HAL
open science

Etude du comportement du sable à l'appareil triaxial : expérience et modélisation

Fatiha Bahda

To cite this version:

Fatiha Bahda. Etude du comportement du sable à l'appareil triaxial : expérience et modélisation. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1997. Français. NNT : . tel-00523153

HAL Id: tel-00523153

https://pastel.hal.science/tel-00523153

Submitted on 4 Oct 2010

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

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

2928 (4)

ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

THÈSE
présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTEUR
DE
DE L'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

Spécialité : Géotechnique

présentée par :

Fatiha BAHDA

Sujet de la thèse :

Étude du comportement du sable à l'appareil triaxial : expérience et modélisation

Soutenue à Champs-sur-Marne, le 2 juin 1997
devant le jury composé de :

Rapporteurs : P.Y. HICHER
I. SHAHROUR

Examinateurs : J.P. MAGNAN
M. PASTOR
J. CANOU

E.N.P.C.
INV07925

Centre d'enseignement et de Recherche en Mécanique des sols
CERMES (E.N.P.C - L.C.P.C)

NS 22928 (4)

X

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Géotechnique

présentée à

L'École Nationale des Ponts et Chausséees

par

Fatiha BAHDA

pour obtenir le grade de docteur ingénieur

sur le sujet :

Étude du comportement du sable à l'appareil triaxial : expérience et modélisation

Soutenue le 2 juin 1997
devant les membres de jury :

Rapporteurs	Examinateurs
P.Y. HICHER	J.P. MAGNAN
I. SHAHROUR	M. PASTOR
	J. CANOU

Centre d'Enseignement et de Recherche en Mécanique des sols
CERMES (ENPC - LCPC)

No

AVANT - PROPOS

Ce travail a été réalisé avec le concours financier du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées et de l'École Nationale des Ponts et Chaussées : je les en remercie vivement.

Que Monsieur Manuel Pastor, professeur à la Escuela de Ingenieros de Caminos et directeur du groupe Ingeneria Computacional du CEDEX à Madrid, trouve ici l'expression de toute ma gratitude pour les longues heures de travail qu'il m'a consacrées, particulièrement sur la partie modélisation. Sa compétence, sa disponibilité et sa gentillesse m'ont été d'un soutien de tous les instants.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Félix Darve, professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, pour les discussions fructueuses que nous avons eues concernant le comportement rhéologique des sols. Je le remercie en outre pour son action déterminante au sein du réseau européen ALERT, qui m'a offert un environnement opportun pour développer mes recherches.

Mes remerciements vont également à Monsieur Jean Pierre Magnan, professeur de mécanique des sols à l'École Nationale des Ponts et Chaussées, pour ses corrections et ses remarques judicieuses, ainsi que pour m'avoir fait l'honneur de présider ma soutenance.

Qu'il me soit permis de remercier Messieurs Pierre - Yves Hicher, professeur des universités et directeur du laboratoire de génie civil de l'École Centrale de Nantes et, Issam Sharour, professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Je souhaite aussi remercier Monsieur Jean Canou de m'avoir assuré un cadre de travail favorable, Monsieur Adrien Saïtta pour les discussions que nous avons eues à propos de l'approche numérique du comportement des sols ainsi que Messieurs Emmanuel Delaure et Gérard Belmont, qui m'ont toujours été d'une aide précieuse dans l'expérimentation.

Je remercie enfin Mesdames Josette Fayol et Dominique Barrière pour leur aide efficace au secrétariat, Sabrina Perlo Mevelec pour son soutien moral, Pierrick Chastagner qui a assuré la relecture de cette thèse, ainsi que mes autres collègues et amis qui, chacun à sa manière, ont apporté quelque chose de plus à ce travail.

À mes parents

À ma fille Elise

TABLES DES MATIERES

INTRODUCTION GÉNÉRALE 1

Chapitre I : Éléments bibliographiques sur la rhéologie des sables

I.1. ESSAI TRIAXIAL CLASSIQUE 6

I.2. PRINCIPAUX CONCEPTS RHÉOLOGIQUES DES MATÉRIAUX GRANULAIRES 8

I.2.1 ETAT CRITIQUE 8

I.2.2 ÉTAT STABLE DE DÉFORMATION 9

I.2.3 ÉTAT CARACTÉRISTIQUE 11

I.2.3.1 NOTIONS DE CONTRACTANCE ET DE DILATANCE *11*

I.2.3.2 ÉTAT CARACTÉRISTIQUE *11*

I.3. UNICITÉ DE L'ÉTAT STABLE DE DÉFORMATION POUR LES SABLES 13

I.4. LIQUÉFACTION STATIQUE 20

I.5. COMPORTEMENT MÉCANIQUE DES SABLES SOUS CHARGEMENT CYCLIQUE 23

I.5.1 PRINCIPAUX TYPES DE COMPORTEMENT CYCLIQUE 23

I.5.2 COMPORTEMENT EN CONDITION DRAINÉE 23

I.5.3 COMPORTEMENT EN CONDITION NON DRAINÉE 24

I.5.4 MOBILITÉ CYCLIQUE 28

I.5.5 LIQUÉFACTION VRAIE 28

I.5.6 LIQUÉFACTION ET EFFONDREMENT 31

I.5.7 COURBE DE RÉSISTANCE AU CISAILLEMENT CYCLIQUE (RCC) 31

I.5.7.1 DÉFINITION *31*

I.5.7.2 PARAMÈTRES AYANT UNE INFLUENCE SUR LA RÉSISTANCE AU CISAILLEMENT CYCLIQUE *31*

I.6. CRITÈRE DE PERTE DE STABILITÉ 32

I.7. PARAMÈTRE D'ÉTAT ET INDICE D'ÉTAT 38

I.7.1 PARAMÈTRE D'ÉTAT 38

I.7.2 INDICE D'ÉTAT 39

I.8. CONCLUSIONS 43

Chapitre II : Éléments bibliographiques sur la modélisation

II.1. FORMULATION ÉLASTOPLASTIQUE DES LOIS DE COMPORTEMENT 44

II.1.1 GÉNÉRALITÉS 44

II.1.2 ÉLASTICITÉ 44

II.1.3 PLASTICITÉ 46

II.1.3.1 INTRODUCTION 46

II.1.3.2 SURFACE DE RUPTURE 47

II.1.3.3 SURFACE DE CHARGE 48

II.1.3.4 RÈGLE D'ÉCROUISSAGE 53

II.1.3.5 POTENTIEL PLASTIQUE ET LOI D'ÉCOULEMENT 54

II.2. MODÈLES DE COMPORTEMENT ÉLASTOPLASTIQUES DES SOLS 56

II.2.1 MODÈLE À SIMPLE SURFACE DE CHARGE 56

II.2.2 MODÈLES A DOUBLE SURFACE DE CHARGE 58

II.2.3 MODÈLES BASÉS SUR LE PARAMÈTRE D'ÉTAT 60

II.3. MODÉLISATION ÉLASTOPLASTIQUE DU COMPORTEMENT CYCLIQUE DES SOLS GRANULAIRES 64

II.3.1 INTRODUCTION 64

II.3.2 CONCEPT DE SURFACE FRONTIÈRE (BOUNDING SURFACE) 64

II.3.2.1 CONCEPT DE CHAMP DE MODULES PLASTIQUES 64

II.3.2.2 CONCEPT DE SURFACE FRONTIÈRE 66

II.3.3 MODÈLE BASÉ SUR LA THÉORIE DE L'ÉLASTOPLASTICITÉ GÉNÉRALISÉE 67

II.4. CONCLUSIONS 74

Chapitre III : Étude expérimentale du comportement monotone et cyclique des sables

III.1. INTRODUCTION 75

III.2. ÉQUIPEMENTS ET PROCÉDURES D'ÉSSAIS 76

III.2.1 MATÉRIAU UTILISÉ 76

III.2.2 DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX 78

III.2.2.1 APPAREIL TRIAXIAL CLASSIQUE 78

III.2.2.2 APPAREIL TRIAXIAL DE TYPE BISHOP ET WESLEY (1975) 78

III.2.2.3 APPAREIL TRIAXIAL CYCLIQUE 80

III.2.3 ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNÉES 80

III.2.4 PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE 80

III.2.4.1 PRÉPARATION DE L'ÉCHANTILLON 80

III.2.4.2 SATURATION *82*
III.2.4.3 CONSOLIDATION *83*
III.2.4.4 CISAILLEMENT *83*
III.2.4.5 ÉVALUATION DE L'INDICE DES VIDES *84*
III.2.4.6 CALCUL DE LA MASSE INITIALE *84*
III.2.4.7 PÉNÉTRATION DE MEMBRANE *85*

III.3. COMPORTEMENT SOUS CHARGEMENT MONOTONE 88

III.3.1 ESSAIS CLASSIQUES NON DRAINÉS 88
III.3.1.1 PROGRAMME EXPÉRIMENTAL *88*
III.3.1.2 ESSAI D'EFFONDREMENT *89*
III.3.1.3 INFLUENCE DE LA DENSITÉ *91*
III.3.1.4 INFLUENCE DE LA CONTRAINTE DE CONSOLIDATION ISOTROPE *91*
III.3.1.5 INFLUENCE DU NIVEAU DE CONSOLIDATION ANISOTROPE *94*
III.3.1.6 DROITE D'EFFONDREMENT *98*
III.3.1.7 ÉTAT QUASI STABLE *99*
III.3.2 ESSAIS À DÉVIATEUR CONSTANT 100
III.3.2.1 RÉALISATION *100*
III.3.2.2 PROGRAMME EXPÉRIMENTAL *100*
III.3.2.3 RÉSULTAT TYPIQUE *100*
III.3.2.4 INFLUENCE DU NIVEAU DE CONSOLIDATION ISOTROPE *103*
III.3.2.5 INFLUENCE DU NIVEAU DE CONSOLIDATION ANISOTROPE *105*
III.3.2.6 INFLUENCE DE LA DENSITÉ *107*
III.3.2.7 COMPORTEMENT À LA DÉCHARGE *109*
III.3.2.8 ÉTATS STABLE ET QUASI STABLE *111*
III.3.2.9 VALIDATION DE LA DROITE D'EFFONDREMENT *112*

III.4. COMPORTEMENT SOUS CHARGEMENT CYCLIQUE 114

III.4.1 ESSAIS CLASSIQUES NON DRAINÉS À AMPLITUDE DE DÉVIATEUR FIXE 114
III.4.1.1 RÉSULTATS TYPIQUES *114*
III.4.1.2 INFLUENCE DU NIVEAU DE CISAILLEMENT *118*
III.4.1.3 ÉVALUATION DE LA DROITE D'EFFONDREMENT *126*
III.4.1.4 COURBE DE RÉSISTANCE AU CISAILLEMENT CYCLIQUE *126*
III.4.1.5 ÉTAT STABLE ET QUASI-STABLE EN CYCLIQUE *129*
III.4.1.6 DIAGRAMME DE COMPORTEMENT DU SABLE *131*
III.4.2 ESSAIS CLASSIQUES NON DRAINÉS Á AMPLITUDE DE DEVIATEUR VARIABLE 132
III.4.2.1 INTRODUCTION *132*
III.4.2.2 PROGRAMME EXPÉRIMENTAL *133*
III.4.2.3 RÉSULTAT TYPIQUE *134*

III.4.2.4 INFLUENCE DE LA DENSITÉ ET DE LA CONSOLIDATION *134*
III.4.2.5 ÉLASTICITÉ ANISOTROPE *141*
III.4.2.6 ANISOTROPIE INDUITE *142*
III.4.2.7 ESSAI EN EXTENSION *143*

III.5. CONCLUSIONS **145**

Chapitre IV : Formulation d'un modèle adapté au comportement monotone et cyclique des sables

IV.1. INTRODUCTION **147**

IV.2. ÉCRITURE D'UNE LOI DE COMPORTEMENT ÉLASTOPLASTIQUE DANS LE PLAN DU TRIAXIAL **147**

IV.2.1 HYPOTHÈSES 147
IV.2.2 GÉNÉRALITÉS 147
IV.2.3 DÉTERMINATION DE LA CONTRIBUTION PLASTIQUE PAR LA FORMULATION CLASSIQUE 149
IV.2.4 DÉTERMINATION DE LA CONTRIBUTION PLASTIQUE EN ELASTOPLASTICITÉ GÉNÉRALISÉE 150
IV.2.5 DÉTERMINATION DE LA MATRICE ÉLASTOPLASTIQUE 151

IV.3. INTRODUCTION DE L'ANISOTROPIE ÉLASTIQUE **151**

IV.3.1 CHOIX D'UNE FORMULATION DE L'ANISOTROPIE ÉLASTIQUE 151
IV.3.2 DÉTERMINATION DU PARAMÈTRE D'ANISOTROPIE A 153

IV.4. MODÈLE À DOUBLE SURFACE DE CHARGE BASÉ SUR LA THÉORIE DE L'ÉLASTOPLASTICITÉ GÉNÉRALISÉE ET SUR LA DÉFINITION DU COUPLE D'ÉTAT **155**

IV.4.1 DÉFINITION DU COUPLE D'ÉTAT 155
IV.4.1.1 LIMITATION DES PARAMÈTRES D'ÉTAT ACTUELS *155*
IV.4.1.2 NOUVEAUX PARAMÈTRES PROPOSÉS *157*
IV.4.2 DESCRIPTION DU MODÈLE PROPOSÉ 158
IV.4.2.1 CONTEXTE DU TRAVAIL *158*
IV.4.2.2 DÉFORMATION ÉLASTIQUE *158*
IV.4.2.3 DÉFORMATION PLASTIQUE *159*
IV.4.2.4 SURFACES DE CHARGE *159*
IV.4.2.5 LOI ET DIRECTIONS D'ÉCOULEMENT *165*
IV.4.2.6 EXPRESSIONS DES MODULES PLASTIQUES *167*
IV.4.2.7 CARACTÉRISATION DE L'EXTRAPOLATION *168*

IV.4.2.8 ÉCRITURE DE LA DÉFORMATION PLASTIQUE *170*
IV.4.3 PARAMÈTRES DU MODÈLE 172

IV.5. ÉVALUATION QUALITATIVE DU MODÈLE 176

IV.5.1 SIMULATIONS D'ESSAIS MONOTONES NON DRAINÉS 176
IV.5.1.1 À INDICE DES VIDES CONSTANT *176*
IV.5.1.2 INFLUENCE DE LA CONSOLIDATION ANISOTROPE *178*
IV.5.1.3 INFLUENCE DE LA DENSITÉ *180*
IV.5.1.4 SIMULATION À COUPLE D'ÉTAT INITIAL CONSTANT *180*
IV.5.2 SIMULATIONS D'ESSAIS MONOTONES DRAINES 181
IV.5.3 SIMULATIONS D'ESSAIS CYCLIQUES NON DRAINES 184
IV.5.3.1 ESSAIS D'EFFONDREMENT CYCLIQUE *184*
IV.5.3.2 ESSAI DE MOBILITE CYCLIQUE *185*
IV.5.3.3 INFLUENCE DU NIVEAU DU DEVIATEUR FIXE *186*
IV.5.3.4 INFLUENCE DE LA DENSITE *186*
IV.5.4 SIMULATIONS D'ESSAIS CYCLIQUES DRAINES 188

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 202

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES 205

ANNEXES 219

INTRODUCTION GÉNÉRALE

La connaissance des sols commence toujours par des observations et des mesures, lors d'essais in situ et d'essais de laboratoire. Les essais in situ, comme le pressiomètre ou le pénétromètre, testent le matériau dans son état naturel mais dans des conditions de déformation et de drainage complexes qui en rendent l'interprétation difficile. Les essais de laboratoire offrent une meilleure maîtrise des conditions de drainage et de chargement et permettent d'explorer plus largement les lois de comportement des sols. L'essai de laboratoire le plus utilisé est l'essai triaxial. Cet essai a permis d'établir des concepts importants pour le comportement des sables comme le concept d'état critique (Roscoe et *al.*, 1958 ; Schofield et Wroth, 1968) ou le concept d'état caractéristique (Luong, 1978). Il fournit aussi les données expérimentales qui servent de base aux lois de comportement dont la formulation mathématique est utilisée pour prédire la réponse du sol à des sollicitations plus complexes. La plupart des modèles de comportement sont issus d'essais triaxiaux. Une fois généralisés à des sollicitations tridimensionnelles, ils peuvent être introduits dans un code de calcul pour servir au calcul d'ouvrages complexes.

Le développement de moyens informatiques puissants a, depuis vingt ans, favorisé l'utilisation de méthodes numériques, en particulier la méthode des éléments finis, pour le calcul des contraintes, des déformations et des surpressions interstitielles dans les massifs de sol. Les résultats de ces calculs dépendent beaucoup de la relation contrainte-déformation choisie. Cette relation doit être simple, dépendre de paramètres physiques mesurables et intrinsèques au matériau et reproduire les caractères fondamentaux de comportement du sol concerné.

Les travaux de l'école de Cambridge, qui introduisent des modèles élastoplastiques (Roscoe et *al.*, 1963 ; Roscoe et Burland, 1968) issus de la théorie de l'état critique (Roscoe et *al.*, 1958 ; Schofield et Wroth, 1968), ont donné un grand essor à la modélisation du comportement des sols. Ces modèles à écrouissage isotrope ont été conçus initialement pour décrire le comportement des argiles sous chargement monotone (Cam-Clay et Cam-Clay Modifié). Ce type de modèles, dits modèles d'état critique, a été considérablement développé par la suite, notamment pour les sables, et il reste aujourd'hui encore un cadre de modélisation fort utilisé pour l'étude du comportement des sols (Lade, 1977 ; Vermeer, 1978 ; Nova et Wood, 1979 ; Loret, 1981). D'autres théories sont aussi utilisées dans ce domaine, comme la théorie endochronique (Valanis, 1971 ; Bazant et *al.*, 1982) qui introduit la notion de temps intrinsèque pour l'écriture de la loi de comportement, et la théorie

incrémentale de Darve (1974, 1978, 1987) qui propose d'englober les théories décrites ci-dessus sous un même formalisme en définissant des zones tensorielles dans lesquelles une expression particulière de la loi de comportement est spécifiée.

En général, les formulations précédentes restent simples tant qu'il ne s'agit de décrire que le comportement des sols sous chargement monotone. Sous sollicitations cycliques, ces formulations ne sont pas suffisantes pour décrire les accumulations de surpressions interstitielles ou de déformations volumiques (selon qu'il s'agit de conditions non drainées ou drainées), observées expérimentalement au cours des cycles. Pour y remédier, de nombreuses solutions ont été proposées. Cambou et Jafari (1988) introduisent, dans un modèle à double surface de charge, l'écrouissage combiné non linéaire qui permet de translater et d'agrandir la surface de charge déviatorique. Lassoudière (1984) part du modèle de Hujeux (1979) et propose un modèle à écrouissage cinématique basé sur la notion de variables de mémoire discrètes qui permettent de décrire l'influence de l'histoire du matériau sur son comportement. D'autres chercheurs ont orienté leurs travaux vers des modèles à multisurfaces imbriquées les unes dans les autres et dont chaque surface possède un module plastique (Mroz, 1967 ; Prévost, 1978 ; Chen, 1985). Pour simplifier l'écriture des équations de tels modèles, qui deviennent très vite complexes avec des formes de surfaces de charge moins ordinaires qu'un cercle ou une ellipse, Dafalias et Herrmann (1982) proposent de ne prendre en compte qu'une surface de charge, dite surface frontière, à l'intérieur de laquelle se produisent des déformations irréversibles. À partir de tous ces travaux sur la modélisation du comportement cyclique des sols, Zienkiewicz et *al.* (1985), pour les argiles, et Pastor et *al.* (1985), pour les sables, proposent un cadre de description général de modèles élastoplastiques appelé élastoplasticité généralisée. Ce cadre permet d'unifier le formalisme de l'élastoplasticité classique et le concept de surface frontière. En particulier, il est possible, dans ce contexte, de postuler directement l'expression du module plastique sans expliciter la loi d'écrouissage. Ainsi Pastor et *al.* (1990) proposent un modèle adapté au comportement des sables sous chargement monotone et cyclique et qui permet en particulier de simuler la liquéfaction et la mobilité cyclique. Néanmoins, la plupart de ces modèles n'intègrent pas les conditions initiales dans leur formulation, de sorte que plusieurs jeux de paramètres sont souvent nécessaires pour simuler les différents comportements du sol liés à son état initial.

La liquéfaction et la mobilité cyclique sont deux aspects importants du comportement non drainé des sables saturés quand ils sont soumis à un chargement de cisaillement. Ce type de comportement est d'un intérêt pratique direct car, sous une telle sollicitation, un massif de sable peut développer des grandes déformations et, pour certains états initiaux, il peut même s'écouler comme un fluide. Le cisaillement non drainé peut être dû à une

sollicitation cyclique, comme lors des séismes, ou à un chargement statique suffisamment rapide pour qu'aucun drainage ne puisse avoir lieu.

La liquéfaction, telle qu'elle a été rapportée par Castro (1969), est un phénomène observable dans les sables lâches. Elle est caractérisée par une augmentation rapide de surpression interstitielle, suivie d'une perte soudaine de résistance au cisaillement. Cette résistance se stabilise progressivement à l'approche de l'état stable (Castro, 1969 ; Poulos, 1981), où de grandes déformations apparaissent et où la résistance atteint sa valeur résiduelle. Suivant le niveau de confinement et de densité du massif de sable, la résistance au cisaillement à l'état stable peut s'annuler complètement, auquel cas on parle de liquéfaction totale (Canou, 1987, 1989 ; Canou et al., 1992). Ce type de rupture est catastrophique et a déjà eu lieu durant plusieurs tremblements de terre (Niigata, 1964 ; San Fernando, 1971). La liquéfaction statique a pour sa part provoqué plusieurs glissements de terrain comme le glissement de l'aéroport de Nice en 1979 (Schlosser, 1985) ou les glissements produits au Canada par de la construction de bermes de sables destinées à recevoir des plates-formes d'exploration pétrolière (Sladen et *al.*, 1985b).

Contrairement à la liquéfaction, la mobilité cyclique (Seed et Lee, 1966 ; Lee et Seed, 1967 ; Ishihara et *al.*, 1975) n'est observable que sous sollicitations cycliques, dans les matériaux granulaires se trouvant dans un état dense. Elle correspond à l'état où le sol, après un certain nombre de cycles, ne manifeste aucune perte de résistance à la charge mais développe de grandes déformations qui persistent aussi longtemps que la sollicitation est maintenue. Cependant, il semble qu'il existe un taux de déformation maximum, correspondant à un niveau de sollicitation donné, pour lequel le sol est capable de supporter n'importe quel nombre de cycles sans augmentation supplémentaire de déformations (De Alba et *al.*, 1976). D'après Seed et Idriss (1982), la mobilité cyclique est un problème moins sérieux que la liquéfaction car son importance et les dommages qu'elle peut causer dépend de l'amplitude des déformations maximales. Cependant, il est intéressant aussi de noter que la mobilité cyclique peut induire une importante augmentation de surpression interstitielle lorsque la sollicitation est supprimée. Cette augmentation peut se maintenir jusqu'à ce que la pression interstitielle devienne égale à la pression de confinement. Cela risque de donner lieu à un écoulement considérable d'eau dans le sol, qui peut nuire aux couches supérieures du sol.

