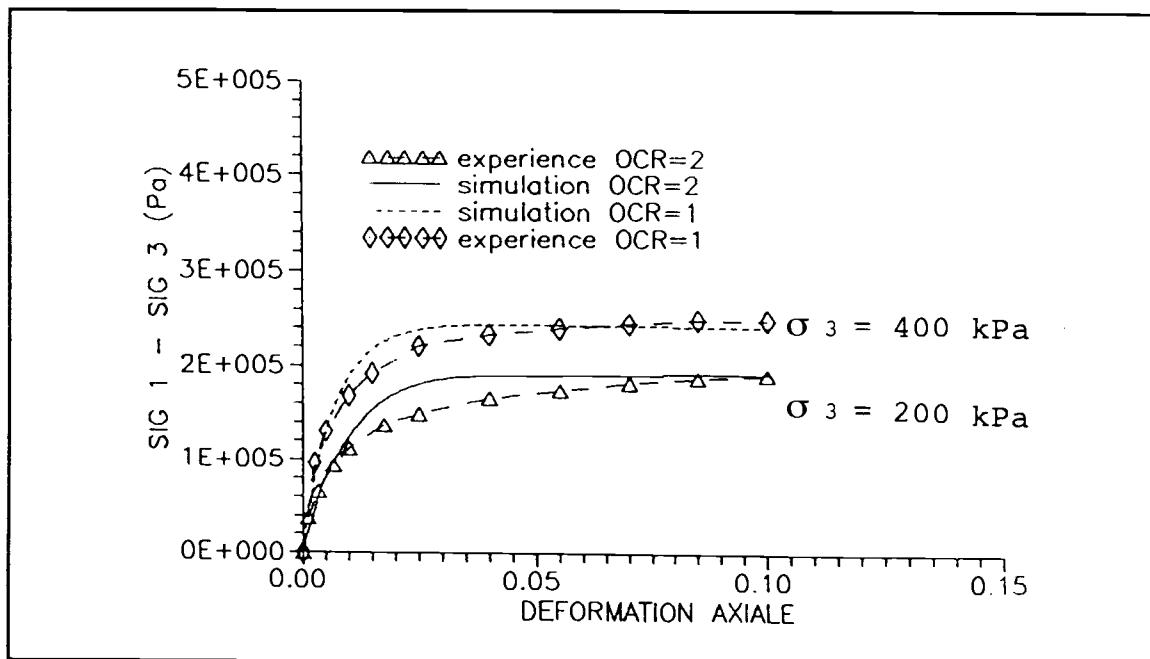


Figure 10: Essais triaxiaux en compression non drainés. Argile surconsolidée.

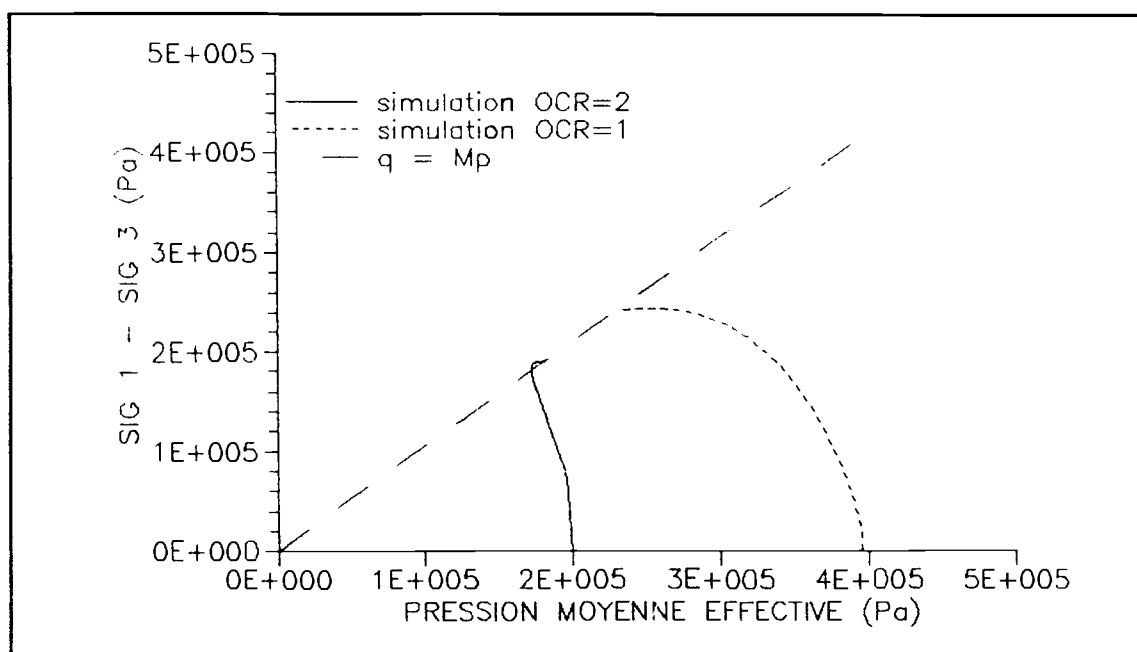


Figure 11-a: Essais triaxiaux en compression non drainés. Chemin des contraintes (OCR=1 et OCR=2).

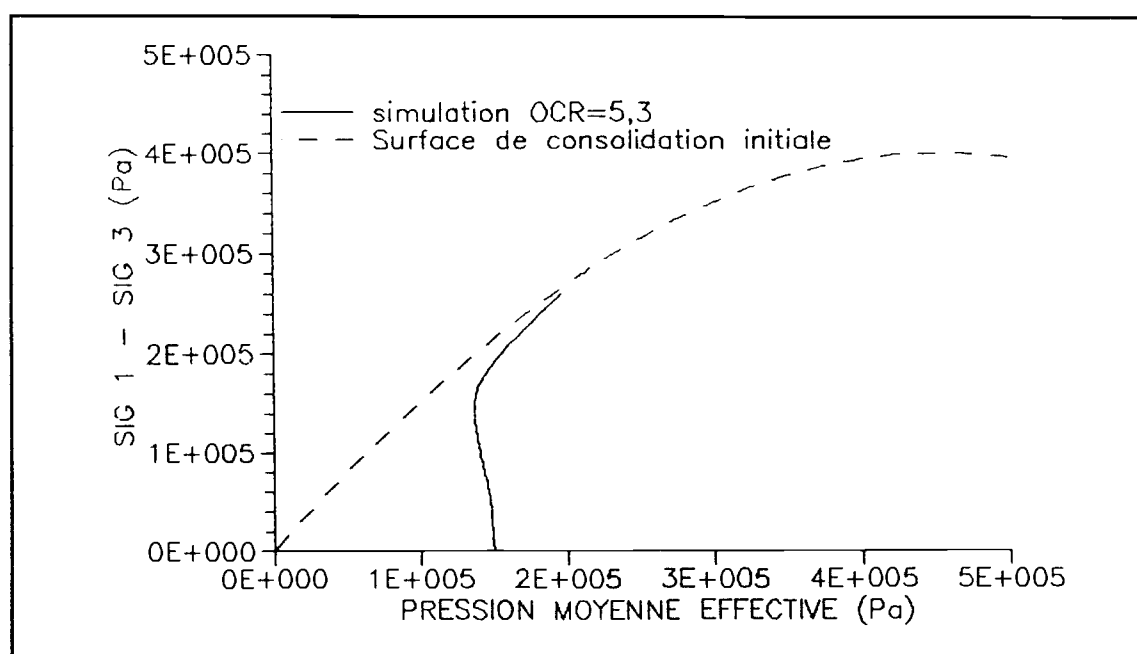


Figure 11-b: Essais triaxiaux en compression non drainés. Chemin des contraintes (OCR=5,3).