La bonne compréhension de ces deux phénomènes, ainsi que la détermination des facteurs influençant leur apparition, est donc d'une grande importance pour l'analyse de la stabilité des massifs de sol. Un point clé de cette analyse est la mise au point d'un critère qui permettrait d'évaluer le potentiel de liquéfaction d'un massif donné. Cette évaluation dépend, d'après Seed et Idriss (1982), de la combinaison des propriétés du sol, des facteurs

environnants, comme l'histoire géologique et la profondeur de la nappe d'eau, et des caractéristiques de la sollicitation auquel il est soumis. Les procédures d'évaluation sont basées soit sur des essais de laboratoire grâce à l'évaluation de la résistance au cisaillement causant la liquéfaction, soit sur des essais in situ qui permettent la détermination des caractéristiques de liquéfaction du sol. Les essais in situ utilisés sont principalement le SPT (Standard Penetration Test) et le CPT (Cone Penetration Test), (Canou, 1989 ; Foray et al., 1991 ; Canou et al., 1992). Dans le cadre de l'analyse de la liquéfaction à partir d'observations expérimentales, essentiellement à l'appareil triaxial, de nombreux auteurs (Hanzawa et *al.*, 1979 ; Vasquez-Herrera et *al.*, 1988 ; Lade, 1992 ; Konrad, 1993 ; Vaid et Chern, 1983 ; Sladen et *al.*,1985) ont proposé des critères d'instabilité permettant de diviser l'espace des contraintes en un domaine stable et un domaine instable avec risque de liquéfaction. En particulier, Sladen et *al.* (1985) suggèrent que, sous chargement monotone et pour un indice des vides donné, les points des pics des chemins de contraintes forment avec le point d'état stable une droite unique appelée droite d'effondrement et qui constitue le critère d'instabilité. Toutefois, beaucoup de questions restent à élucider quant à la dépendance de ce type de critère vis-à-vis du chemin de contraintes, du type de chargement et des conditions de drainage car, pour qu'un critère soit pertinent, il faut qu'il reste intrinsèque au matériau.

Un autre point important dans l'étude de la liquéfaction est l'évaluation de la résistance résiduelle atteinte en grandes déformations car, à la fin de la sollicitation, elle devient la résistance actuelle du sol. Le concept d'état stable paraît un outil rhéologique intéressant pour l'identification de la résistance résiduelle. Le concept d'état stable, similaire au concept d'état critique (Roscoe et *al.*, 1958 ; Schofield et Wroth, 1968), a été défini par Castro (1969) pour les matériaux granulaires et généralisé par Poulos (1981) à tout type de sol. Il représente l'état dans lequel le sol se déforme continûment, sans variation de volume ni de son état de contraintes. Toutefois, différents chercheurs ont rapporté des résultats controversés quant à l'unicité de l'état stable (vis à vis des conditions de drainage, de la sollicitation appliquée, des conditions initiales de mise en place) et à son application à des problèmes d'analyse de stabilité (Castro, 1969 ; Konrad, 1990a ; Been et *al.*, 1991 ; Ishihara, 1993).

À cause des conséquences catastrophiques des ruptures par liquéfaction ou par mobilité cyclique, leur analyse est d'une grande importance pour les ingénieurs. Un grand nombre d'études leur a été consacré. Cependant, beaucoup de questions sont encore sans réponses concernant le comportement du sol sous chargement de cisaillement en conditions non drainées. L'étude présentée ici a pour premier but d'identifier expérimentalement les

principaux traits de comportement non drainé du sable aussi bien en petites qu'en grandes déformations pour différents types de chargement et différents états initiaux. Elle concerne, en particulier, l'évaluation d'un critère de stabilité dans les sables lâches, la caractérisation de l'état de rupture en moyennes et grandes déformations et l'identification du type d'élasticité dans les sables. Elle a d'autre part pour objectif de construire un modèle qui puisse reproduire les caractéristiques significatives du comportement des milieux pulvérulents sous chargements monotone et cyclique en tenant compte de l'état initial du sol.

Dans le premier chapitre, les principaux traits du comportement rhéologique des sols granulaires sont examinés, à la lumière des développements expérimentaux publiés dans ce domaine. De plus, il semblait nécessaire de définir sans ambiguïté des phénomènes tels que la liquéfaction et l'effondrement ou des concepts comme l'état critique, l'état stable et l'état quasi stable. Un intérêt particulier a été aussi porté à la notion de paramètre et d'indice d'état, utilisés pour caractériser les différents aspects du comportement du sol en fonction de son état initial.

Le deuxième chapitre est consacré à la description de la formulation élastoplastique et des techniques de modélisation existantes. Cette formulation demeure le schéma plastique le plus fréquemment utilisé pour écrire une loi de comportement destinée à prédire la réponse d'un sol à une sollicitation donnée.

La troisième partie concerne l'étude expérimentale réalisée, qui a pour principaux objectifs de valider un critère de perte de stabilité de type droite d'effondrement (Sladen et *al.*, 1985) sur différents chemins triaxiaux tels que les chemins à contrainte de confinement constante sous chargements monotones et cycliques et des chemins à déviateur de contraintes constant, puis de caractériser le comportement du sable en moyennes et grandes déformations sur ces mêmes chemins, notamment vis-à-vis de l'état stable et de l'état quasi stable de déformation et, enfin, d'évaluer le comportement du sable en petites déformations grâce à des essais cycliques non drainés avec de faibles amplitudes de charge - décharge.

À l'issue d'une analyse détaillée des résultats expérimentaux obtenus et de l'introduction de deux nouveaux paramètres pour caractériser le comportement du sol, un modèle élastoplastique est formulé dans la dernière partie. Il est destiné à décrire le comportement des matériaux granulaires sous chargements monotone et cyclique dans différents états initiaux.

CHAPITRE I

ÉLÉMENTS BIBLIOGRAPHIQUES SUR LA RHÉOLOGIE DES SABLES

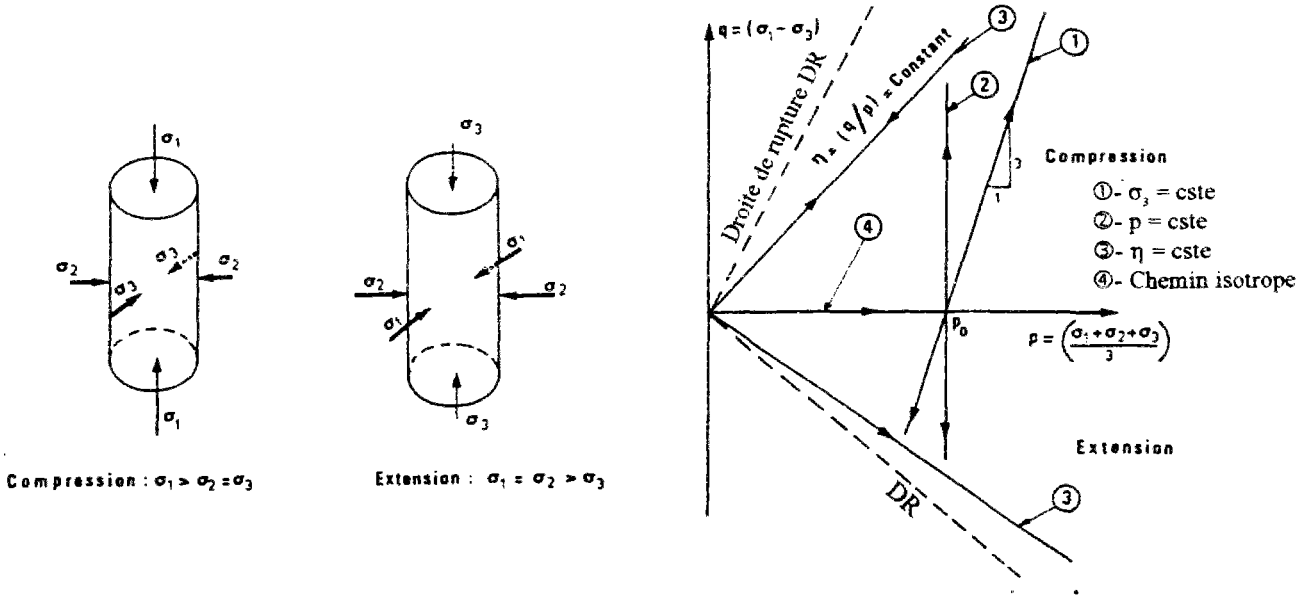
De nombreuses études expérimentales ont été menées pour analyser et comprendre les phénomènes fondamentaux qui gouvernent le comportement des sols. Cette partie passe en revue les principaux traits de comportement des sables saturés, étudiés essentiellement à l'appareil triaxial. Les effets visqueux ne sont pas pris en compte.

I.1. ESSAI TRIAXIAL CLASSIQUE

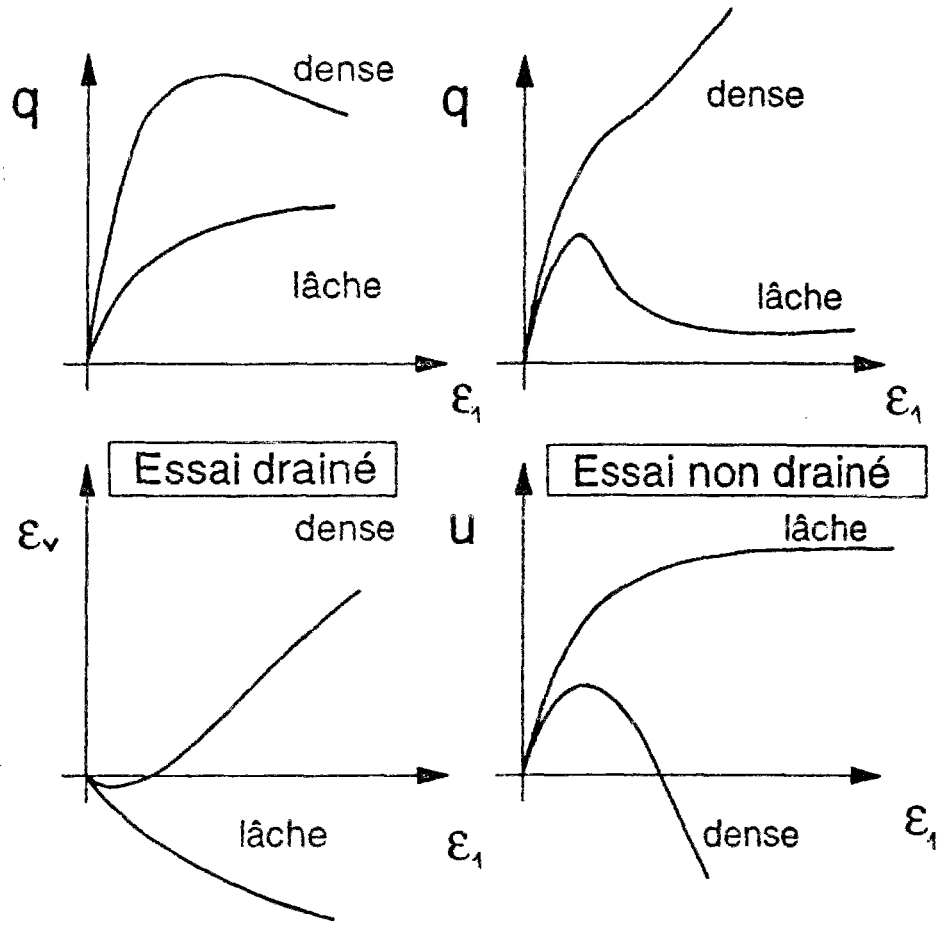
C'est l'essai de laboratoire le plus utilisé en mécanique des sols. Il permet la détermination de la résistance au cisaillement du sol sous différentes conditions de drainage. L'essai consiste à soumettre une éprouvette cylindrique de sol à un champ de contraintes uniforme défini par une pression hydrostatique dans le plan horizontal et une contrainte verticale comme le montre la figure I-1a. Comme deux contraintes principales sont identiques et que les axes principaux ne subissent pas de rotation, cet essai ne permet d'étudier qu'un plan de l'espace des contraintes appelé plan du triaxial. Les variables utilisées dans cet essai sont :

- $q = (\sigma_1 - \sigma_3)$ déviateur de contraintes,
- $p = (\sigma_1 + 2\sigma_3)/3$ contrainte moyenne totale,
- Δu surpression interstitielle,
- $p' = p - \Delta u$ contrainte moyenne effective (relation de Terzhagi),
- $\eta = q/p$ rapport de contraintes,
- ε_1 ou ε_a déformation axiale,
- ε_3 déformation horizontale,
- $\varepsilon_v = \varepsilon_1 + 2\varepsilon_3$ déformation volumique,
- $\varepsilon_d = 2/3\ (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)$ déformation déviatorique.

Outre le chemin de contraintes le plus classique ($dq = 3\ dp$), l'essai triaxial permet de réaliser des chemins de contraintes plus particuliers comme le chemin à rapport de contraintes η constant, le chemin à contrainte moyenne totale p constant ou encore le chemin à contrainte principale majeure σ_1 constante (Figure I-1b). Par ailleurs, l'appareil triaxial permet de réaliser des essais drainés ($\Delta u = 0$) et des essais non drainés ($\Delta\varepsilon_v = 0$) en compression et en extension, en monotone et en cyclique, à déformation ou à contrainte contrôlée. La figure I-1c montre les résultats schématiques typiques d'essais triaxiaux obtenus sur des échantillons de sables lâche et dense en conditions drainée et non drainée.



a- Schéma de principe **b- Exemples de trajets de charge au triaxial**



c- Résultats typiques d'essais triaxiaux

Figure I-1 Présentation de l'essai triaxial

I.2. PRINCIPAUX CONCEPTS RHÉOLOGIQUES DES MATÉRIAUX GRANULAIRES

I.2.1 ETAT CRITIQUE

Casagrande (1936) fut le premier à introduire la notion d'indice des vides critique. Il correspond à l'état où le sol se déforme d'une façon continue sous une contrainte de cisaillement constante en condition drainée. Cette approche n'était appliquée qu'aux sables, c'est pourquoi la vitesse de déformation n'intervenait pas. Casagrande (1936) ne prenait pas encore en considération l'existence d'une structure d'écoulement. Roscoe et *al.* (1958) définissaient l'état critique, pour les argiles en condition drainée, comme étant l'état où le sol continue à se déformer sous une contrainte de cisaillement et un indice des vides constants. Dans le plan (e, lnp'), l'ensemble des points d'état critique est une ligne unique parallèle à la ligne de consolidation isotrope : c'est la ligne d'état critique. La figure I-2 représente cette ligne (notée C.S.L. sur la figure) dans différents plans de l'essai triaxial. Selon Schofield et Wroth (1968), l'état critique est un état dans lequel le sol s'écoule comme un fluide visqueux s'il est continuellement cisaillé. Dans le plan contrainte-déformation, l'état critique ainsi défini correspond à un point situé entre le pic et la valeur résiduelle de la contrainte de cisaillement. Cette définition exclut toute idée de structure spécifique. De même, la réorientation ou la dégradation des grains est ignorée.

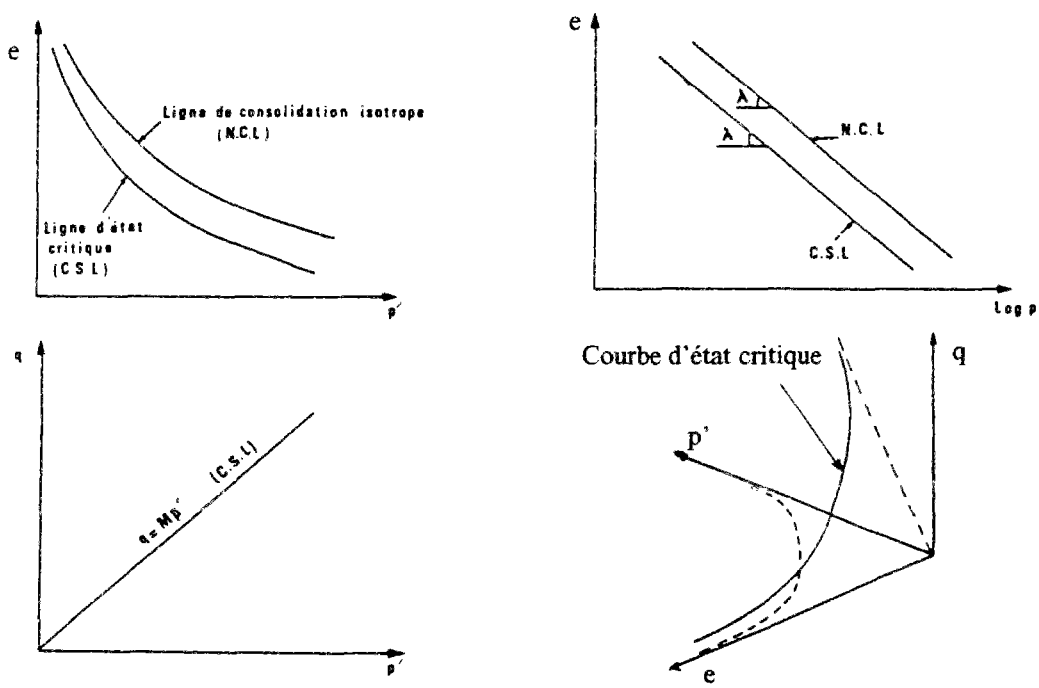


Figure I-2 Représentation de l'état critique

I.2.2 ÉTAT STABLE DE DÉFORMATION

Aussi appelé état permanent de déformation, ce concept a été introduit par Castro (1969) dans le cadre de l'étude de la liquéfaction. À partir des résultats d'une série d'essais triaxiaux non drainés, effectués sur des échantillons de sables de différents indices des vides puis consolidés de manière isotrope ou anisotrope et cisaillés à contrainte contrôlée, Castro a mis en évidence des diminutions importantes de la résistance au cisaillement non drainée dans les sables lâches (à indice des vides élevé), suivies d'un état résiduel où l'échantillon continue de se déformer à état de contraintes constant. Cet état résiduel représente l'état stable. En outre, il a établi que la résistance au cisaillement non drainé à cet état ne dépendait que de l'indice des vides initial du sable. Par conséquent, le lieu des points représentant cet état dans le diagramme (e, lnp') est une droite unique F (notée aussi e_F). La figure I-3 illustre l'état stable, à partir d'un résultat d'essai de liquéfaction dans les plans (q, ε_1) et (Δu, ε_1), obtenu par Castro (1969), ainsi qu'une présentation de la droite d'état stable F dans le diagramme (e, σ'_3).

Les travaux de Poulos (1981) ont permis de formaliser le concept d'état stable et de le généraliser à tout type de sol. Poulos (1981) a décrit ce concept comme suit : « L'état stable de déformation est, pour tout amas de particules, l'état dans lequel une masse de matériau se déforme continûment en conservant un volume, un état de contraintes et une vitesse de déformation constants. Cet état est atteint lorsque l'orientation des particules offre une structure particulièrement stable (*flow structure*) et que toute rupture éventuelle des grains a eu lieu ».

Il est important de noter que, d'après Poulos (1981), l'état stable de déformation n'est pas un état statique. Il n'existe que si la déformation due au chargement de cisaillement est maintenue. Poulos (1981) confirme que l'état stable de déformation peut se produire pour tout type de sol et pour tous chargement et drainage pouvant conduire à une structure d'écoulement où la mémoire de la structure initiale est perdue. Par ailleurs, il postule que cette nouvelle structure ne dépend que de la vitesse de déformation et des contraintes effectives normales.

Notons que, d'après la définition de Roscoe et *al.* (1958), la seule différence entre état stable de déformation et état critique est le rôle de la vitesse de déformation. Par ailleurs, Castro et ses coauteurs (Poulos et *al.*, 1985 ; Castro et *al.*, 1982) proposent que la différence entre l'état critique et l'état stable de déformation est significative seulement pour les argiles mais pas pour les sables. Cette conclusion a été confirmée par les travaux de

Lupini et *al.* (1981) et de Been et *al.* (1991). Désormais, de point de vue terminologique, on désignera communément par état stable de déformation, état permanent de déformation ou état critique tout état d'écoulement à déformation volumique et à état de contraintes constants. La droite d'état stable est aussi nommée droite de rupture dans le plan (q,p').

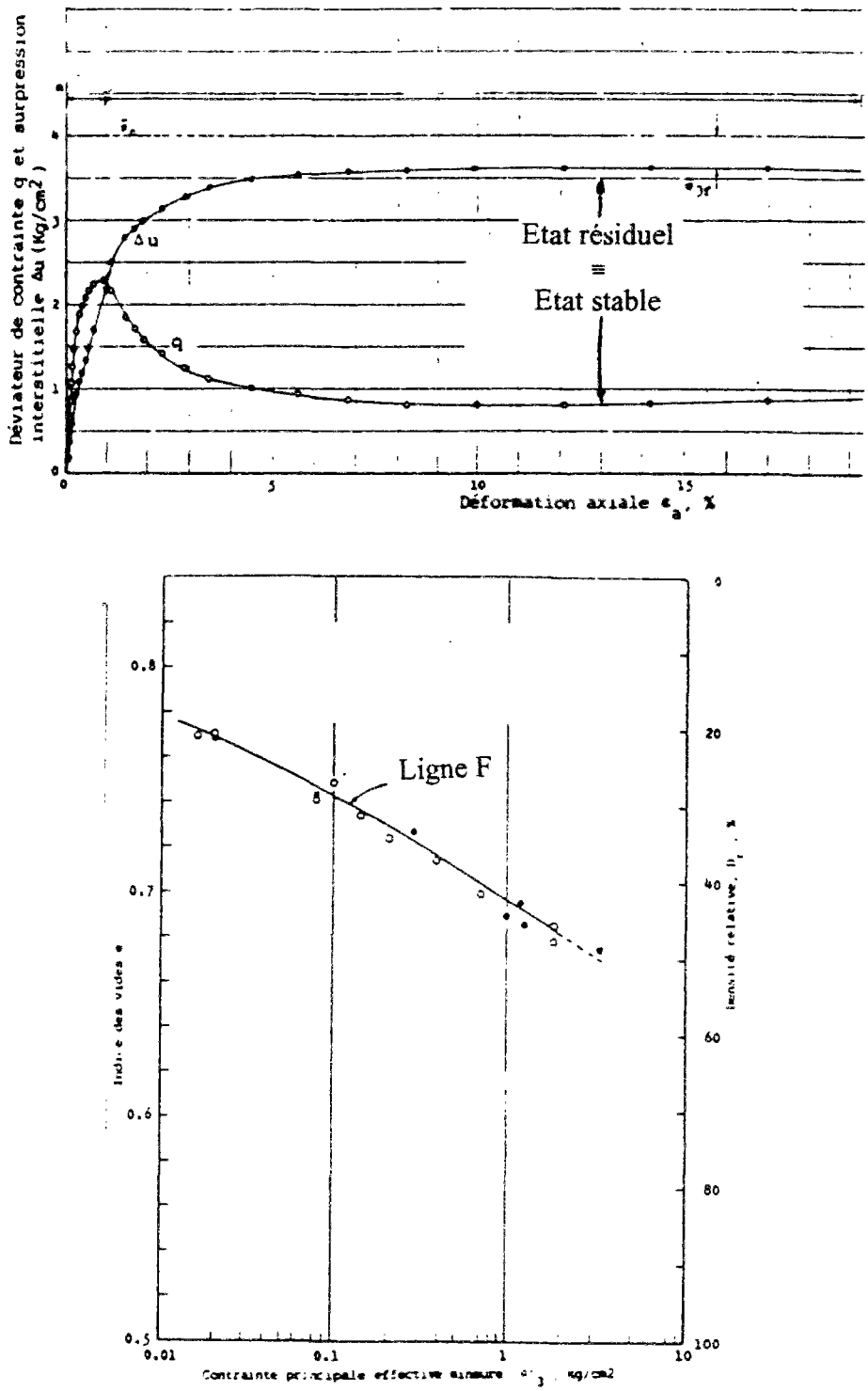


Figure I-3 Représentation de l'état stable à partir d'un essai de liquéfaction sur le "Banding sand", Castro (1969) ; figures d'après Canou (1989)

I.2.3 ÉTAT CARACTÉRISTIQUE

I.2.3.1 NOTIONS DE CONTRACTANCE ET DE DILATANCE

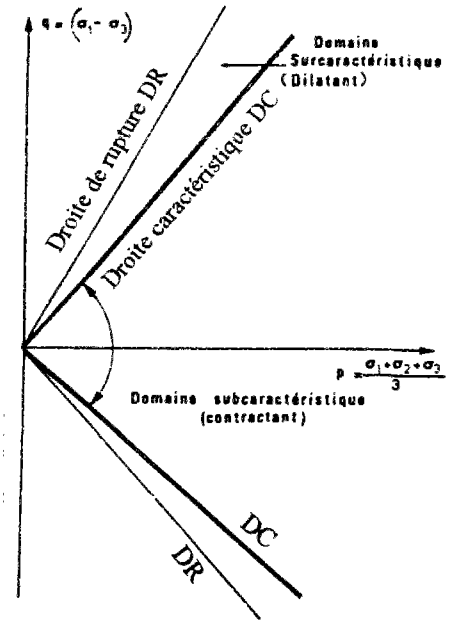
La notion de contractance-dilatance est directement liée à la structure granulaire. La contractance est une densification du matériau sous un chargement de cisaillement en condition drainée. Le phénomène est d'autant plus prononcé que le sable est lâche initialement. La dilatance correspond au phénomène inverse, observable dans les sables denses. Par analogie au comportement drainé, la contractance (resp. la dilatance), dans un essai de cisaillement non drainé, est définie par une génération positive (resp. négative) de surpression interstitielle.

I.2.3.2 ÉTAT CARACTÉRISTIQUE

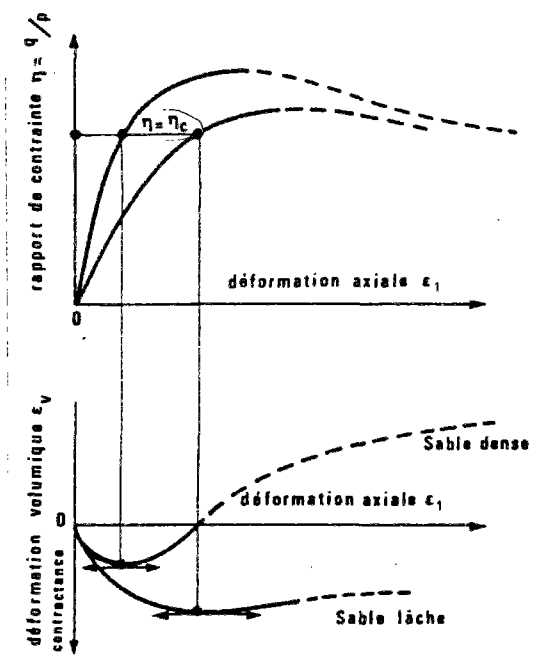
Ainsi défini par Luong (1978), Habib et Luong (1978) et Sidaner (1981), il correspond à l'état du matériau à son passage d'un comportement contractant à un comportement dilatant lors d'un chargement de cisaillement en condition drainée ou non drainée. Dans le plan des contraintes (q, p'), cet état est défini par une droite passant par l'origine et de pente $\eta_c = (q/p)_c$. Elle sépare l'espace des contraintes admissibles en un domaine subcaractéristique contractant et un domaine surcaractéristique dilatant comme le montre la figure I-4a. Elle a été aussi qualifiée de ligne de transformation de phase par Ishihara et *al.* (1975).

Dans un essai triaxial en condition drainée, ce passage se traduit par un taux de déformation volumique nul (Figure I-4b). En condition non drainée, cela se manifeste par une annulation ponctuelle du taux de génération de surpression interstitielle. Le chemin de contraintes effectives remonte alors le long de la droite d'état caractéristique (Figure I-4c). Selon Luong (1980), la longueur parcourue sur cette ligne détermine la perte de mémoire de l'histoire antérieure lors de la décharge.

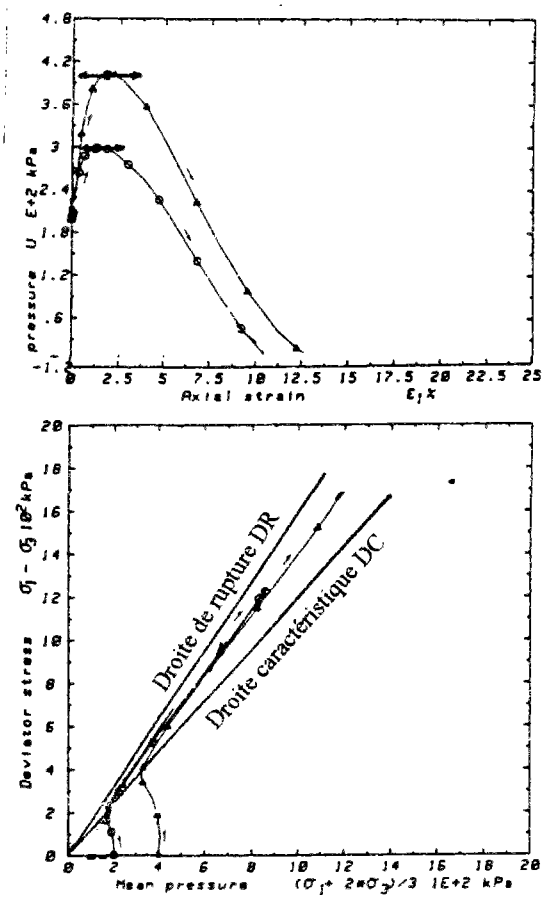
Luong (1980) a réalisé des essais sur le sable de Fontainebleau à différents chemins de contraintes (p = cste, q = cste, η = cste). Il a montré que l'angle de frottement mobilisé à l'état caractéristique ϕ_c est un facteur intrinsèque caractérisant la capacité d'enchevêtrement du sol. Par ailleurs, Yamada et Ishihara (1979, 1981) ont validé ce concept au triaxial vrai en montrant en particulier qu'il est valable dans des plans autres que le plan du triaxial.



a- Définition



b- Représentation dans un essai drainé, d'après Touati (1982)



c- Représentation dans un essai non drainé, d'après Mohkam (1983)

Figure I-4 État caractéristique, Luong (1978)

I.3. UNICITÉ DE L'ÉTAT STABLE DE DÉFORMATION POUR LES SABLES

L'existence d'une courbe d'état stable unique pour les sables fait depuis longtemps l'objet de nombreuses études, en particulier l'évaluation de l'influence de divers paramètres, comme la densité, le niveau de consolidation, le chemin de contraintes ou les conditions de drainage, sur sa localisation et son unicité.

Dans le cadre de l'étude de l'influence de la densité et en se basant sur des observations expérimentales relatives au comportement non drainé des sables, Castro (1969) a montré que les états résiduels, obtenus à partir d'essais monotones de liquéfaction à consolidation isotrope et anisotrope ainsi que d'essais cycliques de liquéfaction, forment pratiquement une ligne dans le plan (e, σ_3') qui est la ligne d'état stable F. Par ailleurs, il a défini, suivant les conditions initiales, une région de transition délimitée par deux courbes P et L parallèles à la courbe F. La figure I-5 présente les résultats de trois essais initialisés dans trois régions différentes du diagramme (e, lnp'). Si l'état initial d'un échantillon de sable est situé au-dessus de la ligne L, l'essai présentera un radoucissement important de la courbe de résistance au cisaillement jusqu'à l'état stable (courbe type a), c'est la liquéfaction. Si, en revanche, l'état initial est au-dessous de la ligne P, on observera un comportement type dilatant avec augmentation continue de la résistance au cisaillement (courbe type c). Les échantillons dans la zone de transition développeront un comportement limite nommé par l'auteur « liquéfaction limitée » (courbe type b). À partir de ces résultats, Castro (1969) a proposé de considérer l'état stable comme unique pour des états initiaux se situant au-dessus de la courbe P. Depuis, plusieurs études (Been et Jefferies,1985 ; Kramer et Seed, 1988 ; Sladen et Oswell, 1989 ; Ishihara et *al.*, 1989) ont également confirmé que l'état stable est uniquement fonction de l'indice des vides. Cependant, d'autres chercheurs (Alarcon-Guzman et *al.*, 1988 ; Konrad, 1990a, 1990b ; Konrad et *al.*, 1991) ont montré que, pour le même indice des vides, la résistance au cisaillement non drainée à l'état stable dépendait de la contrainte de consolidation. En particulier et suite à une étude concernant l'influence du niveau de consolidation isotrope sur les caractéristiques de deux sables avec une attention particulière pour la zone de transition définie par Castro (1969), Konrad (1990a) suggère l'existence d'une limite supérieure UF et inférieure LF de la résistance au cisaillement non drainée à l'état stable de déformation comme le montre la figure I-6. La courbe F définie par Castro (1969) appartiendrait alors au faisceau délimité par les lignes LF et UF.

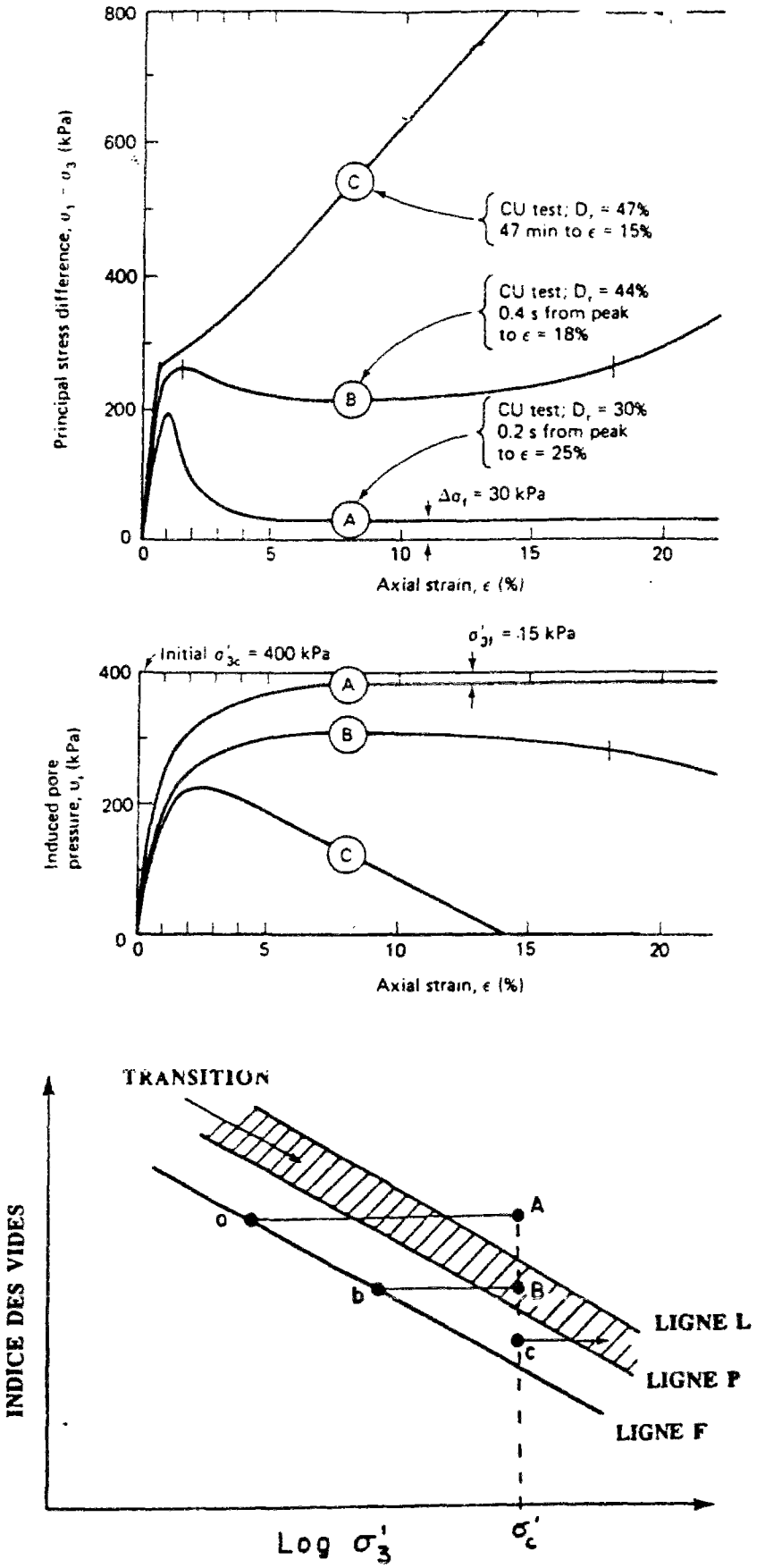


Figure I-5 Différents types de comportement du sable selon Castro (1969)

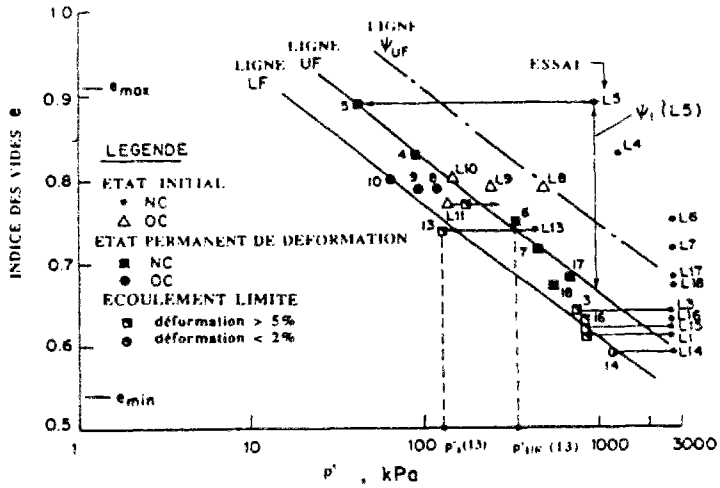


Figure I-6 Courbes UF et LF d'après Konrad (1990a)

En ce qui concerne l'influence des conditions de drainage, la définition même de l'état stable est liée à ces conditions puisque il était d'usage d'associer la ligne d'état critique à des essais drainés sur sables denses et la ligne d'état stable à des essais non drainés sur sables lâches (Castro, 1969). Étudier l'influence des conditions de drainage équivaut à se redemander si ces deux états sont similaires pour les sables. Toutefois, les opinions restent divergentes à ce sujet. En effet, Castro (1969), en se basant sur les résultats d'essais monotones, obtient une ligne d'état critique S différente de la ligne F (Figure I-7), tandis que les travaux de Poulos et *al.* (1988) et de Been et *al.* (1991) suggèrent que le lieu des états critiques, obtenu à partir d'essais triaxiaux à différentes conditions initiales, n'est pas influencé par les conditions de drainage (Figure I-8). Récemment, grâce à une étude menée sur le sable de Toyoura, Verdugo (1992) a montré que, en grandes déformations, la ligne d'état critique dans le plan (e, p') obtenue en conditions drainées coïncide avec celle obtenue en conditions non drainée. Cependant, vu la dispersion des points relatifs aux essais drainés, il recommande la détermination de l'état critique par des essais non drainés.

L'influence de la vitesse de déformation sur l'état stable a été proposée par Casagrande (1975) comme une cause possible de divergence de résultats concernant l'état stable. Les résultats de Hird et Hassona (1990) vont dans ce sens puisqu'ils présentent différentes lignes d'état stable selon qu'il s'agit d'un essai à force contrôlée ou à déformation contrôlée. Néanmoins, Been et *al.* (1991) affirment que l'effet du taux de déformation est faible dans la plage de déplacements induits dans les essais triaxiaux.

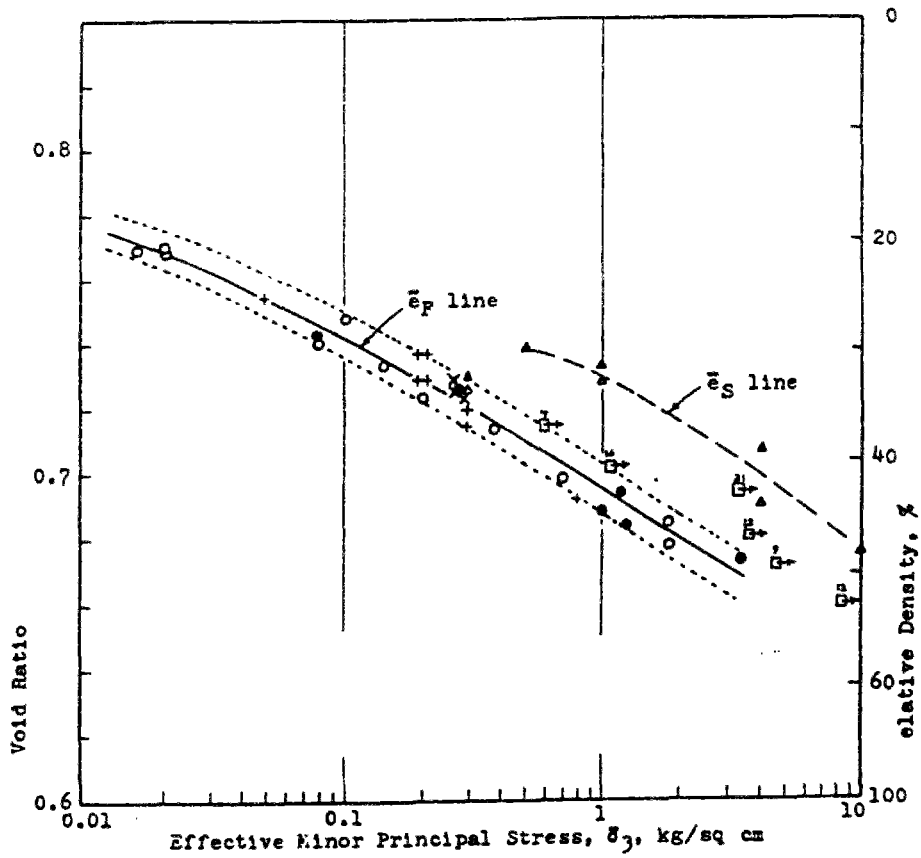


Figure I-7 Comparaison entre les lignes d'état critique obtenues à partir d'essais drainés et d'essais non drainés selon Castro (1969) (figure d'après Canou, 1989)

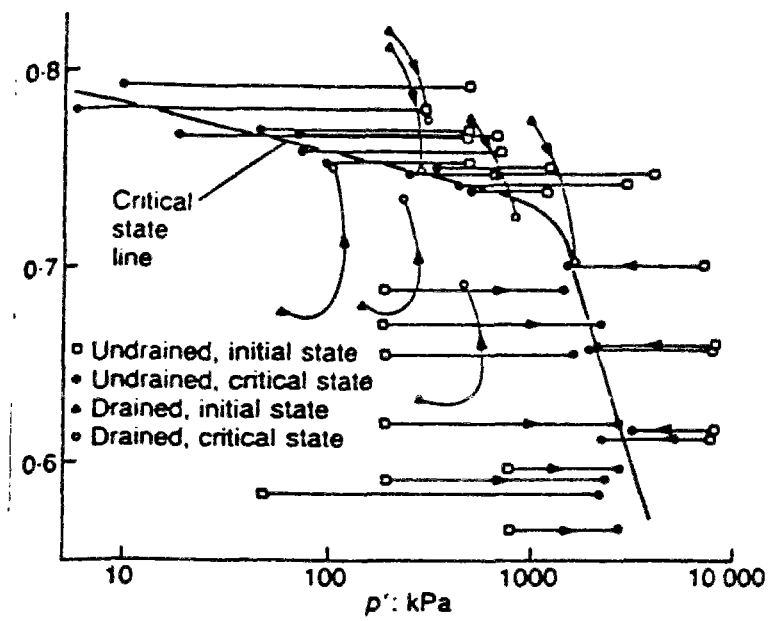


Figure I-8 Influence des conditions de drainage sur l'état critique d'après Been et *al.* (1991)

Pour élucider ces divers types de comportement du sable à l'état stable, Verdugo (1992) et Ishihara (1993) ont mené une étude approfondie sur plusieurs sables. Ils ont mis en évidence deux types de comportement des sables lâches cisaillés en condition non drainée, et qui pourraient être associés à l'état stable défini par Poulos (1981). Le premier comportement, observable en petites et moyennes déformations (d'environ 1% à 16%), est qualifié d'état quasi stable QSS (*Quasi-Seady state*). Il s'agit de l'état de contraintes au minimum de résistance au cisaillement. Il a été ainsi qualifié par d'autres auteurs (Alarcon-Guzman et *al.*, 1988 ; Been et *al.*, 1991). Le second est atteint en grandes déformations (au-delà de 25%) et c'est le classique état stable tel qu'il a été défini précédemment noté SS (Steady state). Les spécimens ne présentant pas de perte de résistance (comportement dilatant), atteignent leur état stable directement en grandes déformations. Cet état coïncide avec celui développé par les échantillons qui, avant d'atteindre l'état stable, présenteront une chute de résistance. Cela implique que, pour une densité donnée, l'état stable ne dépend pas de la contrainte de consolidation. Quant à l'état quasi stable, les observations expérimentales montrent que la résistance minimale développée à cet état dépend du niveau de consolidation tandis que l'angle de frottement mobilisé en est indépendant. La figure I-9 représente les résultats de deux essais non drainés au même indice des vides et à différentes contraintes de consolidation. Elle illustre les états stable (point R) et quasi stable (points Q et P) ainsi que leurs dépendances ou non vis-à-vis de la contrainte de consolidation. Pour faciliter l'évaluation du minimum de résistance au cisaillement atteint au QSS pour un indice des vides donné, Ishihara (1993) suggère de prendre la valeur moyenne des minima obtenus en variant le niveau de consolidation isotrope initiale. cette ligne moyenne est connue sous le non de QSSL.

D'après Verdugo (1992), l'état quasi stable est également affecté par le mode de préparation de l'échantillon alors que l'état stable ne l'est pas (Figure I-10). Cela va à l'encontre des résultats de Vasquez-Herrera et Dobry (1988), DeGregorio (1990), Marcuson et *al.* (1990) et Dobry (1991) qui ont montré que l'état stable dépendait de la méthode de préparation de l'échantillon. On pourrait supposer alors que, dans leurs analyses, il s'agissait de l'état quasi stable et non de l'état stable. Par ailleurs, Verdugo (1992) a montré que la structure initiale de l'échantillon (échantillon intact ou reconstitué, présence d'éléments fins) affecte fortement la localisation de la ligne d'état stable dans le diagramme d'état (e, p') mais elle n'influe pas sur l'angle de frottement mobilisé à la rupture. Cela confirme les résultats obtenus par Castro et *al.* (1982), Been & Jefferies (1985) et Hird & Hassona (1985) sur d'autres sables. La figure I-11 illustre ces observations d'après les résultats de Hird et Hassona (1985).