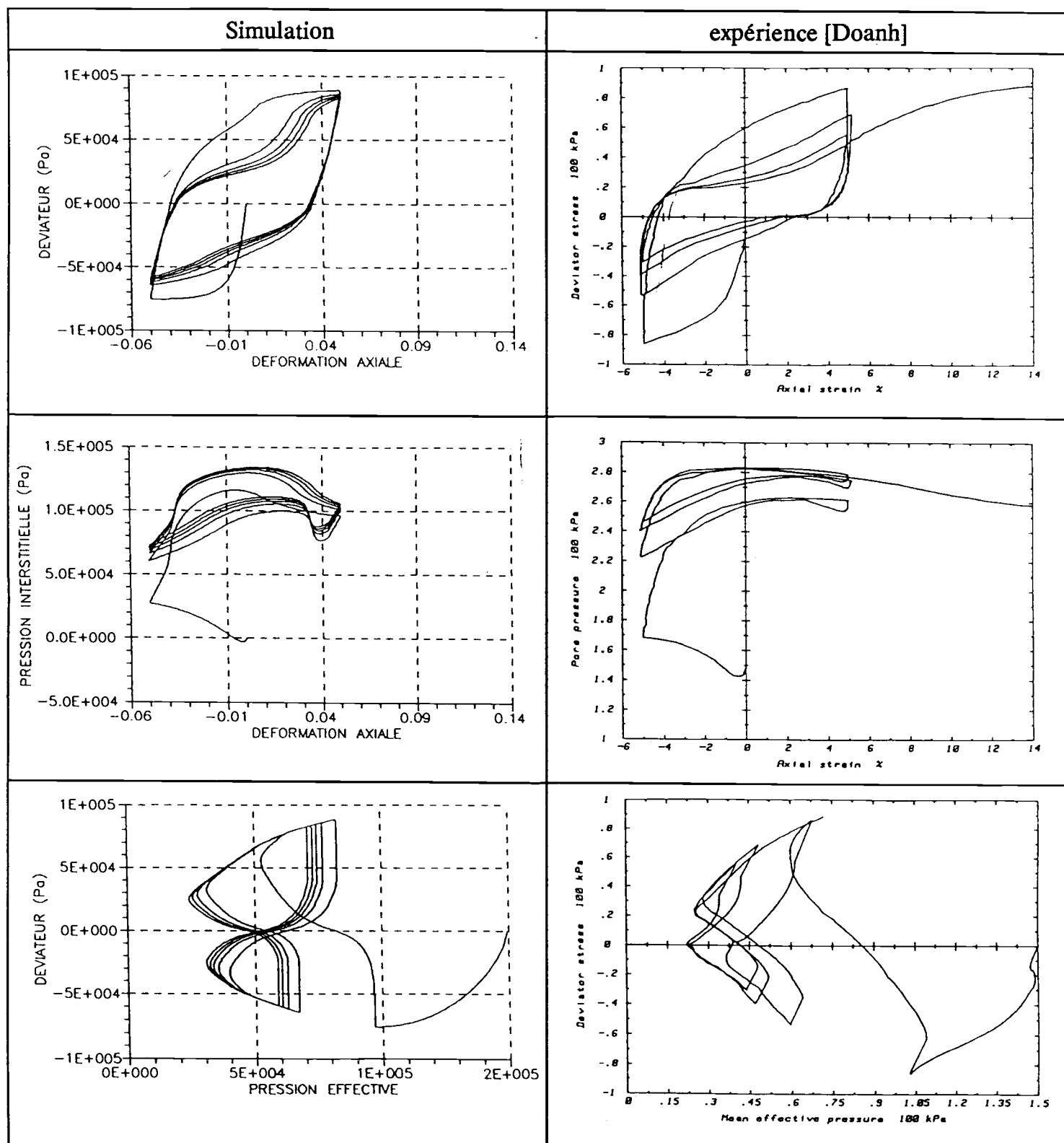


Figure 12 : Essai triaxial cyclique non drainé limité en déformation avec départ en extension

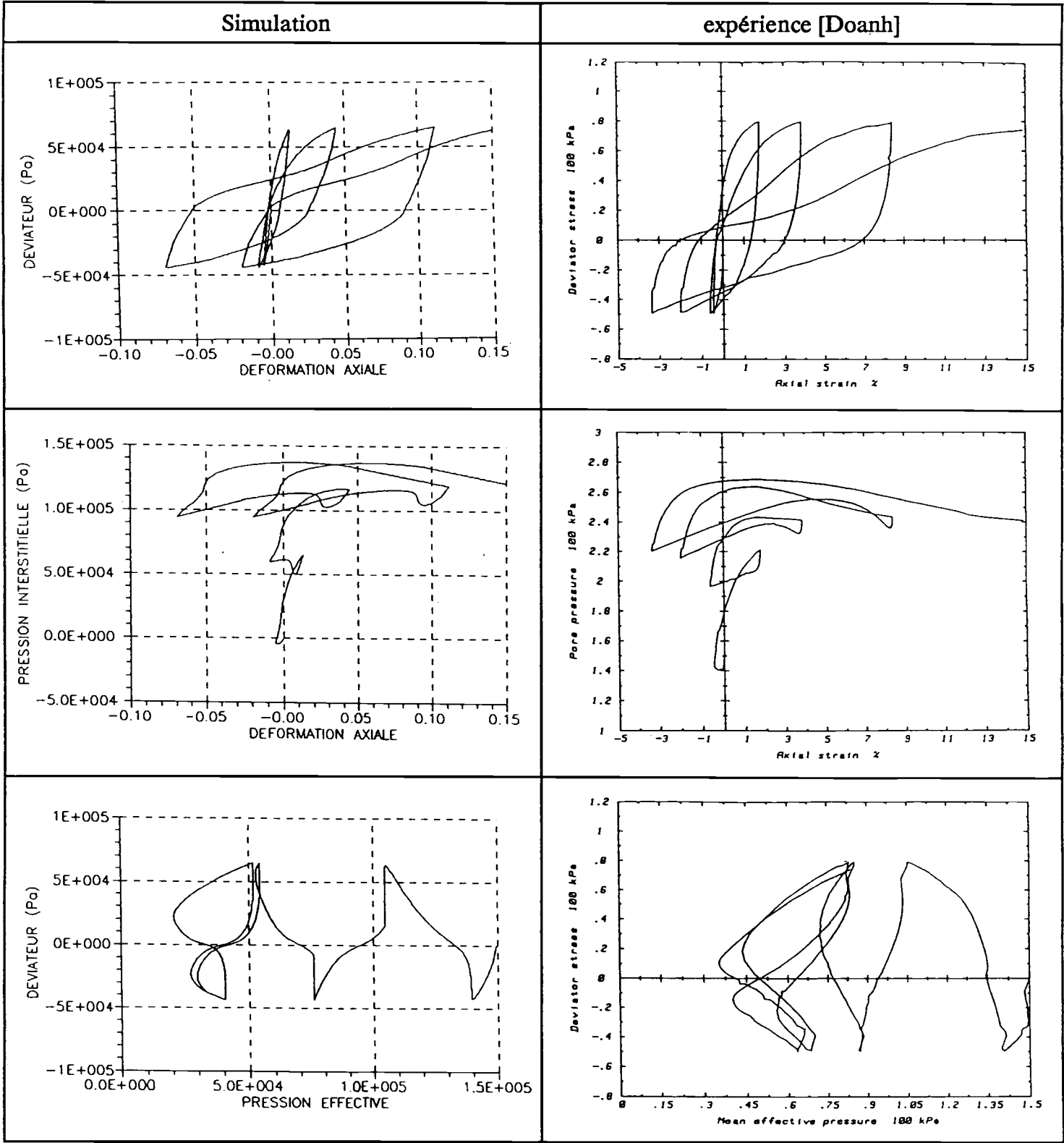


Figure 13: Essai triaxial cyclique non drainé limité en contrainte avec départ en extension. Potentiel de type Camclay modifié. Echantillon NC