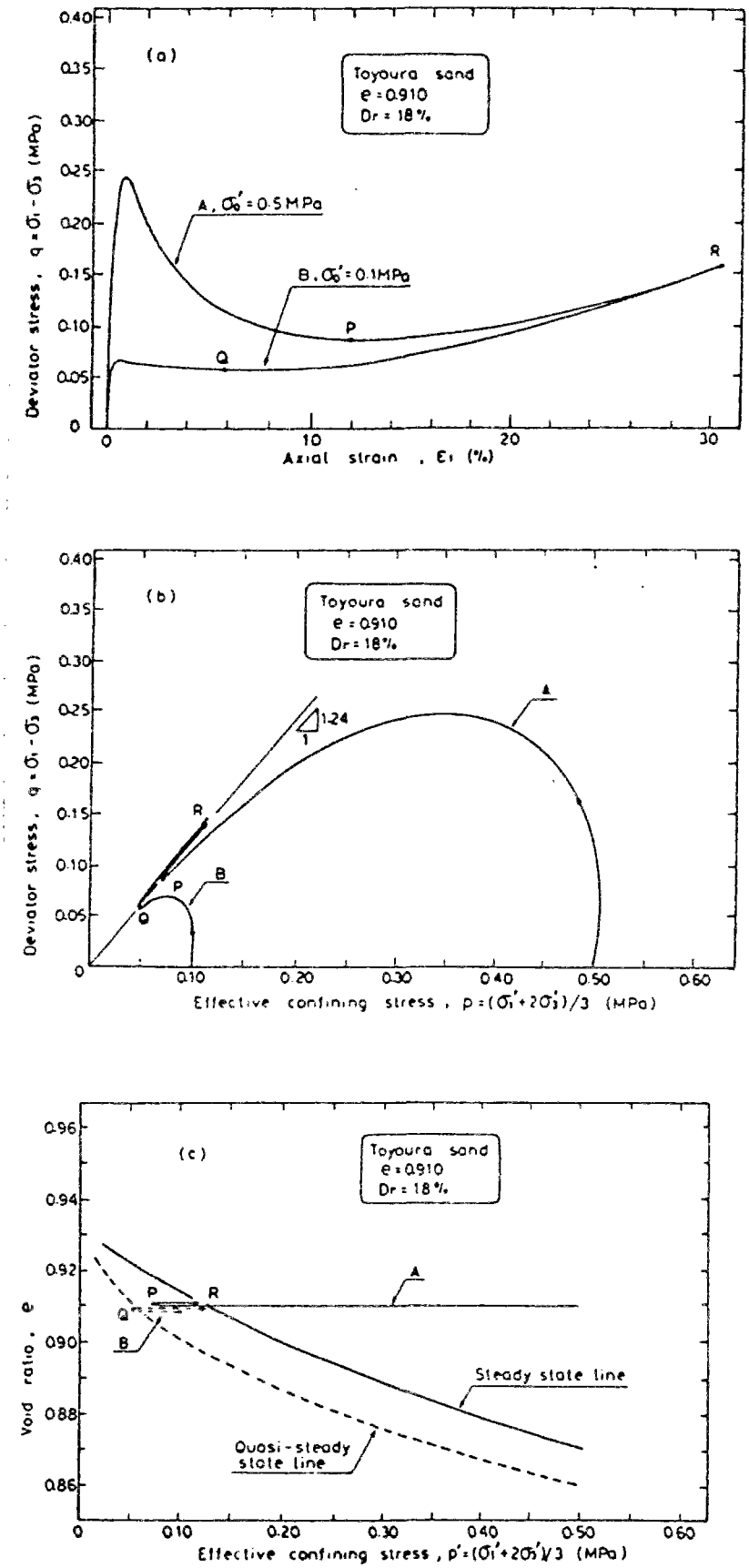


Figure I-9 L'état stable et l'état quasi stable, d'après Ishihara (1993)

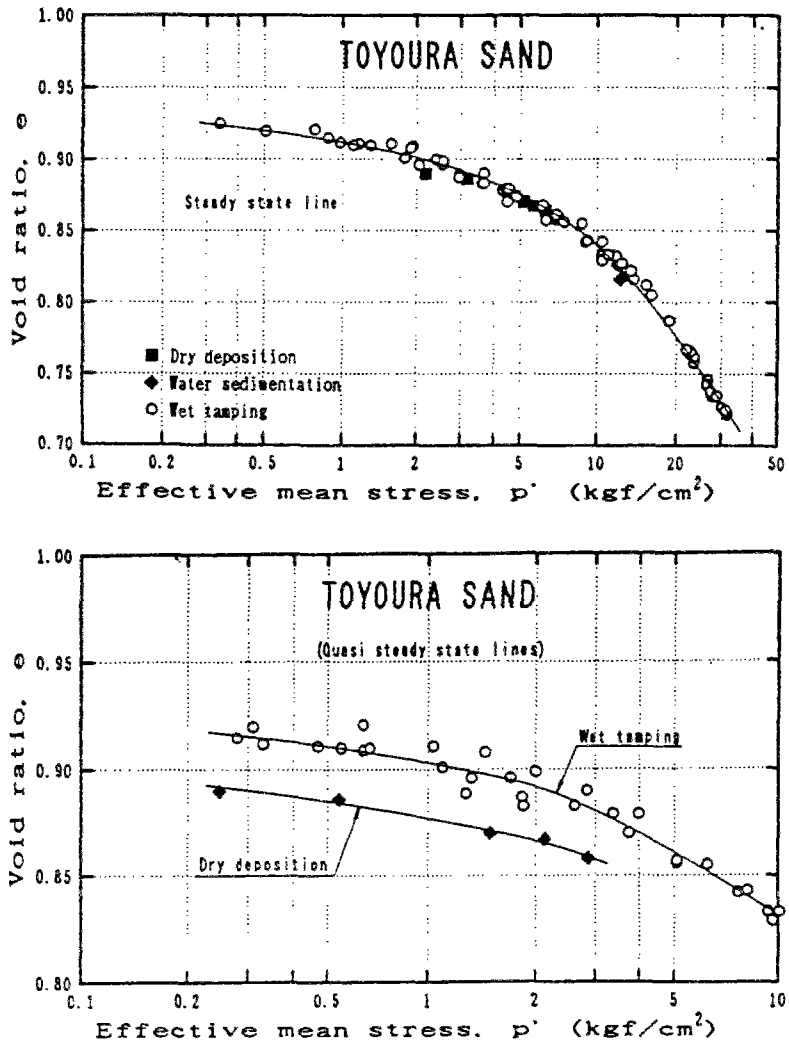


Figure I-10 Influence de la méthode de préparation sur l'état quasi stable, Verdugo (1992)

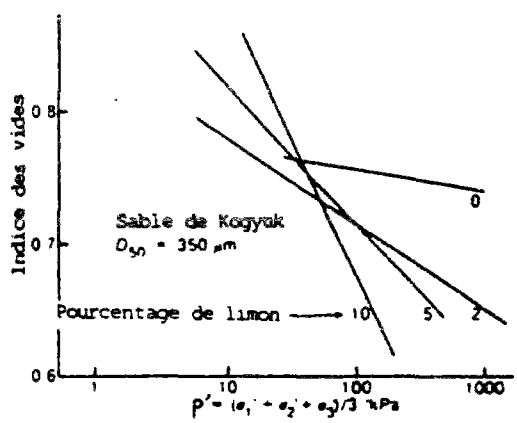


Figure I-11 Influence de la présence d'éléments fins sur l'état stable, Hird et Hassona (1985)

D'autre part, Negussey et Islam (1994) ont examiné l'unicité de l'état stable par rapport au mode de chargement, au niveau de la consolidation et à l'anisotropie initiale due à l'orientation des couches lors de la mise en place des échantillons. L'étude montre que l'état stable ne dépend pas de l'orientation des couches, ni de la consolidation initiale aussi bien en compression qu'en extension. En revanche, les lignes d'état stable dans le plan (e, lnp') obtenues en compression et en extension sont distinctes (Figure I-12). Plusieurs autres travaux (Kuerbis et Vaid, 1988 ; Normand, 1993 ; Hyodo et *al.*, 1994) montrent que la résistance à l'état critique en extension est plus faible que celle obtenue en compression pour les mêmes conditions initiales. La figure I-13 illustre les résultats d'essais triaxiaux de compression et d'extension obtenus par Kuerbis et *al.* (1988) dans une étude du comportement non drainé des sables.

I.4. LIQUÉFACTION STATIQUE

La liquéfaction est un phénomène observable dans les sables lâches. Il correspond à une perte importante et rapide de la résistance au cisaillement du matériau, sous sollicitation mécanique suffisamment rapide pour entraîner un comportement non drainé du sol, et donc une génération élevée de surpression interstitielle. Les contraintes effectives diminuent fortement. On dit que le matériau s'effondre. Si, cas extrême, la surpression interstitielle atteint la valeur de la pression de consolidation initiale, les contraintes effectives s'annulent. Se comportant ainsi qu'un liquide, on dit que le matériau se liquéfie, c'est le phénomène de la liquéfaction totale. Canou (1989) a montré que ce phénomène est observé pour une valeur d'indice des vides e_{eff} correspondant à l'ordonnée à l'origine de la ligne d'état stable dans le diagramme (e, lnp'). De même, Ishihara (1993) définit un indice des vides e_0 similaire à e_{eff} mais représentant la valeur minimale au-dessus de laquelle la résistance résiduelle lors d'un essai non drainé est nulle quelle que soit la contrainte de consolidation initiale, et donc pour lequel la liquéfaction totale a toujours lieu.

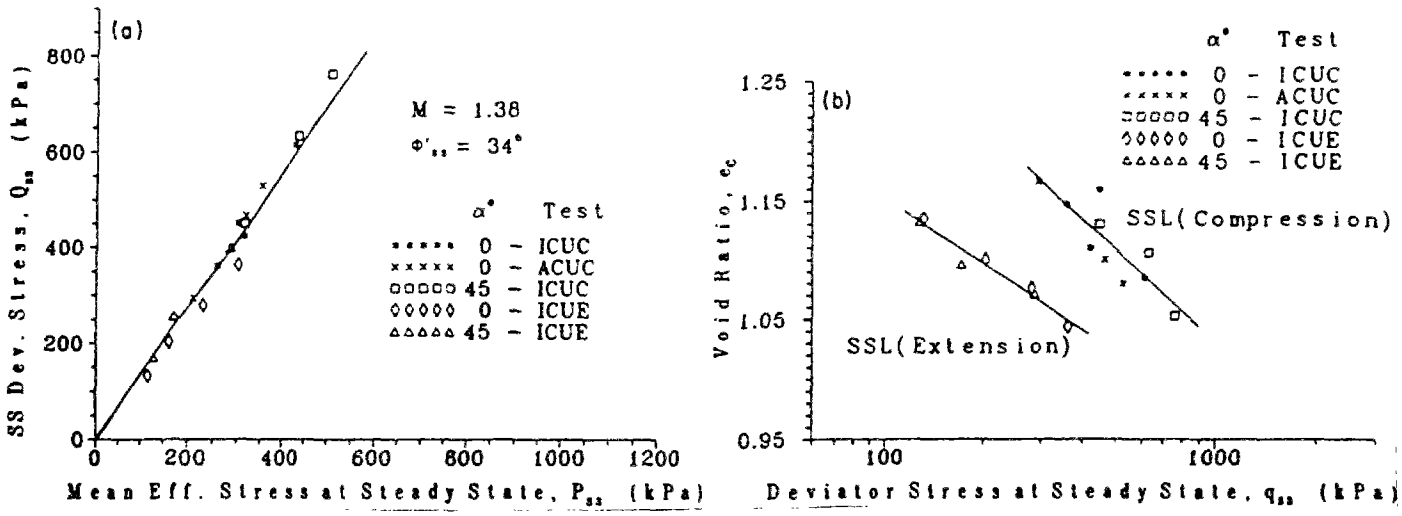


Figure I-12 Lignes d'état critique en compression et en extension selon Negussey et Islam (1994)

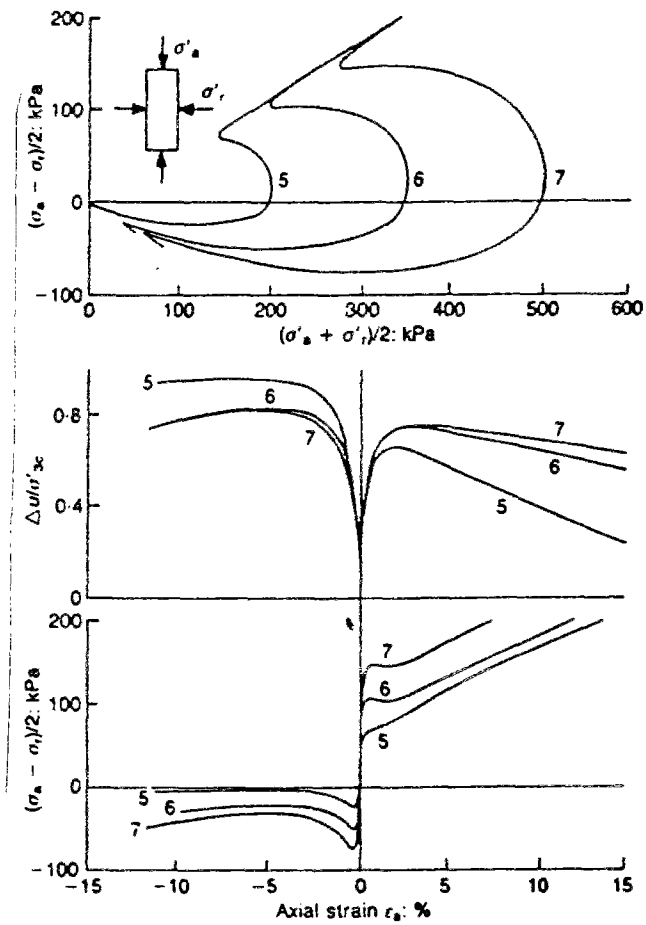


Figure I-13 Résistance à l'état critique en compression et en extension, d'après Kuerbis et Vaid (1988)

La figure I-14 illustre le résultat typique d'un essai de liquéfaction monotone, obtenu par Canou et *al.* (1994) sur le sable d'Hostun RF. Il s'agit d'un échantillon à indice des vides e = 0.768, correspondant à un indice de densité I_D = 0.26, et qui a été consolidé sous une contrainte de consolidation isotrope σ_c = 200 kPa. L'échantillon est cisaillé à vitesse de déformation axiale constante. La courbe déviateur-déformation axiale présente une augmentation rapide de la résistance au cisaillement jusqu'à un pic de déviateur d'environ 80 kPa à approximativement 1% de déformation axiale. Ensuite, la résistance diminue rapidement jusqu'à une déformation axiale de l'ordre de 10%. À ce niveau, le déviateur se stabilise à une valeur d'environ 10 kPa. Par ailleurs, la pression interstitielle augmente d'une manière continue jusqu'à atteindre une valeur proche de 95% de la contrainte de consolidation, où elle se stabilise.

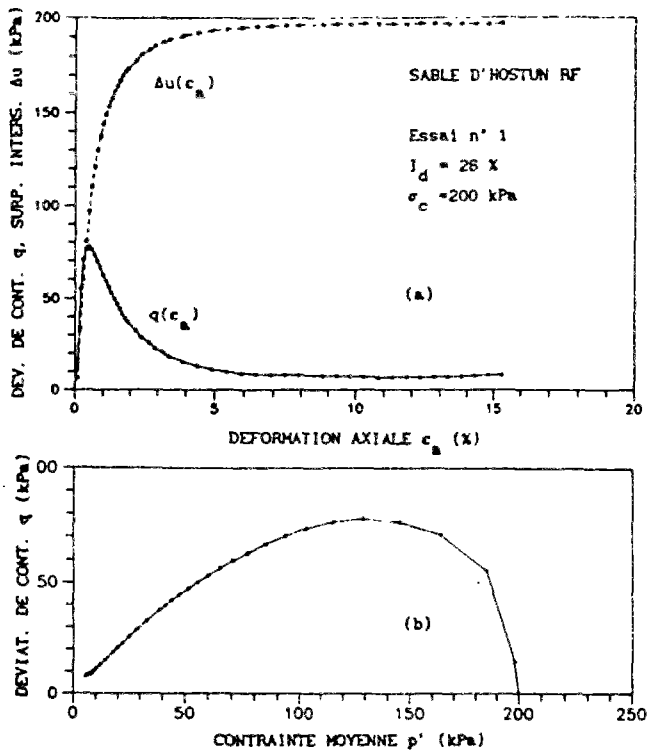


Figure I-14 Essai de liquéfaction d'après Canou et *al.* (1994)

I.5. COMPORTEMENT MÉCANIQUE DES SABLES SOUS CHARGEMENT CYCLIQUE

I.5.1 PRINCIPAUX TYPES DE COMPORTEMENT CYCLIQUE

Sous une sollicitation à amplitude de contrainte contrôllée, on distingue trois types de phénomènes, schématisés sur la figure I-15a, à savoir :

- le rocher : la déformation augmente d'une manière continue, conduisant ainsi à des phénomènes de rupture comme la liquéfaction ou la mobilité cyclique qu'on étudiera au paragraphe 5-3 ;
- l'accommodation : c'est une stabilisation du chemin contrainte-déformation sur une boucle d'hystérisis ;
- l'adaptation : après un certain nombre de cycles, la courbe contrainte-déformation présente un chemin réversible, donc un comportement parfaitement élastique.

À déformation contrôlée, on parle de durcissement cyclique si, au cours des cycles, le diagramme contrainte-déformation présente un intervalle de variation de contraintes qui croît et se stabilise. S'il décroît et se stabilise, il s'agit d'un adoucissement cyclique (Figure I-15b). Un chargement cyclique est alterné si le déviateur de contraintes peut, au cours des cycles, prendre des valeurs plus petites que celle des conditions intiales avant cisaillement. Il est non alterné si le déviateur de contraintes reste toujours supérieur (Figure I-15c).

I.5.2 COMPORTEMENT EN CONDITION DRAINÉE

Le concept d'état caractéristique joue un rôle important dans le comportement des sables sous chargement cyclique. En effet, Luong (1980) a montré que la position de la valeur moyenne du déviateur de contraintes par rapport à la droite caractéristique, dans l'espace des contraintes (q, p'), gouverne les variations de volume. La figure I-16 représente, dans le plan (q, p'), les zones des différents types de comportement que l'on peut observer à partir d'un essai drainé cyclique quel que soit le chemin de contraintes suivi. Deux exemples types de résultats d'un essai triaxial cyclique drainé, à amplitude de rapport de contraintes η constant, l'un à amplitude faible conduisant à une stabilisation (a), l'autre à plus forte amplitude conduisant à la rupture (b), sont montrés sur la figure I-17, d'après Tatsuoka et Ishihara (1974). Dans les deux cas, les courbes de variation de la déformation volumique ε_v en fonction du rapport de contraintes q/p' montrent que le premier cycle induit une importante déformation de volume. Si l'amplitude des cycles est faible, le matériau se densifie progressivement jusqu'à l'adaptation. La densification est d'autant plus importante que le sable est lâche. Si, en revanche, le matériau est soumis à une grande amplitude de

cycles (un rapport de contraintes au-delà de l'état caractéristique), bien qu'une dilatance soit observée à la fin de chaque cycle, la déformation volumique n'atteint pas de palier de stabilisation, c'est le rocher. Ces résultats ont été confirmés par les travaux de Mohkam (1983) sur le sable d'Hostun.

I.5.3 COMPORTEMENT EN CONDITION NON DRAINÉE

Par analogie avec le comportement drainé, le développement de surpressions interstitielles positives ou négatives dépend du domaine subcaractéristique ou surcaractéristique où la sollicitation est appliquée. La figure I-18 montre les types de comportement observés suivant les différentes zones du plan (q, p'). Selon Luong (1980), la liquéfaction (au sens d'annulation des contraintes effectives) ne peut avoir lieu que si le déviateur appliqué est autour de l'axe hydrostatique. Ce résultat a été confirmé par les travaux de Hyodo et *al.* (1991, 1994). Cependant d'autres études (Verdugo, 1992 ; Chern, 1985) ont montré que si le sable est assez lâche, un effondrement suivi d'une liquéfaction peuvent être observés même dans le cas d'un déviateur initial non nul (Figure I-19). Le diagramme de la figure I-18 n'est valable que pour des sables suffisamment denses pour admettre un domaine surcaractéristique significatif.

On distingue essentiellement deux types de comportement non drainé sous chargement cyclique : la mobilité cyclique et la liquéfaction vraie. L'apparition de l'un ou de l'autre phénomène dépend principalement de la densité et de la contrainte de consolidation, comme on le verra plus en détail dans les paragraphes suivants.

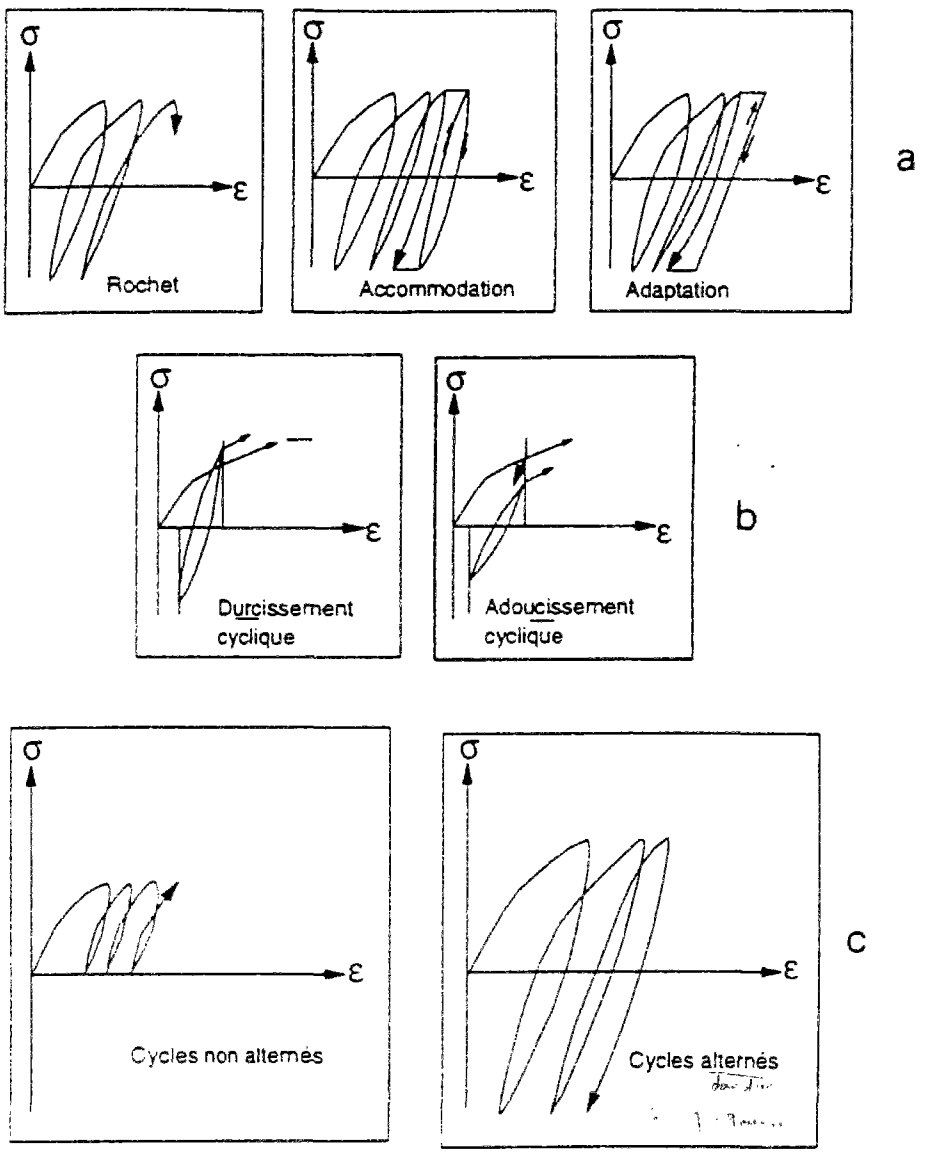


Figure I-15 Différents phénomènes cycliques observables dans les sables

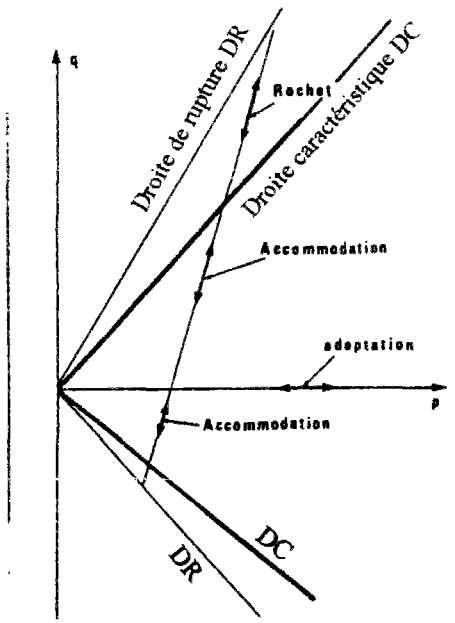


Figure I-16 Zones des différents comportements cycliques drainés du sable d'après Loung (1980)

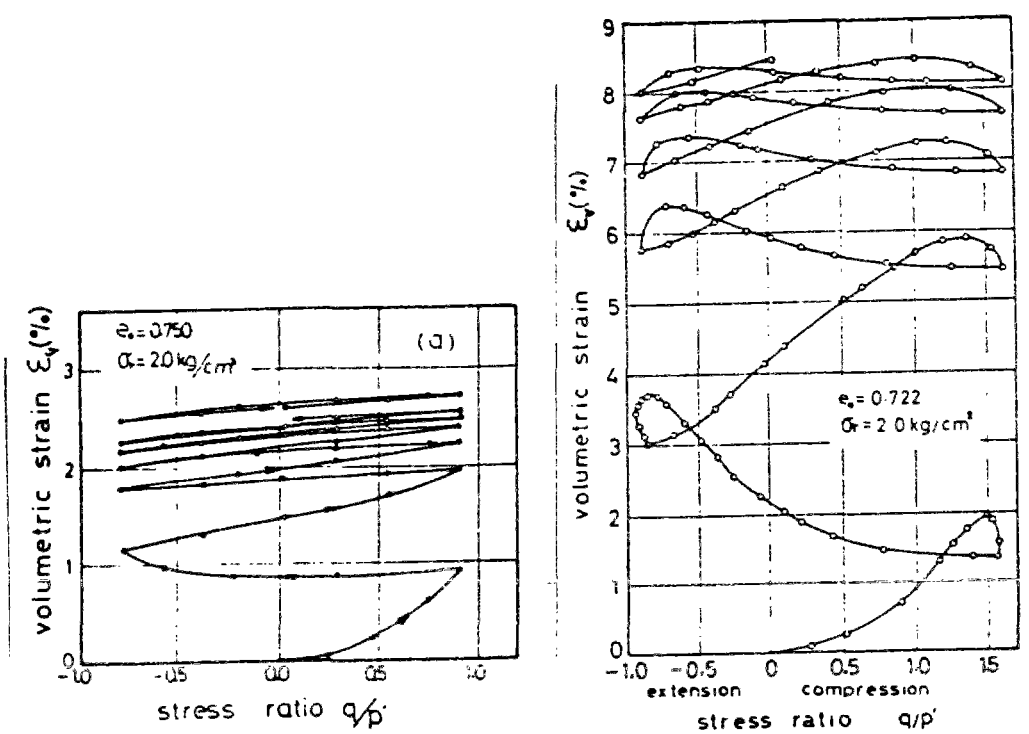


Figure I-17 Déformation volumique dans deux essais triaxiaux cycliques à amplitudes de rapport de contraintes contrôlés, selon Tatsuoka et Ishihara (1974)

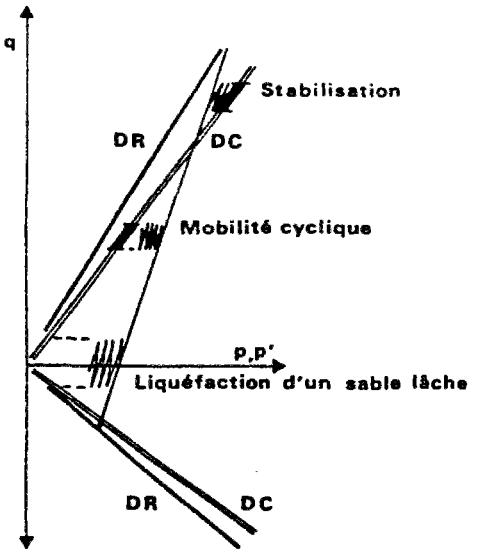


Figure I-18 Zones des différents comportements cycliques non drainés du sable d'après Loung (1980)

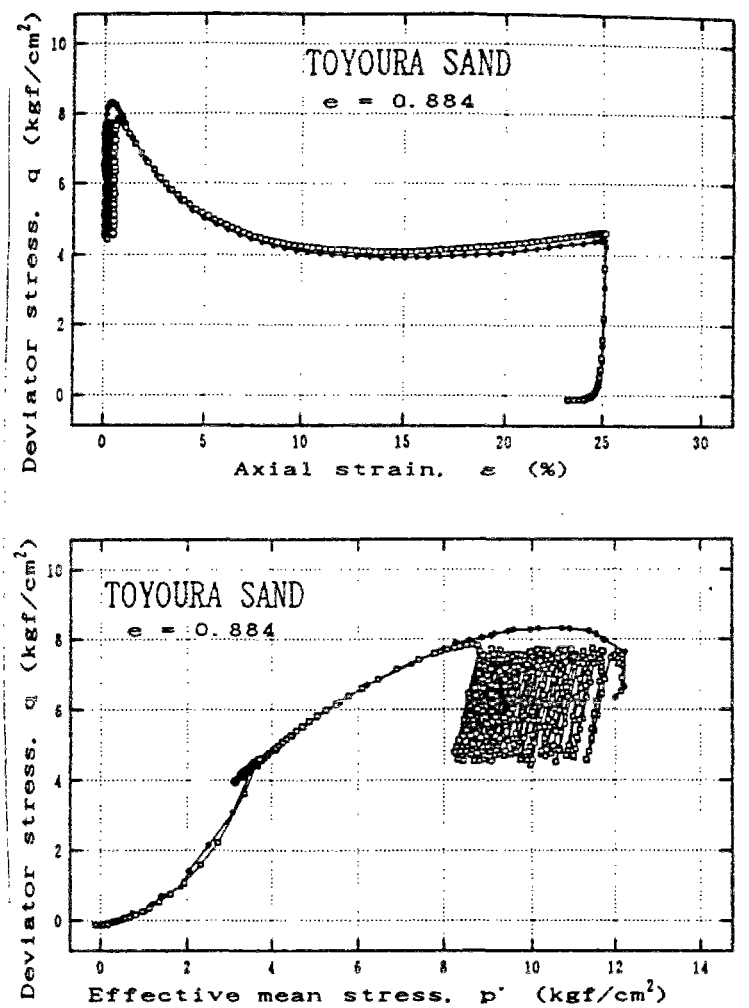


Figure I-19 Liquéfaction à la décharge dans un essai à consolidation anisotrope, Verdugo (1992)

I.5.4 MOBILITÉ CYCLIQUE

Décrit initialement par Seed et Lee (1966) et Casagrande (1976), ce phénomène a été étudié par la suite par de nombreux auteurs (Tatsuoka et Ishihara, 1974 ; Ishihara et *al.*, 1975 ; Luong, 1980 ; Vaid et Chern, 1983). Il se manifeste de la manière suivante : quand un sable dense est soumis à un chargement cyclique alterné donné en condition non drainée, il se comporte comme le montrent les courbes typiques de la figure I-20, d'après Mohkam (1983). Dans le plan (q, p'), chaque cycle de chargement réduit davantage la contrainte moyenne effective p' par suite de l'augmentation de pression interstitielle. Lorsque l'état de contrainte franchit le seuil caractéristique, le chemin de contraintes effectives remonte suivant la droite caractéristique jusqu'au prochain déchargement. À ce niveau, la contrainte moyenne effective p' diminue rapidement et l'on s'approche de plus en plus de l'origine des axes. C'est le phénomène de la mobilité cyclique. Pour la pression interstitielle, cela se traduit par une augmentation continue, même si, à l'échelle d'un cycle, elle diminue à la décharge et croît à la recharge. Le passage dans le domaine dilatant, aussi bien en compression qu'en extension, se manifeste par une génération négative de surpression interstitielle à la charge jusqu'au retour au domaine contractant à la décharge. Ce changement de phase s'accompagne d'une surélévation brusque de la pression interstitielle à la décharge. Dans le plan déviateur-déformation axiale (q, ε_a), le chargement génère des petites déformations jusqu'à l'atteinte de la droite caractéristique. Dès lors, des grandes déformations apparaissent mais, à chaque passage dans le domaine dilatant, l'échantillon reprend de la résistance, limitant ainsi les déformations résultantes. La rupture est alors définie en fonction du nombre de cycles nécessaires pour atteindre une valeur donnée de la déformation axiale.

I.5.5 LIQUÉFACTION VRAIE

Castro (1969) a montré qu'un sable lâche, soumis à un chargement cyclique en condition non drainé, développe un phénomène, semblable à la liquéfaction statique, nommé liquéfaction vraie. Depuis, d'autres travaux (Castro, 1975 ; Vaid et Chern, 1983 ; Canou et *al.*, 1994 ; Hyodo et *al.*, 1994) ont permis de mieux connaître ce phénomène. La figure I-21 montre un essai typique de liquéfaction vraie obtenu par Castro (1969). L'augmentation progressive de la pression interstitielle rend compte du caractère contractant des sables lâches. Après un certain nombre de cycles, la pression interstitielle tend rapidement vers une valeur proche de celle de la contrainte effective moyenne initiale et la résistance au cisaillement chute rapidement jusqu'à une valeur résiduelle qui reste constante par la suite.

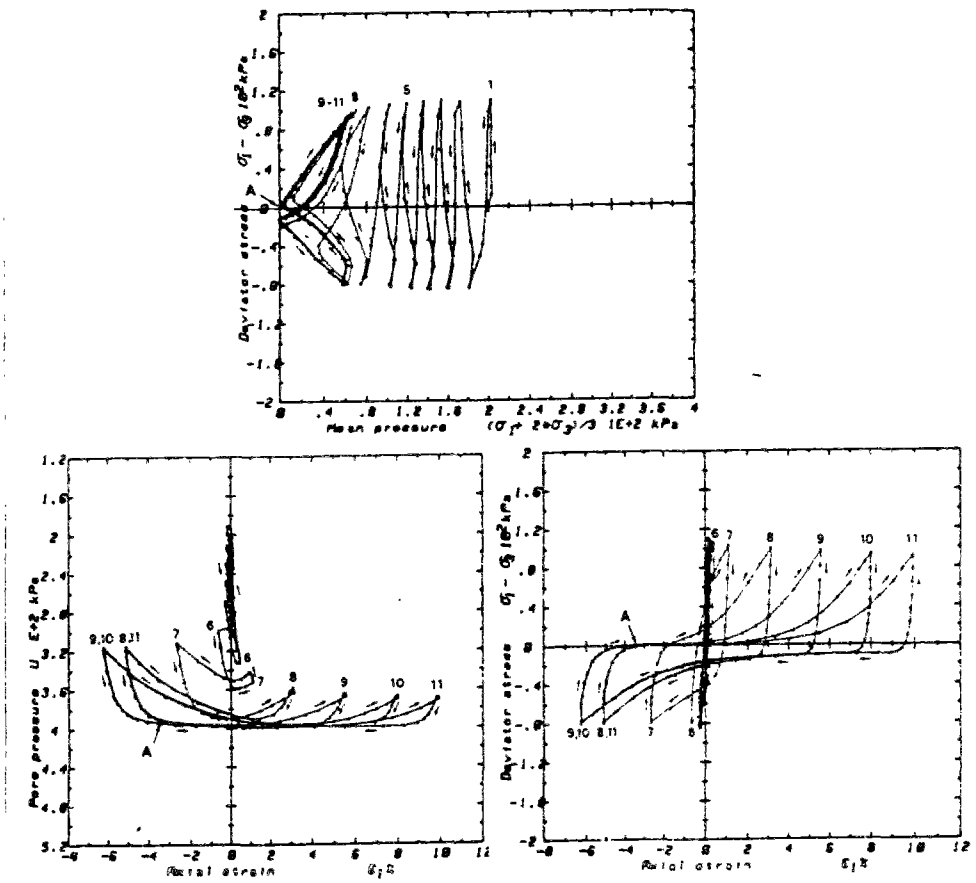


Figure I-20 Essai de mobilité cyclique, d'après Mohkam (1983)

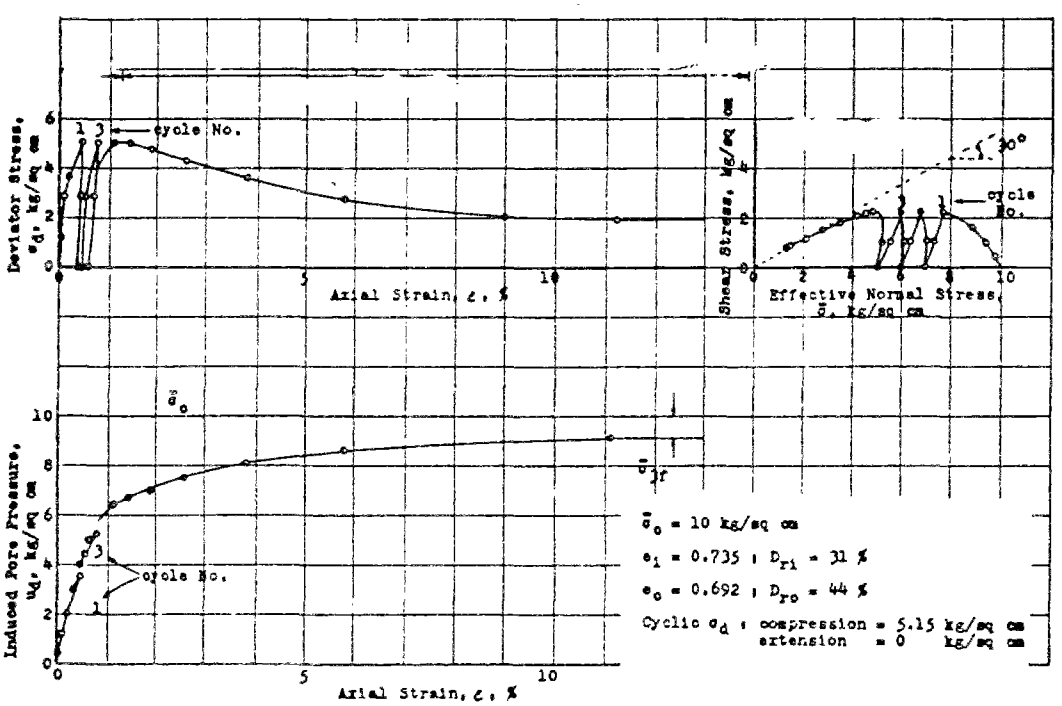


Figure I-21 Essai de liquéfaction vraie, Castro (1969)

Cette chute de résistance est accompagnée d'une augmentation de déformation axiale qui passe d'une valeur avoisinant 0.5% à une valeur d'environ 10%.

Castro (1969) a réalisé des essais pour lesquels on observe un état résiduel nul. Tout laisse donc croire que l'indice des vides e_{eff} (Canou, 1989) ou e_0 (Ishihara, 1993) est valable aussi en cyclique.

Concernant la raison physique qui cause ce phénomène (dans le sens de l'annulation des contraintes effectives), il était d'usage de l'expliquer par la génération positive de surpression interstitielle due au drainage empêché. Néanmoins, en se basant sur les résultats d'essais de Lanier et Bloch (1989), Darve (1994) suggère que la liquéfaction peut avoir lieu même dans un sable sec en appliquant un chemin à volume constant. En effet, Lanier et Bloch (1989) ont réalisé des essais, au triaxial vrai, sur un sable sec moyennement lâche (e=0.75) en empêchant tout changement de volume. Comme le montre la figure I-22, la liquéfaction est obtenue à partir d'une décharge dans la zone surcaractéristique, après la phase de dilatance.

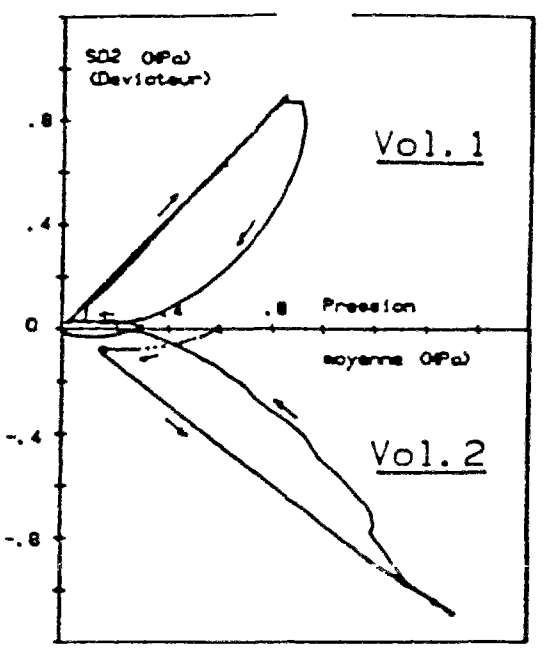


Figure I-22 Liquéfaction dans un chemin à volume constant sur sable sec, d'après Lanier et Block (1989)

I.5.6 LIQUÉFACTION ET EFFONDREMENT

Terminologiquement, il est peut-être plus approprié de consacrer le terme liquéfaction au phénomène d'annulation des contraintes effectives et le terme effondrement à la perte de résistance avec état résiduel non nul. Dans ce cas, suivant le type de chargement, il s'agira d'un effondrement monotone ou cyclique. La liquéfaction peut avoir lieu soit par effondrement si le sable est suffisamment lâche pour admettre un état résiduel nul, soit par mobilité cyclique lors d'une décharge dans la zone surcaractéristique. Néanmoins à l'inverse du premier cas, le matériau reprend de la résistance dés qu'on charge à nouveau. La liquéfaction par mobilité cyclique est alors une liquéfaction ponctuelle.

I.5.7 COURBE DE RÉSISTANCE AU CISAILLEMENT CYCLIQUE (RCC)

I.5.7.1 DÉFINITION

La résistance au cisaillement cyclique τ_{cyc} est définie par la demi-amplitude du déviateur cyclique q_{max} conduisant, pour un nombre de cycles N_{crit} donné, à la liquéfaction pour un sable lâche et à une déformation donnée pour un sable dense. Aussi, on définit le taux de cisaillement cyclique comme étant le rapport de la résistance τ_{cyc} et de la contrainte de consolidation σ_c.

Si l'on reporte le taux de cisaillement cyclique en fonction du nombre de cycles N_{crit}, obtenu pour la même densité et la même contrainte de consolidation, on obtient une courbe unique appelée courbe de résistance au cisaillement cyclique.

I.5.7.2 PARAMÈTRES AYANT UNE INFLUENCE SUR LA RÉSISTANCE AU CISAILLEMENT CYCLIQUE

De nombreux auteurs (Finn et *al.*, 1970 ; Seed, 1979 ; Ishihara et Okada, 1982 ; Martin et *al.*, 1978 ; Vaid et *al.*, 1990) ont mis en évidence les paramètres ayant une influence sur la résistance au cisaillement cyclique des sables saturés. Une synthèse détaillée a été effectuée par Schlosser et *al.* (1987). Parmi les paramètres les plus importants, on peut citer :

- la densité relative ;
- la granulométrie et l'influence des fines ;
- le degré de saturation ;
- la structure du squelette granulaire et son anisotropie ;
- l'histoire des contraintes et des déformations.

La figure I-23 (Vaid et *al.*, 1990), illustre, à différents taux de cisaillement cyclique τ_{cyc}/σ_c, la relation entre la densité relative Dr_c et le nombre de cycles nécessaires pour atteindre une déformation de 2.5% pour une granulométrie donnée.

Le degré de saturation est un facteur expérimental important dans l'évaluation de la RCC. La figure I-24 illustre un exemple de l'incidence d'une saturation partielle sur la résistance au cisaillement cyclique, d'après Martin et *al.* (1978).

I.6. CRITÈRE DE PERTE DE STABILITÉ

Un point clé dans l'analyse de la liquéfaction, considérée comme un phénomène d'instabilité, est l'établissement d'un critère qui permettrait de prédire les points, dans l'espace des contraintes, où le phénomène est initié. Hanzawa et *al.* (1979), Vasquez-Herrera et *al.* (1988), Lade (1992) et Konrad (1993) ont montré que, dans le plan des contraintes, les points d'initiation de l'effondrement (aussi bien monotone que cyclique) forment une droite passant par l'origine. La pente de cette droite serait constante et ne dépendrait ni de la contrainte de consolidation, ni de l'indice des vides, ni du rapport de consolidation anisotrope. Toutefois, l'existence d'une telle droite suppose que si un sable lâche, à un indice des vides donné, s'effondre sous une contrainte de consolidation donnée, il s'effondrera sous n'importe quel niveau de consolidation. Cela ne coïncide pas avec les observations expérimentales de plusieurs auteurs (Sladen et *al.*, 1985 ; Been et Jefferies, 1985 ; Canou, 1989) qui montrent qu'un sable lâche, qui s'effondrerait à un niveau de consolidation élevé, peut manifester un comportement dilatant sans aucune chute de résistance sous faible contrainte de consolidation (Figure I-25, d'après Canou, 1989). Allant dans ce sens, Vaid et Chern (1983, 1985) et Vaid et *al.* (1990) suggèrent le schéma proposé à la figure I-26. Ils supposent que la droite de perte de stabilité CSR n'est pas valable jusqu'à l'origine mais qu'il existerait une droite $(\sigma'1)_{crit}$ = constante au-dessous de laquelle aucun phénomène d'instabilité n'est observé. Cette droite intercepte la droite CSR en un point C à partir duquel la CSR représente le critère de stabilité. Suivant les conditions de chargement, tout échantillon dont les conditions initiales de mise en place sont à droite de la ligne $(\sigma'1)_{crit}$ peut manifester un comportement instable.