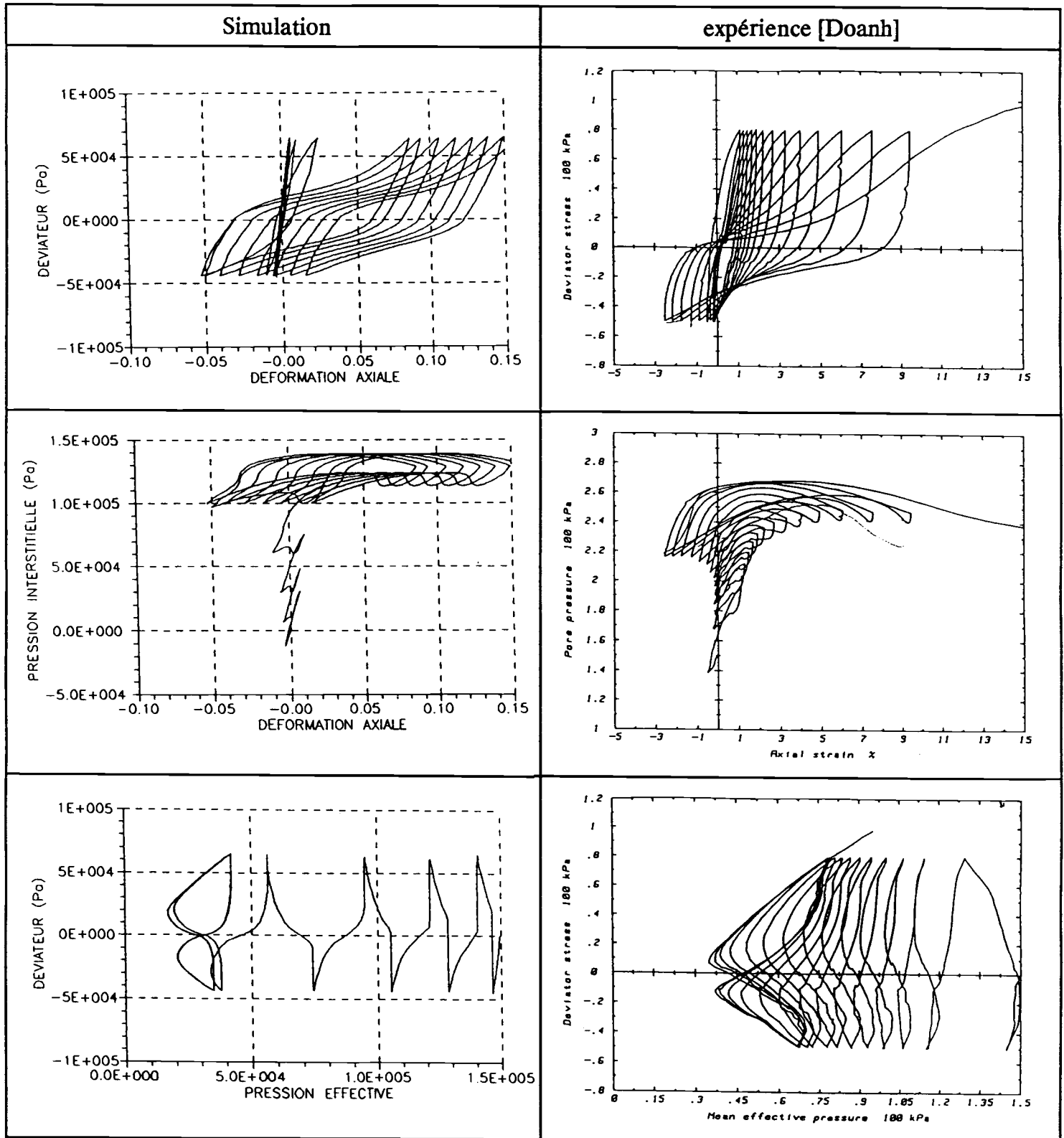


Figure 14: Essai triaxial cyclique non drainé limité en contrainte avec départ en extension. Potentiel de type Camclay modifié. OCR = 2,7.

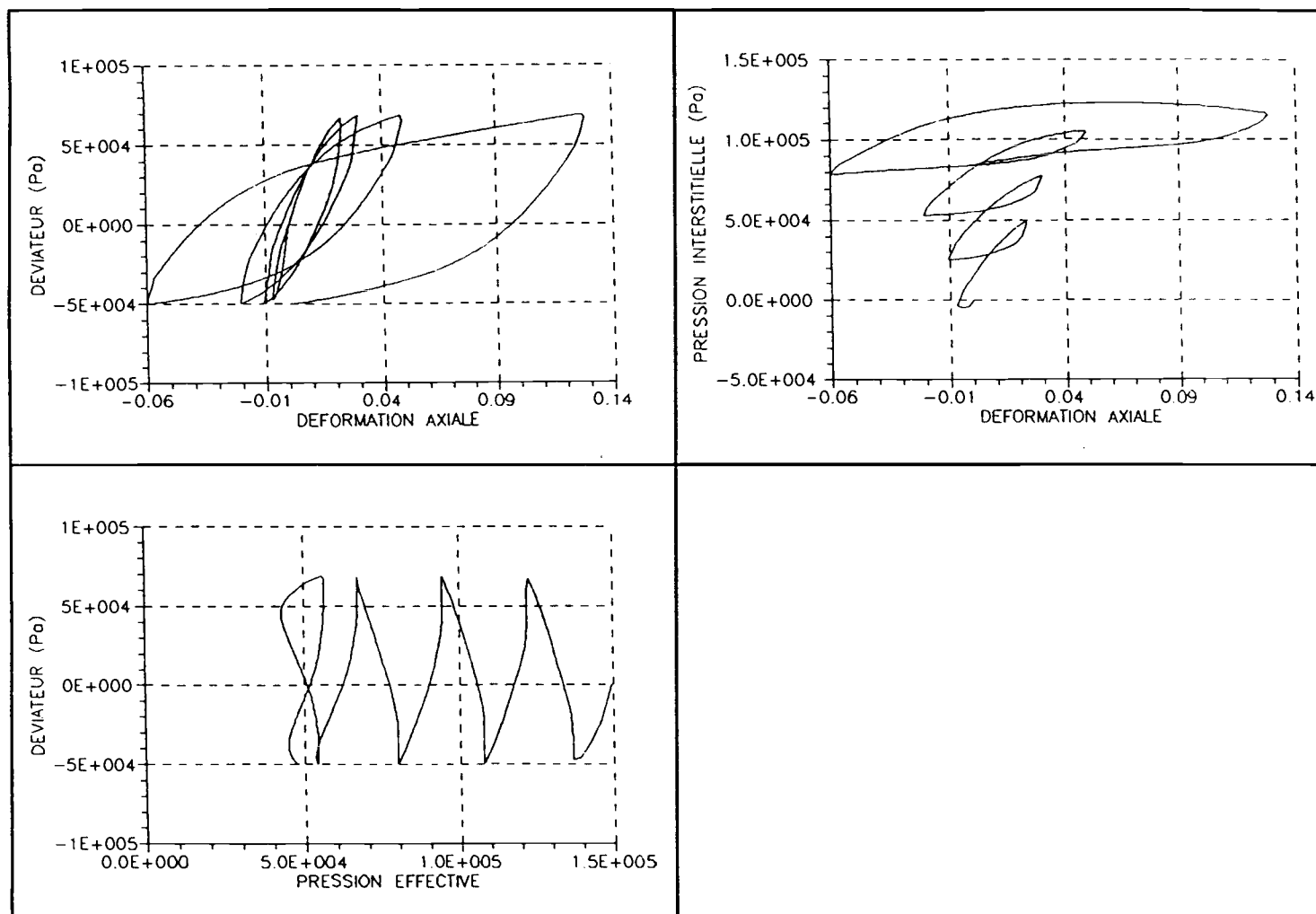


Figure 15: Essai triaxial cyclique non drainé limité en contrainte avec départ en extension. Potentiel de type Camclay classique. Echantillon NC.