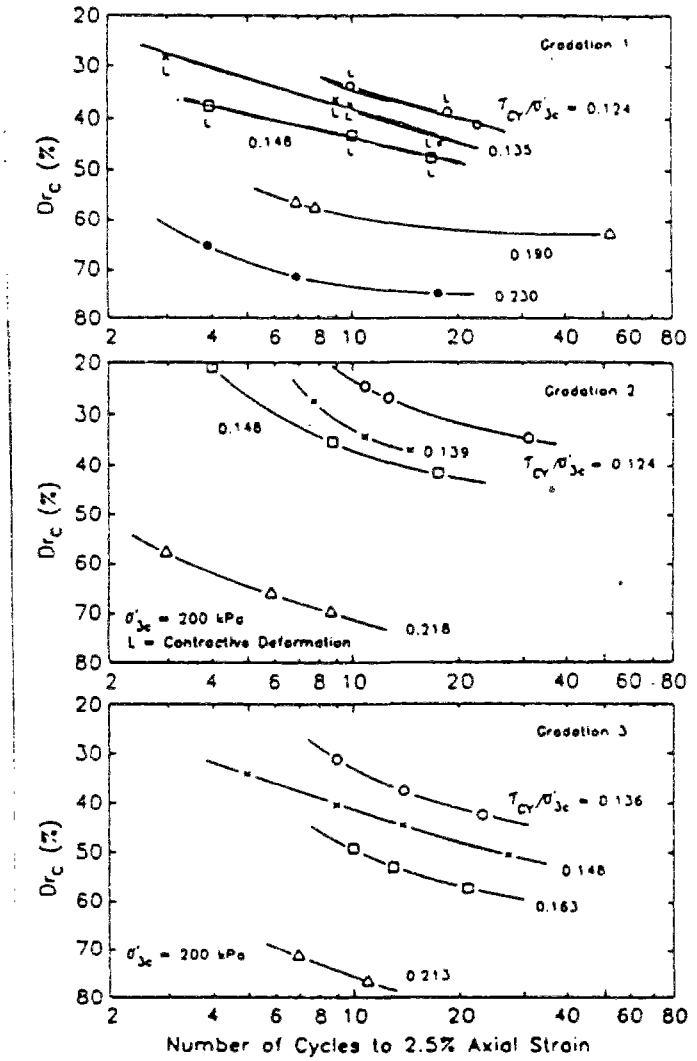


Figure I-23 Influence de la densité et de la granulométrie sur la résistance au cisaillement cyclique, d'après Vaid et *al.* (1990)

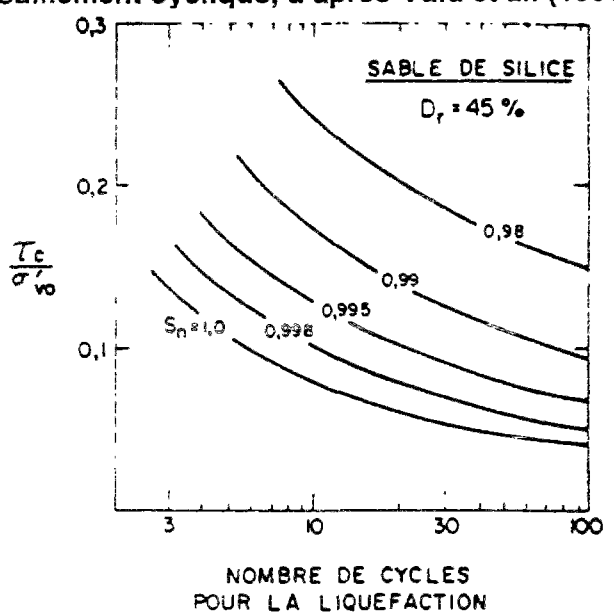


Figure I-24 Influence du degré de saturation sur la résistance au cisaillement cyclique, Martin et *al.* (1978)

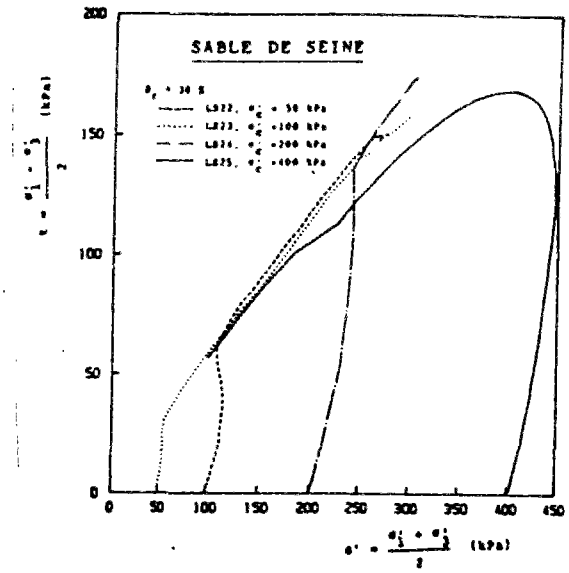


Figure I-25 Comportement d'un sable lâche sous différentes contraintes de consolidation, d'après Canou (1989)

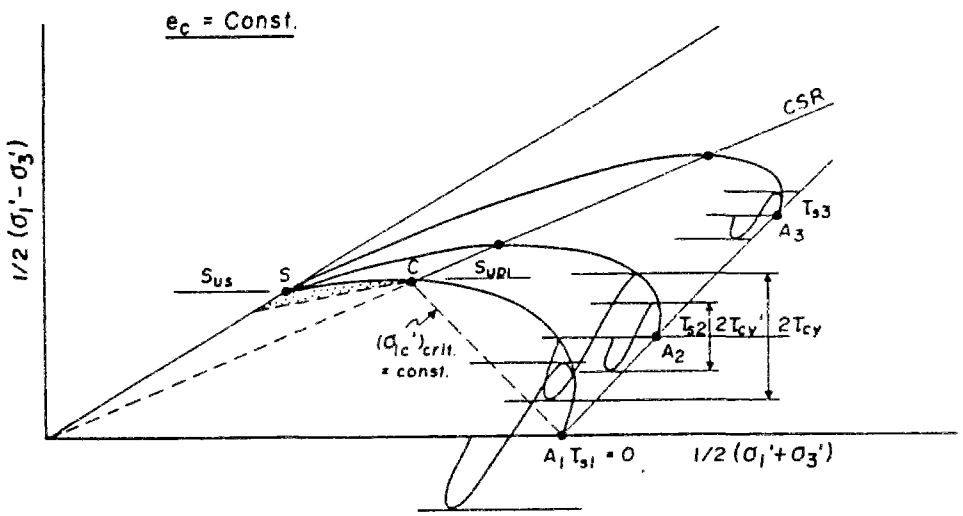


Figure I-26 Critère de stabilité, d'après Chern (1985)

Sladen et *al.* (1985) ont proposé une méthode d'analyse de la liquéfaction basée sur l'existence, dans l'espace (q, p', e), d'une surface d'effondrement déterminée expérimentalement à partir d'essais triaxiaux réalisés sur des sables très lâches de différentes origines. L'existence de cette surface est fondée sur l'observation suivante : lorsque l'on cisaille en condition non drainée différentes éprouvettes triaxiales ayant le même indice des vides à partir de différents niveaux de consolidation isotrope, on constate que les chemins de contraintes se terminent tous au même point de la ligne d'état stable. En outre, les sommets de ces chemins de contraintes sont alignés et la droite qui les joint passe

par le point d'état stable correspondant (Figure I-27). Si une autre série d'essais est réalisée pour un indice des vides différent, la nouvelle droite obtenue est parallèle à la première. D'où l'idée d'introduire une surface dans l'espace (q, p', e) nommée «surface d'effondrement». Cette surface représente un critère d'effondrement du sable délimitant un domaine de comportement stable d'un domaine de comportement instable.

D'après Sladen et *al.* (1985), le point d'état stable, qui représente aussi le point de résistance minimale, ne dépend pas du niveau de consolidation pour un indice des vides donné. Ils supposent donc que l'état stable pour un sable est unique. Canou et *al.* (1990) ont montré que ce critère est aussi valable sur le sable d'Hostun mais pour une certaine plage de densité n'incluant pas les dépositions très lâches pour lesquelles la résistance résiduelle est nulle. Aussi, Ishihara (1993) a confirmé l'existence de la droite d'effondrement pour d'autres sables avec diverses procédures de mise en place. Cependant, comme ils supposent que le minimum en contraintes n'est pas unique pour un indice des vides donné, ils suggèrent que la droite d'effondrement passe par le point qui représente la moyenne de tous les minima (il s'agit de l'état quasi stable). Ce que nous reprochons à cette approche tient à ce que la droite d'effondrement est dans ce cas sensible aux niveaux de consolidation choisis pour son évaluation.

Concernant le concept même de surface d'effondrement, par une étude d'instabilité et en utilisant les prédictions du modèle incrémental non linéaire de Darve (1978), Méghachou (1993) et Darve et al. (1995) montrent le caractère non intrinsèque de ce concept, notamment sa dépendance vis-à-vis du chemin de sollicitation suivi (Figure I-28). Alarcon-Guzman et *al.* (1988) proposent que le chemin de contraintes effectives en cisaillement monotone non drainé constitue une surface limite qui s'appuierait sur la surface d'effondrement de Sladen et *al.* (1985) et qui dépendrait du chemin suivi et du mode de mise en place (Figure I-29). Sous chargement cyclique, Alarcon-Guzman et *al.* (1988) considèrent que le critère d'effondrement dépend de l'amplitude du déviateur cyclique et ne coïncide généralement pas avec celui obtenu en monotone.

Par ailleurs, Sasitharan et *al.* (1993, 1994) montrent, grâce à des essais drainés à déviateur constant, que, aussi longtemps que l'indice des vides est constant, cette surface limite ne peut être traversée par aucun mode de chargement. L'effondrement peut se produire si le chemin de contraintes essaie de traverser la surface.

Bien que l'existence d'une surface formant le lieu des points dans l'espace (q, p') où l'effondrement est initié soit généralement admise, sa position dans l'espace (q, p', e) reste à préciser ainsi que sa dépendance par rapport aux chemins des contraintes et aux conditions de drainage.

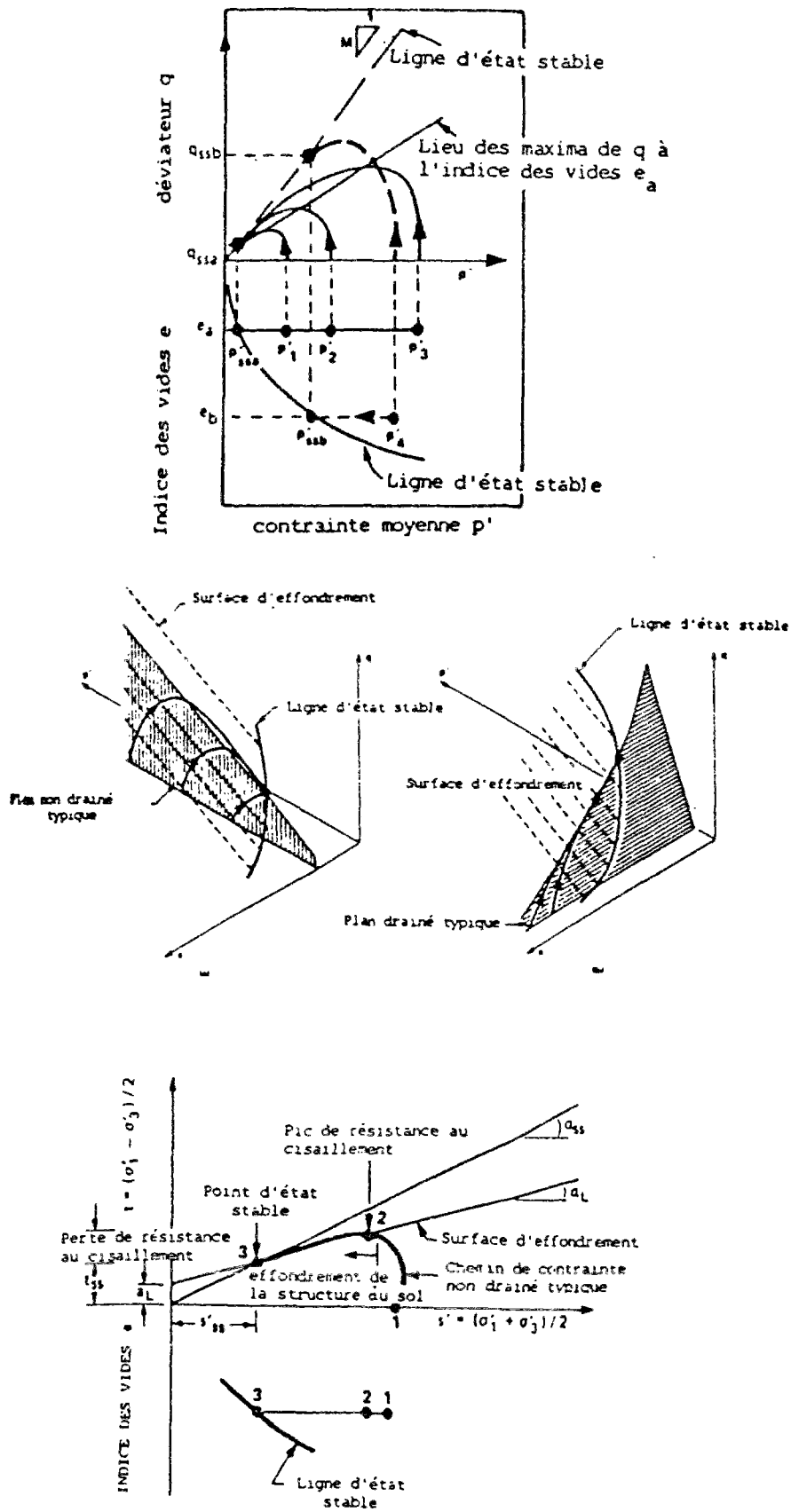


Figure I-27 Concept de surface d'effondrement, Sladen et *al.* (1985)

Notons que la stabilité est une description physique d'un système mécanique (Lade, 1994) ; toutefois, sa perte est reliée à la non satisfaction d'un critère donné tel que le critère de Drucker (1951) ou celui de Hill (1958). Darve et *al.* (1995) montre que, dans un essai de liquéfaction, le critère de Hill (le travail de second ordre est positif) n'est plus vérifié après le pic du déviateur q. Néanmoins, Lade (1994), en se basant sur des observations expérimentales et sur une analyse de la stabilité au sens de Drucker et de Hill, conclut que le travail de second ordre peut être négatif dans une région stable et positif dans une région instable, montrant ainsi que le critère de Hill, aussi bien que le postulat de Drucker, ne sont ni des conditions nécessaires, ni suffisantes pour assurer la stabilité dans les sols granulaires.

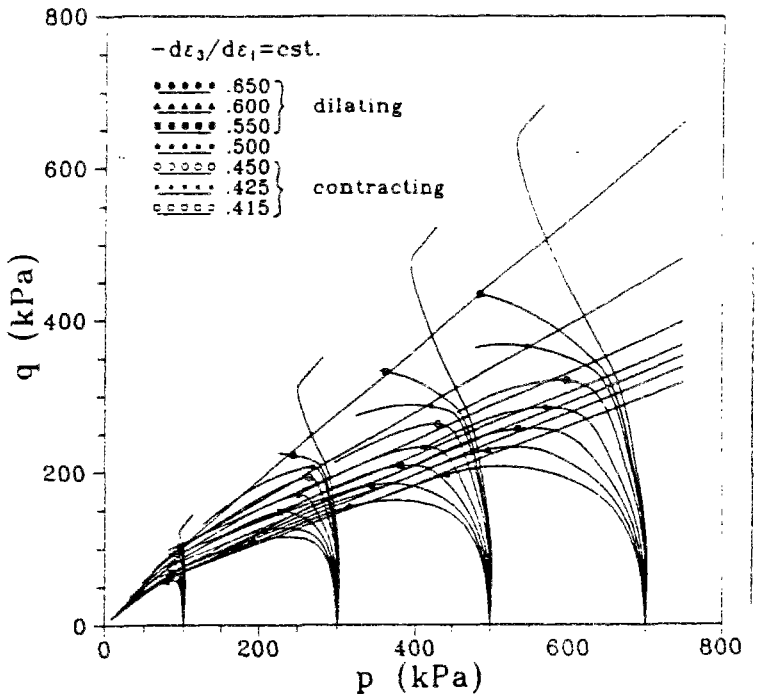


Figure I-28 Dépendance de la droite d'effondrement par rapport au chemin de contraintes, Méghachou (1993)

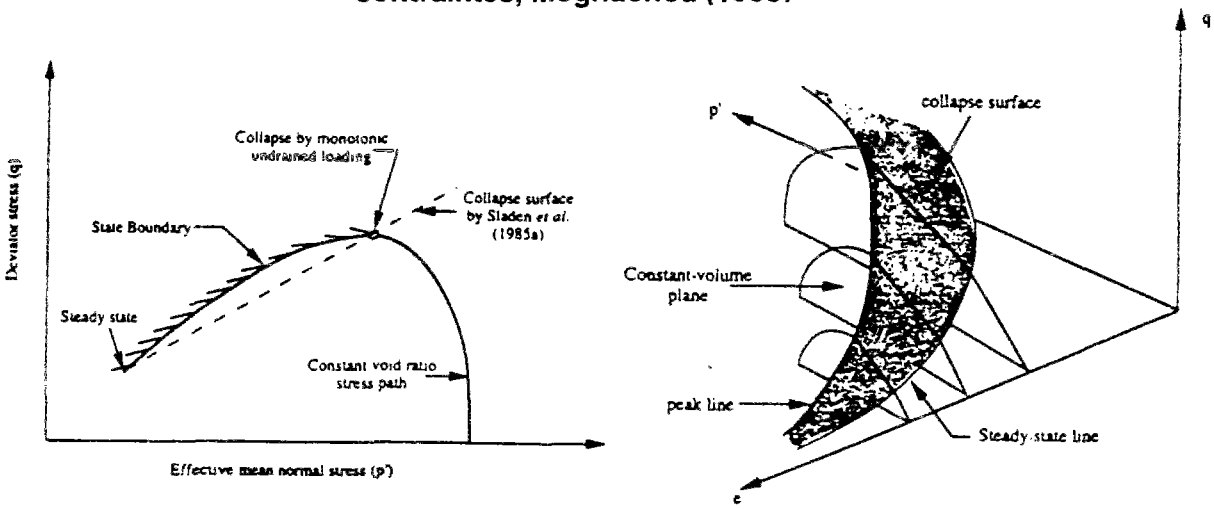


Figure I-29 Surface limite, d'après Alarcon-Guzman et *al.* (1988)

I.7. PARAMÈTRE D'ÉTAT ET INDICE D'ÉTAT

I.7.1 PARAMÈTRE D'ÉTAT

Depuis les travaux de Casagrande (1936), l'importance de l'influence combinée de la densité et du niveau de consolidation sur le comportement des sols est largement admise. Dans le cadre de l'étude du comportement des argiles et pour tenir compte de cette influence, Roscoe et Pooroshab (1963) avaient observé, lors d'essais drainés, une analogie de comportement entre des échantillons dont les états initiaux sont à équidistance de l'état critique. En 1967, Cole a reporté les mêmes conclusions concernant des échantillons de sable testés à l'appareil de cisaillement simple. Been et Jefferies (1985) ont repris cette similarité de comportement dans la notion de paramètre d'état ψ. Ce paramètre est défini dans le plan (e, lnp') comme étant la différence entre l'indice des vides initial et l'indice des vides à l'état stable correspondant à la même contrainte de consolidation comme le montre la figure I-30. Ils postulent que deux échantillons dont les états initiaux sont à la même distance algébrique de l'état stable devraient manifester le même type de comportement. En particulier, pour des essais de cisaillement monotone en condition drainée au même paramètre d'état ψ, les courbes de variations de volume en fonction de la déformation axiale seraient identiques. En condition non drainée, les chemins de contraintes effectives seraient homothétiques. Le paramètre d'état est considéré comme un indice de mesure du comportement. S'il est négatif, le matériau est essentiellement dilatant (comportement type sable dense). S'il est fortement positif, le matériau est uniquement contractant, le comportement est dans ce cas de type sable lâche avec risque de liquéfaction.

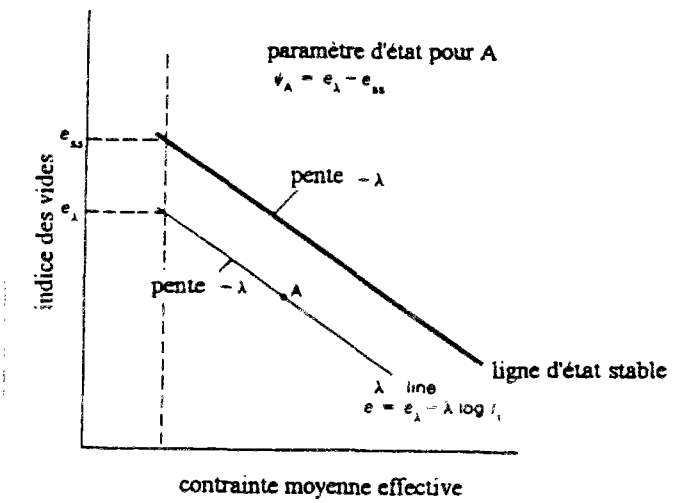


Figure I-30 Définition du paramètre d'état ψ, Been et Jefferies (1985)

Le paramètre d'état trouve tout son intérêt dans la réalisation de corrélations pour caractériser la réponse de différents sables, comme le pic de résistance ou la résistance au pénétromètre, tel que le montrent les travaux de Been et *al.* (1986, 1987) et Canou (1989) qui a aussi établi des corrélations entre le paramètre d'état et la surpression interstitielle mesurée au piézocône.

Par définition, le paramètre d'état ψ est basé sur l'hypothèse d'unicité de l'état stable pour les sables. Or, comme on l'a vu précédemment, cette hypothèse est loin de faire l'unanimité. Cela a donc donné lieu à d'autres variantes dans la définition de ψ. Konrad (1990a, 1990b) notamment, proposait de prendre comme référence, pour définir ψ, la ligne UF qui est la limite supérieure de la zone d'état stable. En prenant l'état quasi stable comme référence et en élargissant le domaine de validité de la notion de paramètre d'état, Ishihara (1993) définit un nouveau paramètre nommé indice d'état Is.

I.7.2 INDICE D'ÉTAT

Le paramètre d'état ψ n'est valable que dans un certain domaine d'états initiaux. En effet, pour des essais triaxiaux non drainés, Ishihara (1993) a montré que les chemins de contraintes effectives au même paramètre d'état mais avec des indices des vides supérieurs à e_0 (indice des vides au-delà duquel la résistance résiduelle est nulle quel que soit le niveau de consolidation admissible) ne sont plus homothétiques (Figure I-31). En outre, la donnée de ψ ne permet pas de prévoir si la résistance résiduelle, correspondant à un état initial donné, est nulle ou non. Cela est censé aussi faire partie de la mesure du comportement. Le paramètre d'état ψ n'est donc valable que pour des indices des vides e strictement inférieurs à e_0.

Basé sur ces observations et pour tenir compte de l'existence de e_0, Ishihara (1993) introduit une deuxième ligne de référence, la ligne correspondant à $e = e_0$ dans le plan (e, p'). En outre, le domaine admissible des états initiaux est limité par la ligne de consolidation isotrope correspondant à l'état le plus lâche (ICL) que l'on peut obtenir par une méthode de mise en place donnée. Dès lors, à partir d'une certaine pression de confinement p'_{crit}, cette ligne fait office de ligne de référence. Ainsi, Ishihara (1993) définit l'indice d'état I_s comme suit :

$$I_s = \frac{e_0 - e}{e_0 - e_s} \qquad \text{(I-1)}$$

e_0 étant l'indice des vides minimum correspondant à une résistance résiduelle nulle. e_s est l'indice des vides à l'état quasi stable. e est l'indice des vides initial. La figure I-32 illustre cette définition.

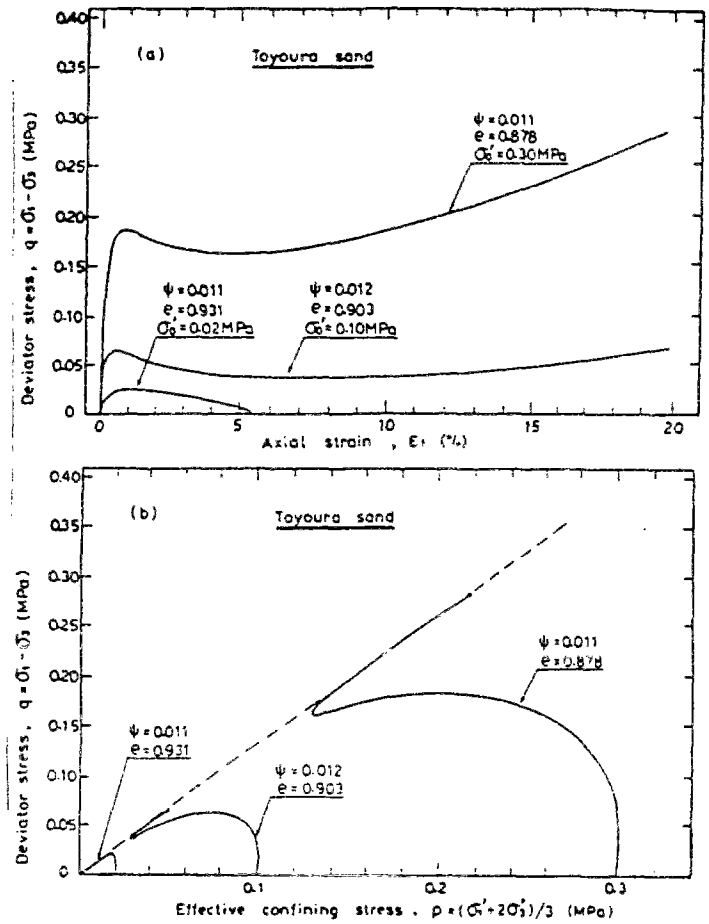


Figure I-31 Essai non drainé à ψ = constante, selon Ishihara (1993)

Ishihara (1993) s'intéresse à une large gamme de pression de confinement. Or à partir d'une certaine valeur de la contrainte de consolidation, la ligne d'état critique n'est plus une droite dans le plan (e, lnp') mais présente une courbure d'autant plus importante que le niveau de consolidation est élevé. C'est pourquoi I_s a été défini dans le plan (e, p').

D'après Ishihara (1993), l'existence ou non d'un pic de déviateur est gouvernée par le choix d'un indice des vides et d'une contrainte moyenne initiale. Il est alors possible de distinguer entre deux classes d'états initiaux. Ishihara (1993) présente les résultats d'une série d'essais permettant ainsi de mettre en évidence une ligne de démarcation dans le plan (e, p') séparant les conditions initiales donnant lieu ou non à un pic de déviateur. Cette ligne est appelée « ligne de division initiale IDL » (Figure I-33). Elle paraît jouer le même rôle que la zone de transition de Castro (1969). L'IDL correspond à une ligne à I_s constant. Par définition, la ligne d'état quasi stable (QSSL), constituant la première ligne de référence, correspond à $I_s = 1$, alors que la deuxième ligne de référence, qui est la ligne $e = e_0$ ou la

ligne ICL, correspond à $I_s = 0$. Les états initiaux à $I_s \leq 0$ correspondent à une résistance résiduelle nulle. La figure I-34 illustre un exemple d'isovaleurs en I_s pour le sable de Toyoura, d'après Ishihara (1993).

Par ailleurs, l'indice d'état garde toutes les propriétés du paramètre d'état, notamment l'homothétie des chemins de contraintes effectives dans des essais à I_s constant comme le montre la figure I-35.

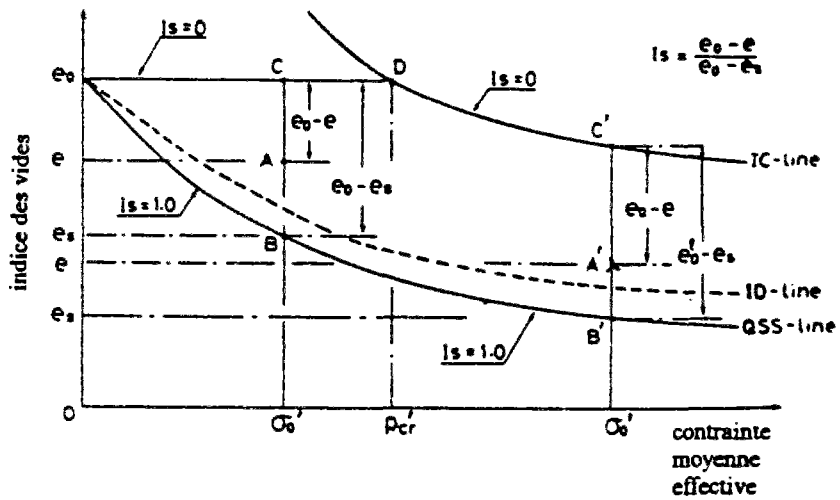


Figure I-32 Définition de l'indice d'état I_s, Ishihara (1993)

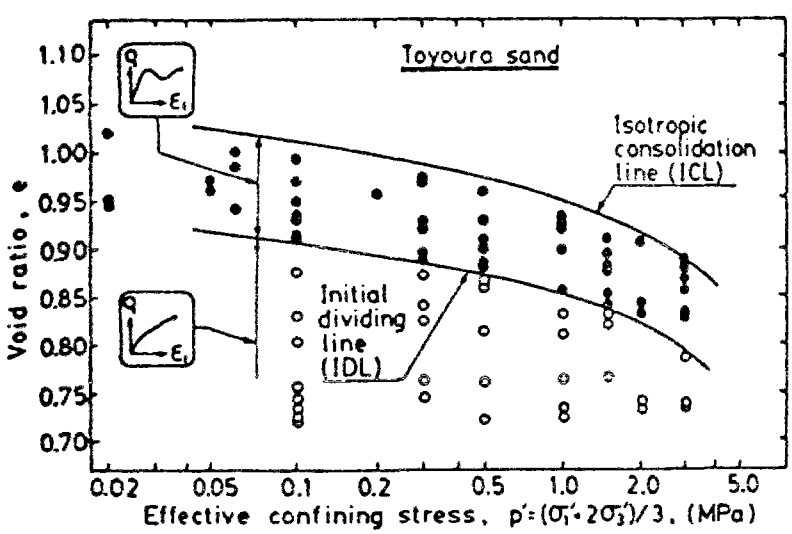


Figure I-33 Définition de la ligne de division initiale IDL, Ishihara (1993)

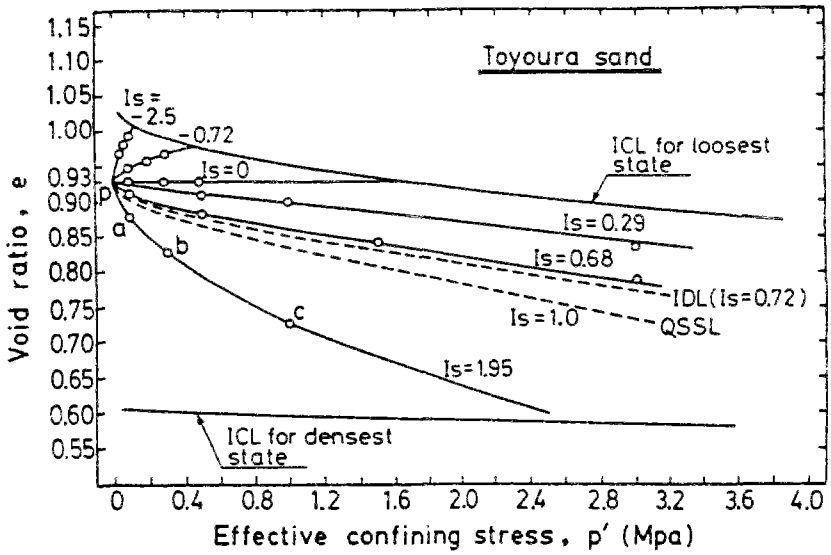


Figure I-34 Courbes d'isovaleurs en I_s pour le sable de Toyoura, Ishihara (1993)

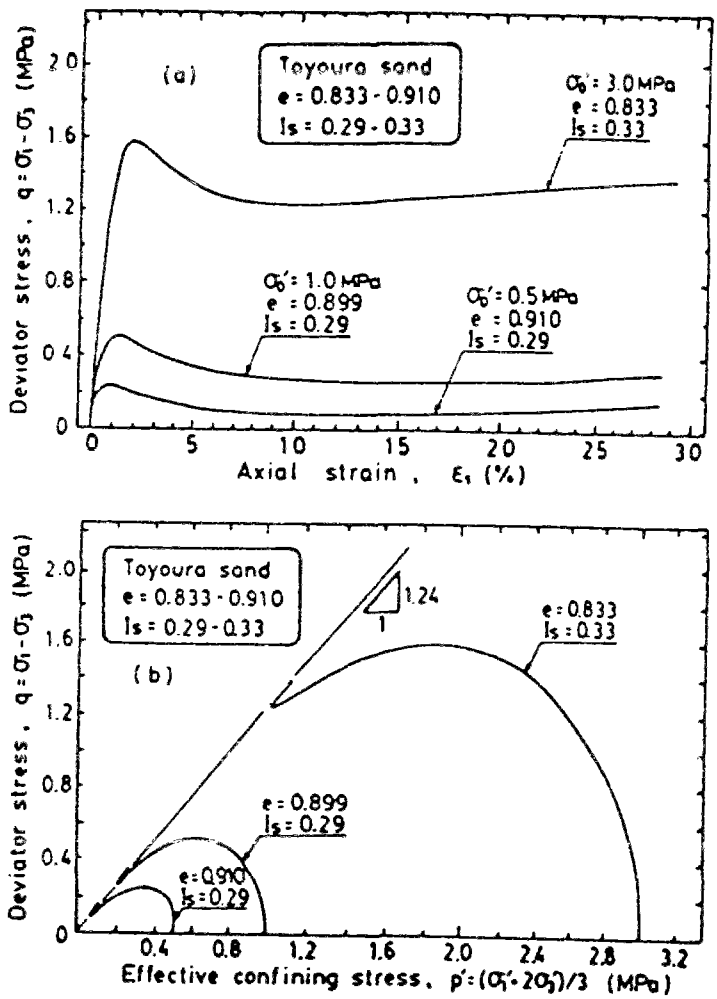


Figure I-35 Essais non drainés à I_s constant, Ishihara (1993)

I.8. CONCLUSIONS

Cette étude bibliographique a permis de retracer quelques propriétés fondamentales des milieux granulaires. Plusieurs concepts ont été mis au point pour cerner le comportement mécanique de ces matériaux. Cependant certains points, tels que l'unicité de l'état critique ou l'établissement d'un critère de stabilité intrinsèque, font encore l'objet d'une grande divergence d'opinion. Ces points seront retraités à la lumière de l'étude expérimentale effectuée au chapitre III.

Etant donné le rôle prépondérant que jouent les conditions initiales de mise en place d'un sol dans sa réponse à une sollicitation donnée, la notion d'indice d'état paraît d'une importance capitale pour la prise en compte de l'influence combinée du niveau de consolidation et de la densité. Toutefois, dans sa définition actuelle, l'indice d'état n'est valable que pour des cas de consolidation isotrope sous chargement monotone. Il serait alors intéressant d'étendre cette notion à des conditions plus générales en vue de son introduction dans un cadre de modélisation, comme nous le verrons au chapitre IV.

CHAPITRE II

ÉLÉMENTS BIBLIOGRAPHIQUES SUR LA MODÉLISATION

II.1. FORMULATION ÉLASTOPLASTIQUE DES LOIS DE COMPORTEMENT

II.1.1 GÉNÉRALITÉS

La théorie de l'élastoplasticité a été essentiellement développée dans le cadre de l'étude du comportement des métaux, à partir des résultats de Von Mises (1913), de Koîter (1960) et de Mandel (1965). Depuis son utilisation par Schofield et Wroth (1968) pour décrire le comportement des argiles (modèle Cam-Clay), la théorie de l'élastoplasticité a été largement étendue à l'étude du comportement des sols. Sous l'hypothèse de petites déformations, l'élastoplasticité permet la partition de l'incrément de déformations totales $d\underline{\varepsilon}$ en deux incréments de déformations réversibles $d\underline{\varepsilon}^e$ et irréversibles $d\underline{\varepsilon}^p$ comme suit :

$$d\varepsilon = d\varepsilon^e + d\,\varepsilon^p \qquad \text{(II-1)}$$

L'incrément de déformations élastiques $d\underline{\varepsilon}^e$ est relié à l'incrément de contraintes $d\underline{\sigma}$ par le tenseur d'élasticité $\underline{\underline{L}}^e$:

$$d\underline{\sigma} = \underline{\underline{L}}^e\, d\underline{\varepsilon}^e \qquad \text{(II-2)}$$

La théorie de la plasticité que nous allons décrire par la suite permettra de relier l'incrément de déformations plastiques $d\underline{\varepsilon}^p$ à l'incrément de contrainte $d\underline{\sigma}$. Remarquons que ce schéma ne prend pas en compte les effets à long terme sur le comportement du matériau.

II.1.2 ÉLASTICITÉ

Bien qu'il soit difficile de mettre en évidence l'existence d'un domaine élastique réversible dans les sols à l'ordre des déformations mesurées (10^{-2} à 10^{-1}), l'hypothèse de son existence reste très utile pour décrire le comportement des sols, notamment sous chargement cyclique.

L'élasticité peut être identifiée grâce à un essai de charge-décharge-recharge à l'œdomètre ou au triaxial en cisaillement. Quand la relation entre la déformation et la force qui l'a provoquée est linéaire, il s'agit d'une élasticité linéaire. Dans ce cas, la loi de Hooke est souvent utilisée pour décrire le comportement par le biais de deux paramètres, le module de Young E et le coefficient de Poisson ν. Ces deux constantes sont mesurables à partir d'essais de laboratoire. La loi de comportement élastique, pour un matériau isotrope, s'écrit alors comme suit :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\sigma}} = \lambda tr(\underline{\underline{\varepsilon}})\underline{\underline{I}} + 2\mu\underline{\underline{\varepsilon}} \\ \text{ou } \underline{\underline{\varepsilon}} = \dfrac{1+\nu}{E}\underline{\underline{\sigma}} - \dfrac{\nu}{E}tr(\underline{\underline{\sigma}})\underline{\underline{I}} \end{cases} \qquad \text{(II-3)}$$

$\underline{\underline{I}}$ étant la matrice identité. λ et μ sont les deux coefficients de Lamé, donnés en fonction de E et ν par les relations :

$$\begin{cases} \lambda = \dfrac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \\ \mu = \dfrac{E}{2(1+\nu)} \end{cases} \qquad \text{(II-4)}$$

Il est fréquent d'utiliser d'autres paramètres élastiques qui sont le module de compression K et le module de cisaillement G définis comme suit :

$$\begin{cases} K = \dfrac{E}{3(1-2\nu)} \\ G = \dfrac{E}{2(1+\nu)} \end{cases} \qquad \text{(II-5)}$$

K et G permettent de décomposer la déformation élastique en une partie volumique (changement de taille tout en gardant la même forme) et une partie de distorsion (changement de forme à volume constant) respectivement. Au triaxial, pour un matériau isotrope, la matrice d'élasticité s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} dp' \\ dq \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K & 0 \\ 0 & 3G \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\varepsilon_v^e \\ d\varepsilon_d^e \end{pmatrix} \qquad \text{(II-6)}$$

avec dp' : incrément de la contrainte moyenne effective,

dq : incrément du déviateur de contraintes,

$d\varepsilon_v^e$: partie élastique des déformations volumiques associée à dp',

$d\varepsilon_d^e$: partie élastique des déformations déviatoriques associée à dq.

Toutefois, l'expérience a montré que l'élasticité dans les sols n'est pas linéaire Souvent le module de Young E varie avec l'état de contraintes dans le sol alors que le coefficient de Poisson ν peut être considéré comme constant pour un indice des vides donné comme l'ont montré plusieurs travaux parmi lesquels les travaux de Kondner et *al.* (1963), Duncan et Chang (1970), Rowe (1971), Hardin (1978) et Lade et *al.* (1987). Par

conséquent, le choix d'un module de Young et sa généralisation à n'importe quel état de contraintes doivent être réalisés avec beaucoup de prudence. Ainsi, il existe trois théories (Truesdell et Noll, 1965 ; Chen, 1985 ; Loret, 1986) de comportement élastique d'un matériau : l'hypoélasticté, l'élasticité et l'hyperélasticité. En hypoélasticité, la loi de comportement est donnée sous la forme incrémentale mais non intégrable suivante :

$$d\underline{\sigma} = \underline{\underline{L}}(\underline{\varepsilon})\, d\underline{\varepsilon} \qquad \text{(II-7)}$$

Le principal avantage de l'hypoélasticité réside dans sa simplicité d'utilisation. Cependant, il a été montré que cette approche peut conduire à une violation du principe de conservation de l'énergie (Zytynski et *al.*, 1978 ; Boyce, 1980) car, sur un chemin fermé de contrainte, l'énergie dissipée ou générée n'est pas nulle.

Si la loi de comportement est de la forme de l'équation (II-7) mais intégrable de sorte que l'on peut écrire $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(\underline{\underline{\varepsilon}})$, c'est un comportement élastique comme la loi proposée par Nova et Wood (1979). Cependant, le problème de l'énergie est valable pour ce comportement aussi.

Il s'agit d'une hyperélasticité si le tenseur contrainte $\underline{\underline{\sigma}}$ dérive d'un potentiel $V(\underline{\underline{\varepsilon}})$ ($\sigma_{ij} = \partial V / \partial \varepsilon_{ij}$).

En principe, il n'y a pas de différence dans la signification physique entre l'élasticité et l'hyperélasticité sauf dans le cas de grandes déformations. Un exemple d'expression pour décrire le comportement hyperélastique a été donné par Boyce (1980) et Loret (1985).

II.1.3 PLASTICITÉ

II.1.3.1 INTRODUCTION

Selon Mandel (1978), un comportement plastique est le comportement d'un corps qui prend des déformations permanentes sans se fissurer. Par rapport à l'élasticité, la théorie de la plasticité introduit deux notions, le seuil de plasticité et la direction d'écoulement.

Le seuil de plasticité, défini dans l'espace des contraintes, est le seuil au-dessus duquel les déformations deviennent irréversibles. Dans le cas uniaxial, ce seuil est défini par une valeur σ_0 donnée de la contrainte σ. Si σ est inférieur à σ_0, le comportement est élastique. Au-delà de σ_0, lors d'un cycle de charge-décharge, on voit apparaître des déformations résiduelles. Dans un problème bidimensionnel ou tridimensionnel, le seuil de plasticité est défini par la surface de charge F. Elle représente le critère de plasticité.

Le premier critère de plasticité en mécanique des sols fut proposé par Coulomb en 1773. Depuis, un autre critère fut introduit par Tresca (1868) à la suite d'expériences sur le plomb. Ensuite, Von Mises (1913) a proposé, pour une application aux métaux, un critère de plasticité qui tient compte de la contrainte intermédiaire. Une généralisation aux sols de ce critère a donné lieu au critère de Druker et Prager (1952). La figure II-1 montre une présentation de quelques critères de plasticité dans l'espace des contraintes. Ces critères sont destinés à des matériaux isotropes. Ainsi, ils ne sont fonction que des invariants du tenseur des contraintes. L'étude de la plasticité anisotrope a été abordée par divers auteurs. Parmi les travaux les plus importants citons ceux de Hill (1950) et de Boehler (1978).

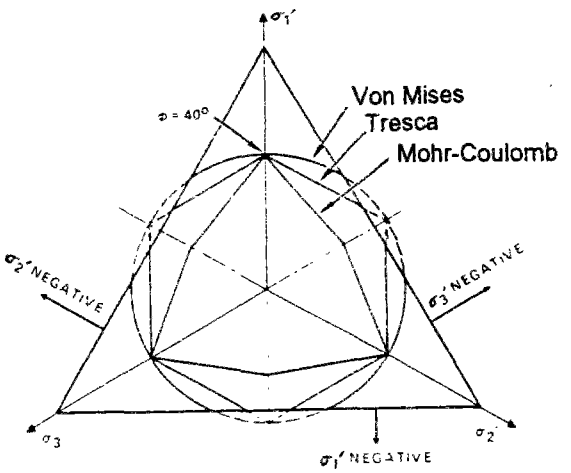


Figure II-1 Différents critères de plasticité dans l'espace des contraintes

II.1.3.2 SURFACE DE RUPTURE

La rupture dans les sols se manifeste, entre autre, par des glissements de pentes naturelles ou de remblais artificiels. En général, deux types de ruptures sont distingués : la rupture fragile, qui intervient sans qu'il y ait eu plastification auparavant, et la rupture ductile, qui a lieu après apparition de déformations plastiques comme c'est souvent le cas dans les sols. Plusieurs études expérimentales ont été réalisées pour établir un critère de rupture des sols (Lade et Duncan, 1973 ; Gudehus, 1973 ; Matsuoka et Nakai, 1974 ; Lade, 1977, 1978). La figure II-2 indique la forme de la surface de rupture obtenue par Lade (1977). Un bon critère de plasticité doit respecter au mieux la forme observée expérimentalement à la rupture. Dans les sols et en particulier pour les sables, les critères de rupture les plus connus sont les critères de Mohr-Coulomb, de Matsuoka et Nakai (1974) et de Lade (1977)

(Figure II-3). Bien qu'il ne tienne pas compte de l'effet de la contrainte intermédiaire, le critère de Mohr-Coulomb reste le critère de rupture le plus utilisé pour sa simplicité et sa bonne approche des résultats expérimentaux. Dérivant du critère de Tresca (1868), il s'écrit :

$$F(\underline{\underline{\sigma}}) = \sigma_1 - \sigma_3 + (\sigma_1 + \sigma_3)\sin\phi - 2c\cos\phi \qquad \text{(II-8)}$$

avec l'hypothèse que $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$. ϕ est l'angle de frottement interne du sol. c est sa cohésion.

II.1.3.3 SURFACE DE CHARGE

En général, la surface de charge F dépend de l'état de contraintes et des paramètres d'écrouissage qui permettent de décrire son évolution dans cet espace lorsque les déformations plastiques se produisent. La fonction de charge est une fonction convexe du tenseur des contraintes.

II.1.3.3.1 Écriture

D'une manière générale la surface de charge s'écrit sous la forme :

$$F(\underline{\sigma}, R) = 0 \qquad \text{(II-9)}$$

$\underline{\sigma}$: tenseur de contraintes,

R : l'ensemble des paramètres d'écrouissage (des valeurs scalaires ou des tenseurs).

Les paramètres d'écrouissage, qui sont des variables internes selon la formulation thermodynamique, sont liés aux déformations plastiques. Si la surface de charge F ne dépend pas des paramètres d'écrouissage, il s'agit d'une plasticité parfaite. Selon le signe de F, deux types de comportement sont considérés :

- F< 0 : le point de charge est dans le domaine élastique ;
- F = 0 : un écoulement plastique pourrait se produire, accompagnant ainsi les déformations élastiques.

F>0 est un cas impossible car le schéma de la plasticité classique impose que le point représentatif de l'état de contraintes ne puisse sortir de la surface. Cela est traduit par la condition de consistance qui s'écrit :

$$dF(\underline{\sigma}, R) = 0 \qquad \text{(II-10)}$$

Lorsque F = 0, on distingue deux cas possibles :

Cas de la charge :

$$\begin{cases} F(\underline{\sigma}, R) = 0 \\ dF(\underline{\sigma}, R) = 0 \\ et \\ \dfrac{\partial F(\underline{\sigma}, R)}{\partial \underline{\sigma}} d\underline{\sigma} \geq 0 \ \ (écrouissage \quad positif) \\ ou \\ \dfrac{\partial F(\underline{\sigma}, R)}{\partial \underline{\sigma}} \underline{\underline{L}}^{e} d\underline{\varepsilon} \geq 0 \ \ (écrouissage \quad quelconque) \end{cases} \qquad \text{(II-11)}$$

Les déformations irréversibles apparaissent et le domaine élastique augmente avec l'écrouissage.

Cas de la décharge :

$$\begin{cases} F(\underline{\sigma}, R) = 0 \\ et \\ \dfrac{\partial F(\underline{\sigma}, R)}{\partial \underline{\sigma}} \partial\underline{\sigma} < 0 \ \ (écrouissage \quad positif) \\ ou \\ \dfrac{\partial F(\underline{\sigma}, R)}{\partial \underline{\sigma}} \underline{\underline{L}}^{e} d\varepsilon < 0 \ \ (écrouissage \quad quelconque) \end{cases} \qquad \text{(II-12)}$$

L'incrément de contraintes est dirigé vers l'intérieur du domaine élastique, il n'y a donc pas de déformation plastique.