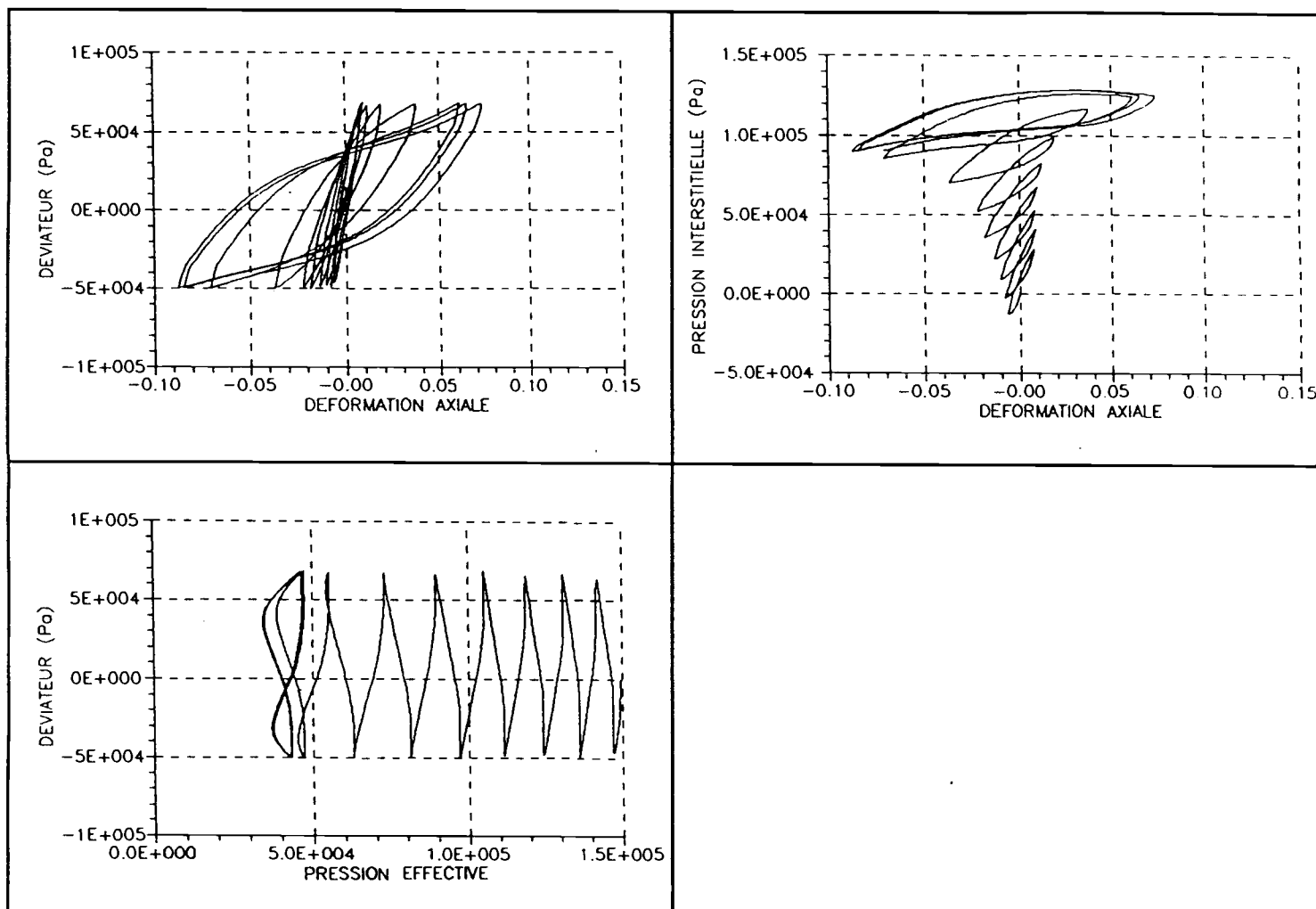


Figure 16: Essai triaxial cyclique non drainé limité en contrainte avec départ en extension. Potentiel de type Camclay classique. OCR = 2,7.

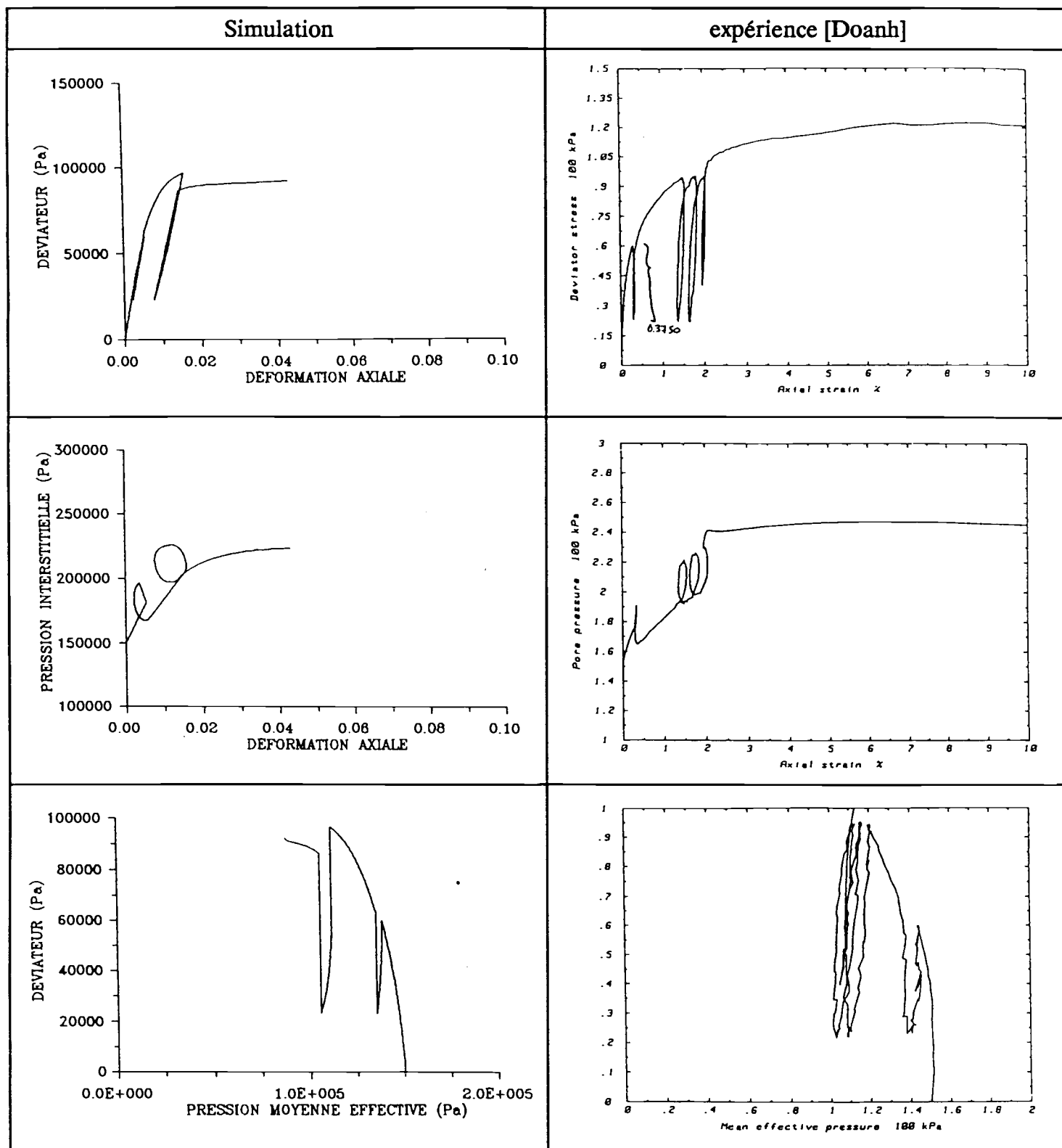


Figure 17: Essai triaxial circulaire non drainé.

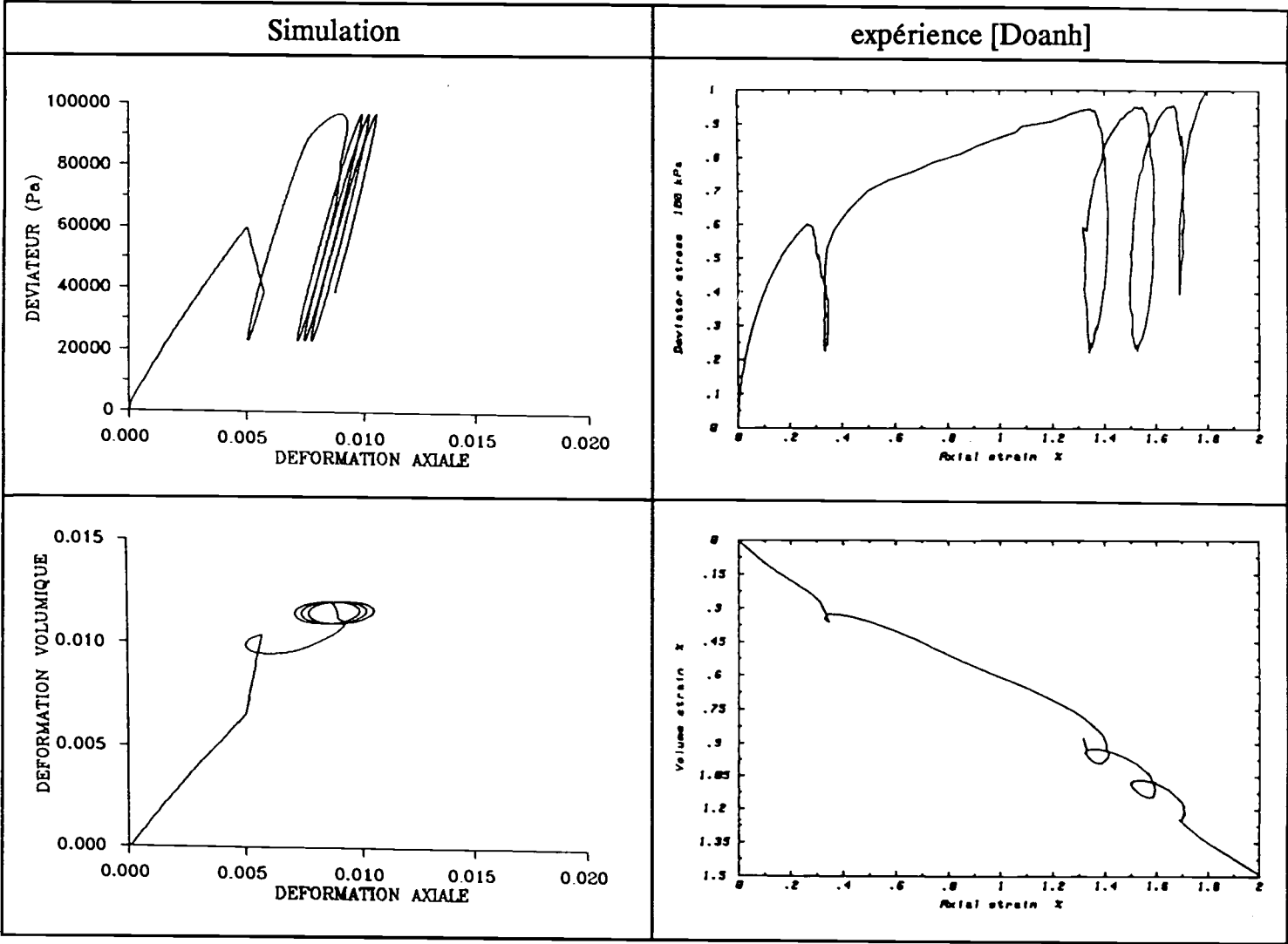


Figure 18: Essai triaxial circulaire drainé.

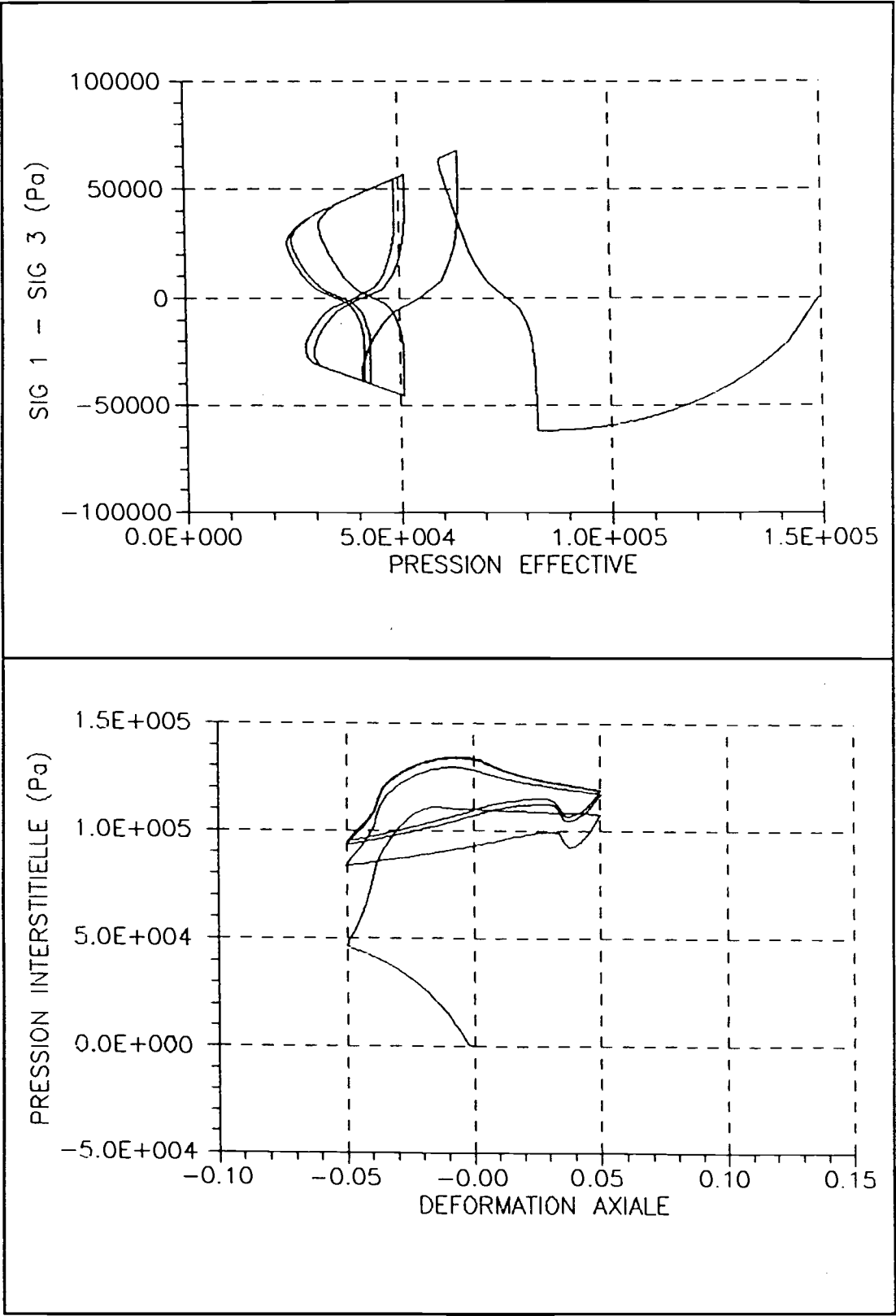


Figure 19: Utilisation d’une surface de type Hvorslev.

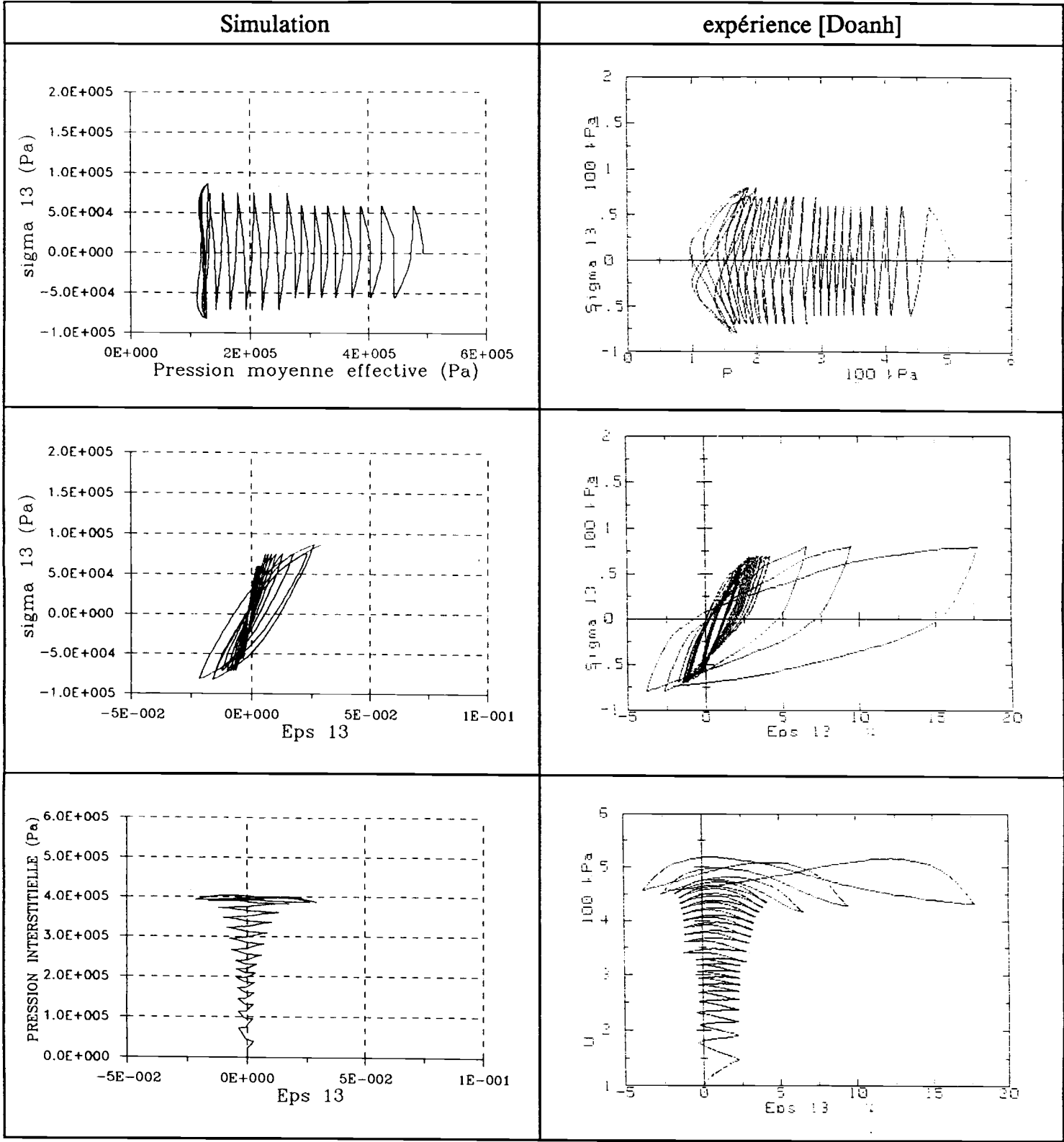


Figure 20: Essai de torsion non drainé.

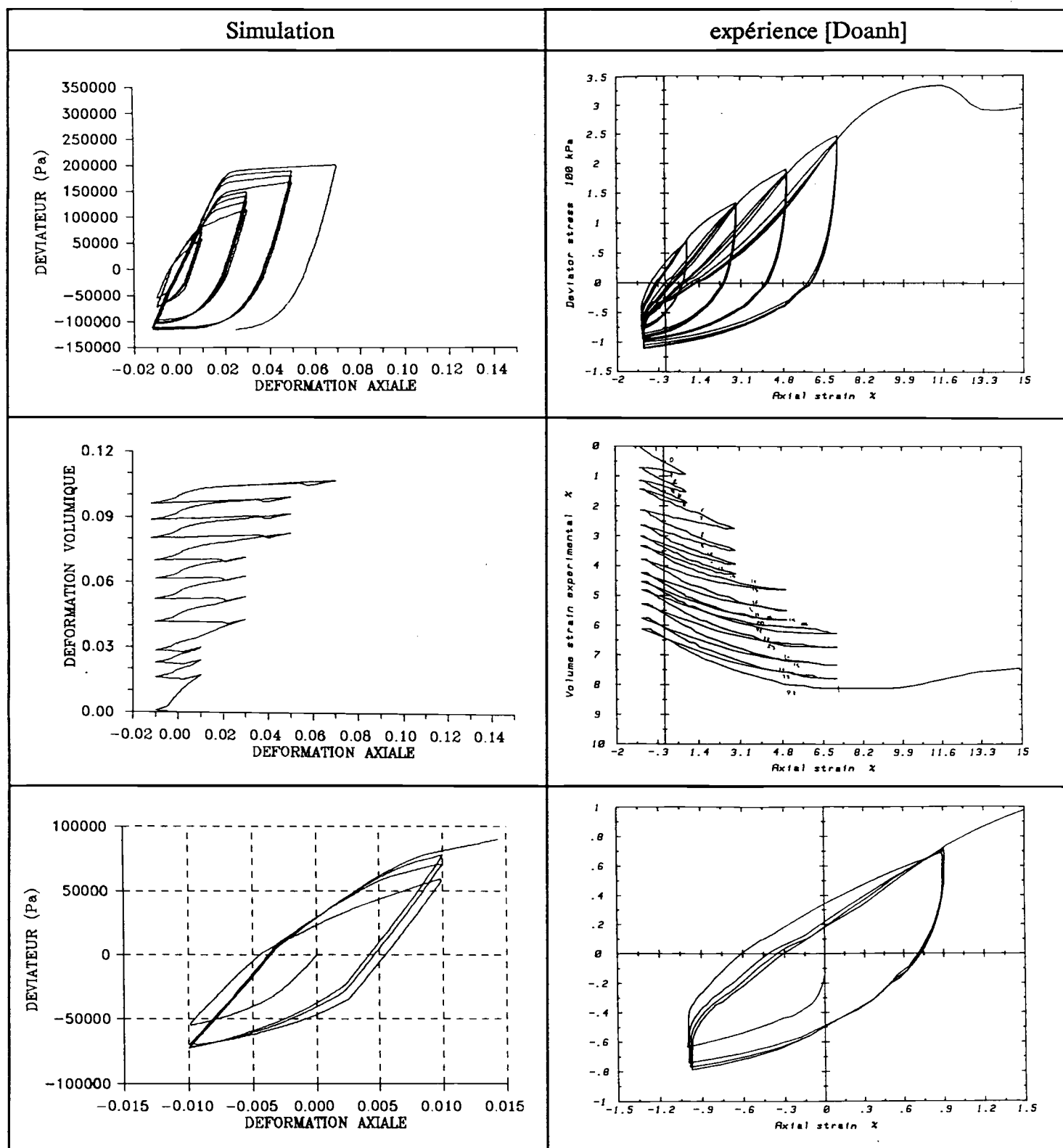


Figure 21: Essai triaxial cyclique drainé limité en déformation.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons proposé une première approche de l'extension d'un modèle initialement conçu pour la modélisation du comportement des sables, dans l'objectif de l'utiliser pour les argiles, soumises à des sollicitations cycliques.

Nous sommes partis du modèle C.J.S. Celui-ci est construit autour d'un mécanisme plastique muni d'un écrouissage cinématique non linéaire.

Compte tenu de l'aspect assez similaire du comportement des sables et des argiles, nous avons d'abord testé ce modèle sur de l'argile normalement consolidée. Le modèle donne globalement de bons résultats, mais reste incapable de reproduire les modifications du comportement, observées sur les argiles, lors d'essais cycliques non drainés accompagnés d'une forte diminution de la pression moyenne effective. En particulier, il ne peut tenir compte de l'apparition de dilatance, sur un échantillon initialement normalement consolidé.

Nous avons donc entrepris la généralisation de ce modèle. L'extension tient essentiellement dans deux apports.

Nous avons d'abord pris en compte l'existence d'une mémoire discrète, du chargement maximal vécu par le matériau. Ce phénomène observé expérimentalement sur les essais cycliques, est primordial pour une bonne modélisation de ce type d'essais. Pour cela, nous avons concrétisé la surface limite induite par la loi d'évolution de l'écrouissage cinématique non linéaire du mécanisme déviatoire, en lui affectant un écrouissage isotrope. Nous avons ainsi proposé une généralisation de la loi d'évolution.

Nous avons alors profité de cette concrétisation de la surface limite, pour tenir compte des phénomènes de consolidation, si déterminants dans le comportement des argiles. Pour cela, nous avons donné à cette surface limite une forme fermée, et un fonctionnement issu de la théorie des modèles de Cambridge.

Tout au long de cette évolution, nous nous sommes efforcé, de garder, le formalisme, et l'originalité du modèle C.J.S.

Le modèle ainsi étendu, a alors montré son efficacité dans la simulation d'essais cycliques non drainés. Or on connaît toute la difficulté de la simulation de ce type d'essais.

Cependant, il est toujours possible d'améliorer les performances d'un modèle. En particulier, un raffinement des méthodes d'identification est souvent la clé d'améliorations considérables des simulations.

Les étapes essentielles dans la continuité de ce travail se situeront essentiellement: dans l'amélioration des méthodes d'identification, dans une meilleure description du comportement de l'argile très surconsolidée (nous avons ouvert la voie avec la prise en compte de la surface de Hvorslev), et bien sûr, l'intégration du modèle dans un code Eléments-Finis, dans l'objectif de le tester sur des structures réelles.

ANNEXE

Démonstration de la propriété:

$$\boxed{\frac{\partial h(\theta) s_{II}}{\partial s_{ij}} = \frac{1}{h^2(\theta)} \left[\frac{s_{ij}}{s_{II}} - \frac{\gamma}{3} \cos(3\theta) s_{II} s_{ij}^{(-1)} \right]}$$

On a:

$$h(\theta) = [1 - \gamma \cos(3\theta)]^{1/3}$$

avec:

$$\cos(3\theta) = \sqrt{54} \frac{\det(s_{ij})}{s_{II}^3}$$

ainsi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h(\theta)}{\partial s_{ij}} &= -\frac{\gamma \sqrt{54}}{3h^2(\theta)} \cdot \frac{\partial}{\partial s_{ij}} \left[\frac{\det(s_{ij})}{s_{II}^3} \right] \\ &= -\frac{\gamma \sqrt{54}}{3h^2(\theta) s_{II}^6} \cdot \left[\frac{\partial \det(s_{ij})}{\partial s_{ij}} s_{II}^3 - \det(s_{ij}) 3s_{II} s_{II} \right] \end{aligned}$$

or, on sait que:

$$\frac{\partial \det(s_{ij})}{\partial s_{ij}} = S_{ij}$$

où S est la comatrice de s. Si l'on note $s^{(-1)}$ la matrice inverse de s:

$$s_{ij}^{(-1)} = \frac{1}{\det(s_{ij})} \cdot S_{ij}$$

on a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h(\theta)}{\partial s_{ij}} &= -\frac{\gamma \sqrt{54}}{3h^2(\theta) s_{II}^6} \cdot [\det(s_{ij}) s_{ij}^{(-1)} s_{II}^3 - \det(s_{ij}) 3s_{II} s_{II}] \\ &= \frac{\gamma \sqrt{54}}{3h^2(\theta)} \frac{\det(s_{ij})}{s_{II}^3} \cdot \left[3 \frac{s_{ij}}{s_{II}^2} - s_{ij}^{-1} \right] \end{aligned}$$

finalement:

$$\frac{\partial h(\theta)}{\partial s_{ij}} = \frac{\gamma}{3h^2(\theta)} \cos(3\theta) \cdot \left[3 \frac{s_{ij}}{s_{II}^2} - s_{ij}^{-1} \right]$$

Ainsi, puisque:

$$\frac{\partial(h(\theta)s_{II})}{\partial s_{ij}} = h(\theta) \frac{s_{ij}}{s_{II}} + s_{II} \frac{\partial h(\theta)}{\partial s_{ij}}$$

Il résulte que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(h(\theta)s_{II})}{\partial s_{ij}} &= h(\theta) \frac{s_{ij}}{s_{II}} + \frac{\gamma \cos(3\theta)}{3h^2(\theta)} \left(3 \frac{s_{ij}}{s_{II}} - s_{II} s_{ij}^{(-1)} \right) \\ &= \frac{1}{h^2(\theta)} \left[\frac{s_{ij}}{s_{II}} - \frac{\gamma}{3} \cos(3\theta) s_{II} s_{ij}^{(-1)} \right] \end{aligned}$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] AL-TABBAA, A. & WOOD, D.M.
"An experimentally based Bubble model for clay"
Numerical models in geomechanics - NUMOG III
Ed., Pretrszizak, Pande-Elsevier 1-8 - 1989.

- [2] BANERJEE, P.K. & STIPHO A.S.
"An elasto-plastic model for undrained behaviour of heavily
overconsolidated clays"
International journal for numerical and analytical methods in geomechanics,
vol 3, pp. 97-103 - 1979.

- [3] BIAREZ, J.
"Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des sols et des matériaux
pulvérulents"
Thèse de Doctorat, Grenoble - 1962.

- [4] BIAREZ, J. & HICHER P.Y.
"Lois de comportement des sols remaniés et des matériaux granulaires -
tome 1: approche expérimentale - "
Cours de DEA, ECP - 1989.

- [5] BURLAND, I.B. & ROSCOE K.H.
"On the generalized stress-strain behaviour of wet clay"
Engineering plasticity, Cambridge, Heyman-Leckie ed. - 1968.

- [6] CAMBOU, B. & DUBUJET, PH. & DOANH, T.
"Undrained cyclic loading with reorientation of principal axes: experiments
and modelling"
Third International Conference on Constitutive Laws for Engineering
Materials and Workshop, Tucson - 1990.

- [7] CAMBOU, B. & JAFARI, K.
"Modèle de comportement des sols non-cohérents"
Revue Française de Géotechnique, vol.44, pp. 43-55 - 1988.

- [8] CAMBOU, B. & JAFARI, K. & ELAMRANI, K.
"An elastoplastic model for granular material using three mechanisms"
Numerical models in geomechanics - NUMOG III
Ed., Pretrszizak, Pande-Elsevier 1-8 - 1989.

- [9] CHABOCHE, J.-L.
"Un nouveau schéma d'écrouissage cinématiques à surface mémoire
discrète"
La recherche aérospatiale, N°4, pp. 49-69 - 1989.

- [10] DI BENEDETTO, H.
"Etude du comportement cyclique des sables en cinématique rotationnelle"
Thèse de Docteur-Ingénieur, INPG-ENTPE - 1981.
- [11] DOANH, T.
"L'étude du comportement de la kaolinite"
Thèse de Doctorat-Ingénieur, ECP-ENTPE - 1984.
- [12] GOLCHEH, Y.
"Etude de sollicitations rotationnelles sur une kaolinite"
Thèse de Doctorat, ECP-ENTPE - 1986.
- [13] HICHER, P.Y.
"Comportement mécanique des argiles sautées sur divers chemins de sollicitations monotones et cycliques - Application à une modélisation élastoplastique et viscoplastique"
Thèse de Doctorat d'état, Université Paris 6 - 1985.
- [14] HIRAI, H. & KAMEI, T.
"A combined hardening model of anisotropically consolidated cohesive soils"
Revue canadienne de géotechnique, vol 28, pp. 1-10, n°1 - 1991.
- [15] HSIEH, H.S. & KAVAZANJIAN Jr, E. & BORJA, R.I.
"Double-Yield-Surface Cam-Clay Plasticity - Model. I: theory"
Journal of Geotechnical Engineering, vol 116, pp 1381-1401, N° 9 - 1990.
- [16] HUANG, T.-K. & CHEN, W.-F.
"Simple procedure for determining Cap-Plasticity-Model Parameters"
Journal of Geotechnical Engineering, vol 116, pp 492-513, N° 3 - 1990.
- [17] HUEKEL, T.
"A model of soil behaviour in plastic and hysteretic ranges - Part II: Cyclic loading"
Constitutive Relations for Soils: Results of the international workshop on constitutive relations for soils, Grenoble, pp 289-310, ed. Balkema, Rotterdam, Boston,- 1982.
- [18] HUJEUX, J.C.
"Calcul numérique de problèmes de consolidation élastoplastique"
Thèse de Docteur-Ingénieur, ECP - 1979.

- [19] LADE, P.V.
 "Elastoplastic stress-strain theory for cohesionless soil with curved yield surface"
 Int. Jour. Solids and Structures, vol. 13, pp 1019-1035 - 1977.

- [20] LAMANI, B
 "Problèmes d'identification en mécanique des matériaux"
 Thèse de Doctorat, E.C.L. - 1992.

- [21] LEMAITRE, J. & CHABOCHE, J.-L.
 "Mécanique des matériaux solides"
 Ed. Dunod, 1985.

- [22] LORET, B.
 "Elastoplasticité à simple potentiel" & "Application de la théorie des multimécanismes à l'étude du comportement des sols"
 Manuel de rhéologie des géomatériaux, Presse de l'ENPC - 1987.

- [23] MAGNAN, J.P.
 "Modélisation numérique du comportement des argiles molles naturelles"
 Rapport de recherche LCPC, N°141 - 1986.

- [24] MROZ, Z, NORRIS, V.A., & ZIENKIEWICZ, O.C.
 "An anisotropic hardening model for soils and its application to cyclic loading"
 Int. Jnl. For Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 23, pp 203-221 - 1978.

- [25] NOVA, R.
 "A model of soil behaviour in plastic and hysteretic ranges - Part I: Monotonic loading"
 Constitutive Relations for Soils: Results of the international workshop on constitutive relations for soils, Grenoble, pp 289-310, ed. Balkema, Rotterdam, Boston,- 1982.

- [26] OKA, F.
 "Constitutive equations for granular materials in cyclic loadings"
 IUTAM Conference on Deformation and Failure of granular Materials, pp. 297-306, Delft - 1982

- [27] OLIVARI, G.
 "Mécanique des sols"
 Cours de 2^e année, ECL.

- [28] PASTOR, M. & ZIENKIEWICZ, O.C. & CHAN, A.H.C.
"Generalized plasticity and the modelling of soil behaviour"
International Journal for Numerical and analytical methods in
Geomechanics, vol 14, N°3 - 1990.
- [29] SIDOROFF, F.
"Comportement des matériaux"
Cours de 3^e année, ECL - 1984.
- [30] TADJBAKHS, S. & FRANK, R.
"Etude par la méthode des éléments finis du comportement élastoplastique
de sols dilatants - Application aux pieux sous charge axiale"
Rapport de recherche LCPC, N°135 - 1985.
- [31] TAN, C.-H.
"Développement d'un modèle élastoplastique pour le comportement des
matériaux granulaires sous sollicitations non-monotones complexes"
Thèse de Doctorat, Université de Lille - 1990.
- [32] TOUATI, A
"Comportement mécanique des sols pulvérulents sous fortes contraintes"
Thèse de Doctorat, ENPC - 1982.

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 5 Juillet 1984, modifié par l'arrêté du 21 Mars 1988 et l'arrêté du 23 Novembre 1988,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Mr B. CAMBOU Professeur - Mécanique des Solides - ECL,

et les rapports de

Mr P.H. HICHER Professeur - Dépt. Mécanique des Sols - ECOLE CENTRALE
DE PARIS - 92295 CHATENAY MALABRY,

Mr F. SIDOROFF Professeur - Dépt. Mécanique des Solides - ECL,

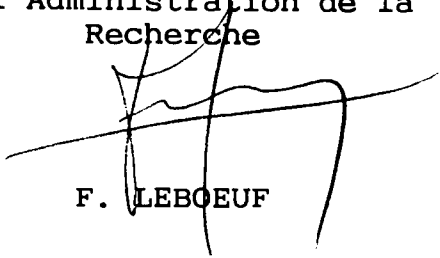
Monsieur **DUBUJET Philippe**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention
du titre de **DOCTEUR**

Spécialité : MECANIQUE

Fait à Ecully, le 27 janvier 1992

P/Le Directeur de l'E.C.L.
Le Directeur
de l'Administration de la
Recherche


F. LEBOEUF