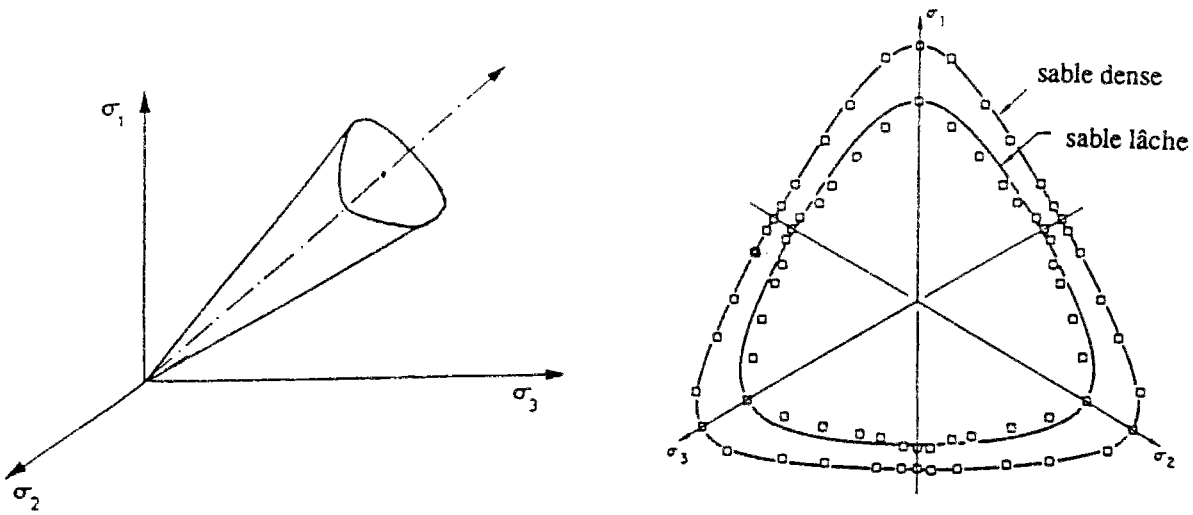


Figure II-2 Surface de rupture expérimentale, d'après Lade (1977)

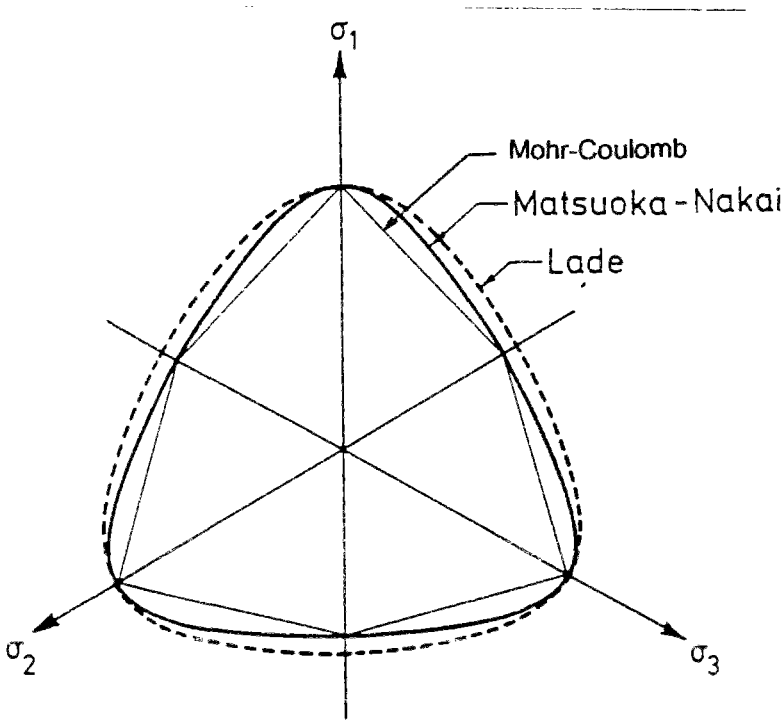


Figure II-3 Surfaces de rupture de Mohr-Coulomb, de Matsuoka et Nakai (1974) et de Lade (1977)

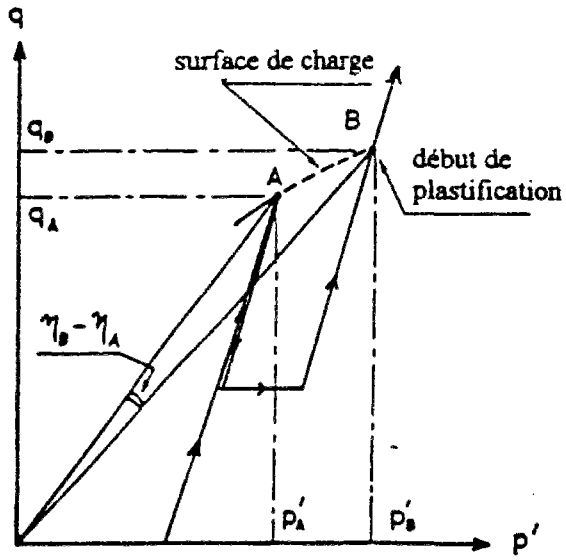
II.1.3.3.2 Détermination de la surface de charge pour les sols

Si pour les métaux une surface de charge de type Von Mises associée à un écrouissage isotrope ou cinématique convient, il n'en est pas de même pour les sols. La forme de la surface de charge est beaucoup plus difficile à déterminer de façon précise. Ainsi, il existe deux approches de détermination de la surface de charge, l'une théorique et l'autre expérimentale. Une étude détaillée de ces méthodes est donnée par Loret (1981).

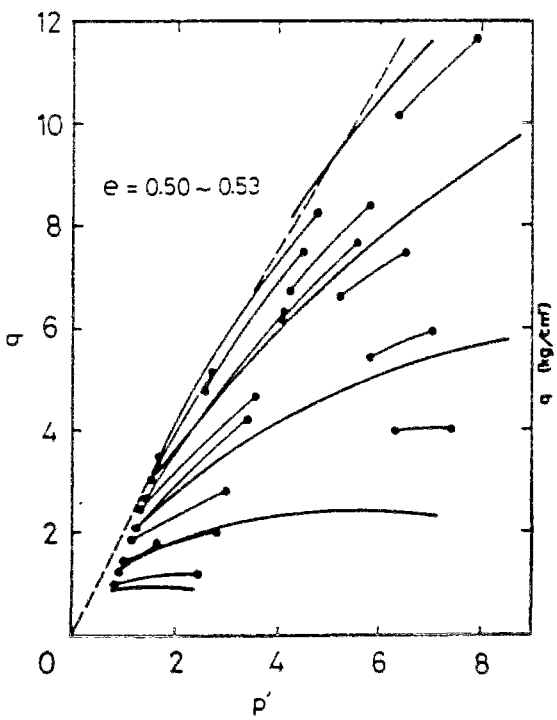
La méthode théorique est basée sur l'écriture de l'énergie dissipée. Elle est plutôt utilisée dans des modèles associés, tels que le modèle Cam-Clay et Cam-Clay Modifié, car elle n'est pas rattachée directement à la surface de charge mais au potentiel plastique.

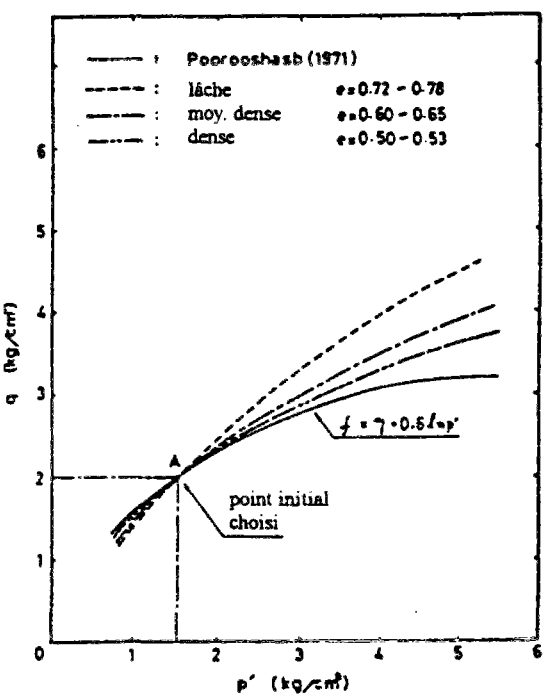
Pour construire la surface de charge, Poorooshab et *al.* (1967) et Tatsuoka et Ishihara (1974) proposent une méthode expérimentale, basée sur des essais triaxiaux sur sable, (Figure II-4). D'après Loret (1981), cette méthode est insuffisante car elle privilégie le trajet triaxial classique et ne donne aucune information quant à la forme de la surface sur un chemin à rapport de contraintes η constant. Cette méthode a aussi été largement utilisée dans le cas des matériaux argileux pour préciser la forme de la surface de charge (Tavenas et Leroueil, 1978 ; Magnan, 1986 ; Lépidas et Magnan, 1990).

Une autre méthode consiste à définir la surface de charge à partir d'une surface de rupture (Lade et Duncan, 1975 ; Vermeer, 1980). Dans ce cas, la surface de charge a la même forme que la surface de rupture. Elle s'écrouit de manière isotrope au cours du chargement jusqu'à atteindre la surface de rupture. Le principal inconvénient de ce type de surface de charge est qu'elle est. comme la surface de rupture (§ 1.1.2), ouverte sur l'axe hydrostatique. Une telle surface ne permet pas l'obtention de déformations plastiques sur un chemin de compression isotrope ou à rapport de contraintes η constant, cela va à l'encontre des résultats expérimentaux qui montrent que ce type de chemin est irréversible. Pour éviter cet inconvénient, Drucker, Gibson et Henkel (1957) ont suggéré de fermer la surface de charge par un « cap » centré sur l'axe hydrostatique (Figure II-5). Ces surfaces s'inscrivent dans le cadre des modèles intitulés « modèles avec un cap ».



a-Trajet de chargement suivi





b-Influence de la contrainte de consolidation c-Influence de la densité

Figure II-4 Construction expérimentale de la surface de charge selon Tatsuoka et Ishihara (1974)

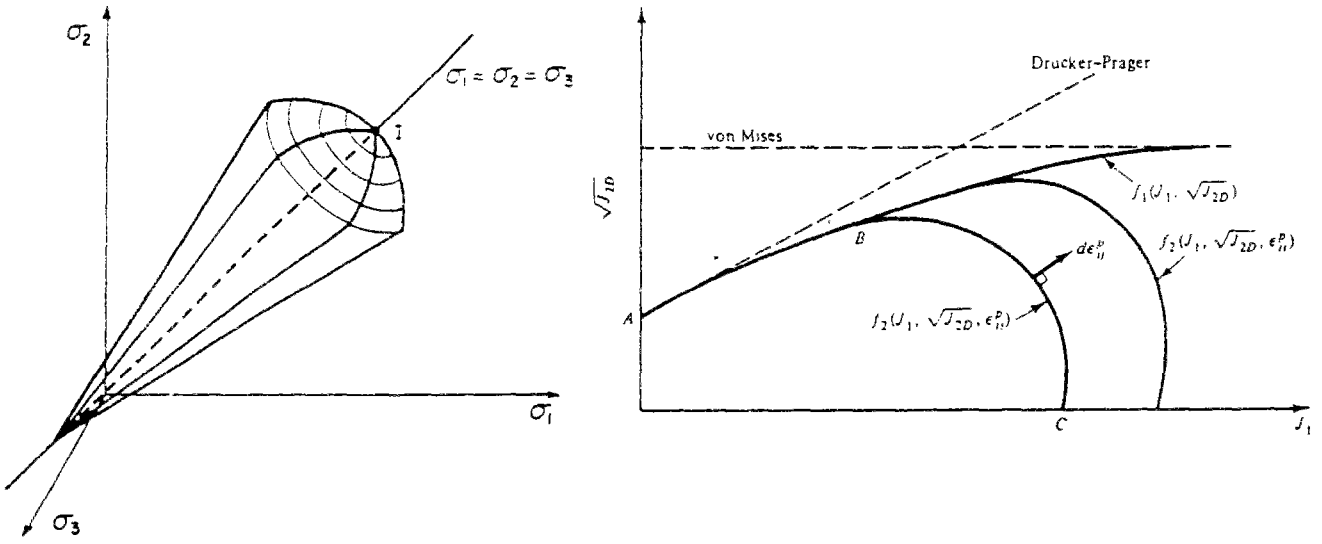


Figure II-5 Forme de surface de charge avec un « cap », d'après Drucker, Gibson et Henkel (1957)

II.1.3.4 RÈGLE D'ÉCROUISSAGE

Dès leur apparition, les déformations irréversibles influent sur le comportement ultérieur du matériau. Pour tenir compte de cette mémoire et donc de l'histoire mécanique du matériau, on définit les paramètres d'écrouissage. On parle d'écrouissage positif ou durcissement s'il s'agit d'une élévation du seuil de plasticité et d'écrouissage négatif ou radoucissement dans le cas contraire.

La règle d'écrouissage permet de définir l'évolution des paramètres d'écrouissage en fonction de la déformation plastique. Selon la progression de la surface de charge dans l'espace des contraintes, les types d'écrouissage classiques les plus utilisés sont l'écrouissage isotrope, l'écrouissage cinématique et l'écrouissage combiné.

II.1.3.4.1 Écrouissage isotrope

L'écrouissage est isotrope si la surface de charge évolue d'une manière homothétique dans toutes les directions. Dans ce cas, le paramètre d'écrouissage est un scalaire. Pour les sols, il est souvent défini par une contrainte moyenne isotrope p_c. Cet écrouissage a été proposé par Hill (1950) et Hodge (1955). Il est très utilisé pour sa simplicité et sa bonne représentativité, surtout dans le cas du chargement radial.

II.1.3.4.2 Écrouissage cinématique

Introduit par Ishlinski (1954) et Prager (1956), il correspond à la translation de la surface de charge dans l'espace des contraintes. Une conséquence directe de ce déplacement réside dans le fait que le domaine élastique, tout en restant constant, augmente dans la direction du chemin de contraintes et diminue dans la direction opposée ; c'est l'effet Bauschinger ainsi défini pour les métaux. En général, le paramètre d'écrouissage est un tenseur du deuxième ordre. L'écrouissage cinématique peut être linéaire, comme pour les matériaux isotropes, ou non linéaire s'il s'agit d'une plasticité anisotrope.

II.1.3.4.3 Écrouissage combiné

En général, il n'est pas réaliste de ne considérer que l'un ou l'autre des types d'écrouissage décrits ci-dessus car l'écrouissage isotrope n'est pas suffisant pour expliquer les phénomènes observés sous chargement cyclique (Adaptation, accommodation, etc.) et l'écrouissage cinématique a l'inconvénient de garder le domaine élastique constant. D'où la formulation d'un écrouissage combiné. La surface de charge se dilate et se translate d'une manière uniforme dans toutes les directions (elle subit une transformation affine dans l'espace des contraintes).

II.1.3.5 POTENTIEL PLASTIQUE ET LOI D'ÉCOULEMENT

La connaissance du potentiel plastique ou d'écoulement G fournit la loi d'évolution des déformations irréversibles, c'est à dire la loi d'écoulement. Le potentiel plastique G est dit associé s'il est confondu avec la surface de charge F. Dans ce cas, l'incrément vectoriel de déformation plastique est normal à la surface de charge et le matériau satisfait la règle de normalité. Si G est différent de F, le potentiel plastique est dit non associé. Dans le cas des matériaux granulaires, Poorooshab et *al.* (1966) ainsi que Tatsuoka et Ishihara (1974) ont montré que ces matériaux ne suivent pas la règle de normalité. Ainsi, dans certains modèles pour les sables (Nova et Wood, 1979 ; Pastor et *al.*, 1985), la détermination du potentiel d'écoulement passe par l'écriture de l'expression de la dilatance et par l'hypothèse que la contribution élastique est petite devant la contribution plastique en déformation. En effet, les résultats expérimentaux de Stroud (1971) et Smith (1972) montrent que la dilatance dans les sables dépend uniquement de l'état de contraintes. En outre, Lanier et *al.* (1991) ont montré que la direction d'écoulement reste constante pour un rapport de contraintes η constant.
La dilatance d peut alors être représentée par une relation du type :

$$d = \frac{d\varepsilon_v}{d\varepsilon_d} = H(\eta) \approx \frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_d^p} \qquad \text{(II-13)}$$

La figure II-6 illustre, d'après Touati (1982), un exemple de courbes d'évolution de la dilatance d en fonction du rapport de contraintes η pour le sable de Fontainebleau sous différentes contraintes de consolidation σ_c.

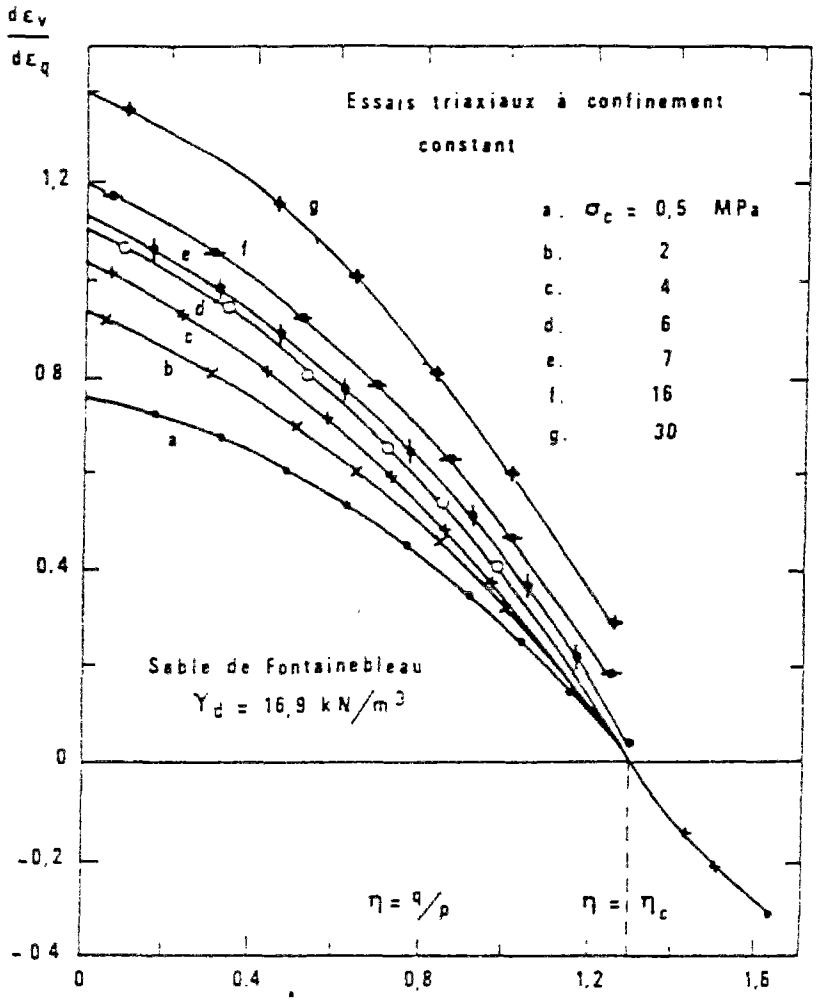


Figure II-6 Variation de la dilatance au cours des essais triaxiaux de compression pour différentes conditions initiales (Touati, 1982)

II.2. MODÈLES DE COMPORTEMENT ÉLASTOPLASTIQUES DES SOLS

Les plus célèbres modèles de comportement élastoplastiques des sols (Roscoe, Schofield et Thurairajah, 1963 ; Roscoe et Burland, 1968) sont issus de la théorie de l'état critique développée par Roscoe, Schofield et Wroth (1958) et Schofield et Wroth (1968). Ils ont été conçus pour reproduire le comportement des argiles au triaxial. Depuis, divers autres modèles ont vu le jour en variant le type d'écrouissage, la forme de la surface de charge, etc. Ces modèles ont été classés en trois catégories : Les modèles élastoplastiques parfaits, les modèles à simple surface de charge et les modèles à double surface de charge.

Dans ce qui suit, nous ne nous intéresserons qu'aux modèles écrouissables, en l'occurrence les deux derniers types de la classification car, pour les modèles élastoplastiques parfaits, la surface de charge ne s'écrouit pas, elle est fixe dans l'espace des contraintes et coïncide avec le critère de rupture. À l'intérieur de la surface, le comportement est élastique et, quand l'état de contraintes atteint la surface de charge et y reste, un écoulement plastique se produit.

II.2.1 MODÈLE À SIMPLE SURFACE DE CHARGE

Les modèles à surface de charge fermée tels que le modèle de Drucker, Gibson et Henkel (1957) furent les premiers modèles élastoplastiques avec écrouissage pour les sols. La surface de charge est construite à partir du critère de rupture de Mohr-Coulomb. Par la suite, apparurent les modèles élastoplastiques avec écrouissage, associés à une surface de charge déduite d'une expression de la dissipation du travail plastique. Ce sont les modèles développés par l'école de Cambridge pour décrire le comportement des argiles (Cam-Clay original par Roscoe, Schofield et Thurairajah, 1963 et Cam-Clay Modifié par Roscoe et Burland, 1968). Ces modèles ont donné naissance aux modèles dits d'état critique. Les modèles Cam-Clay sont des modèles associés, à écrouissage isotrope. Le paramètre d'écrouissage est fonction de la déformation plastique volumique.

Suivant le modèle Cam-Clay, de nombreux autres modèles pour décrire le comportement des matériaux granulaires ont été développés, surtout après l'établissement du concept de ligne de transformation de phase (Ishihara et *al.*, 1975 ; Luong, 1978). Ainsi, pour tenir compte du phénomène de la dilatance dans les sables denses, Nova et Wood (1979) proposent un modèle de comportement avec une nouvelle surface de charge, basée sur les résultats expérimentaux de Poorooshab et (1971) et de Tatsuoka et Ishihara (1974), et une nouvelle loi d'écoulement, basée sur les travaux de Stroud (1971) et

de Namy (1970). La figure II-7 illustre les formes de la surface de charge et du potentiel plastique utilisés dans ce modèle. À partir d'un certain niveau de contraintes, le potentiel plastique est non associé mais aucune hypothèse n'est faite sur l'existence de l'état critique. La rupture de Mohr-Coulomb est définie par un module d'écrouissage nul. Le paramètre d'écrouissage dépend de la partie volumique et de la partie déviatorique des déformations plastiques. Ce modèle contient 7 paramètres qu'on peut déterminer à partir d'un essai triaxial. Des simulations de la liquéfaction statique, effectuées par ce modèle, ont montré une concordance satisfaisante avec les résultats expérimentaux obtenus par Castro (1969), comme le montre la figure II-8.

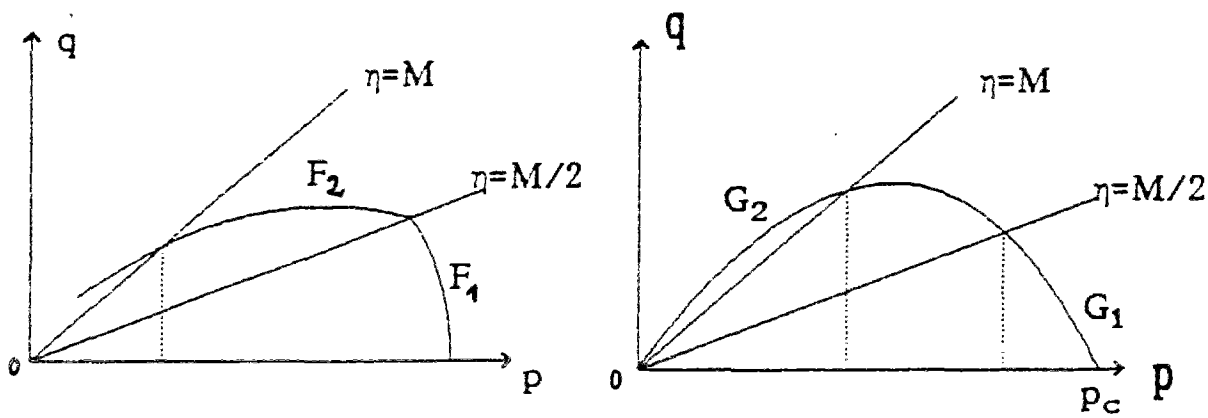


Figure II-7 Surface de charge (a) et potentiel d'écoulement (b) dans le modèle de Nova et Wood (1979)

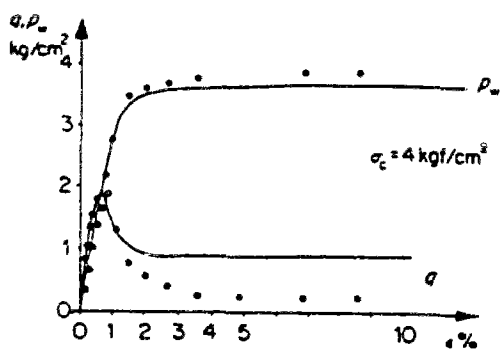


Figure II-8 Simulation d'un essai de liquéfaction par le modèle de Nova et Wood (1979)

II.2.2 MODÈLES A DOUBLE SURFACE DE CHARGE

Par construction, dans un modèle à simple surface de charge, un incrément de contrainte engendre un incrément de déformation plastique identique quelle que soit la direction de chargement. Cependant, des résultats expérimentaux, notamment ceux obtenus par Tatsuoka et Ishihara (1974) à partir d'essais triaxiaux sur sable, ont montré qu'il existe des chemins plus défavorables que d'autres quant au développement de déformations irréversibles pour le même incrément de contrainte, comme le montre la figure II-9. D'où l'idée de distinguer différents mécanismes de génération de la déformation plastique utilisée par certains auteurs tel que Lade (1977), Vermeer (1978) et Loret (1981), suivant en cela la théorie des multimécanismes développée par Koîter (1953) et Mandel (1965).

Un exemple intéressant de modèle à double surface de charge est le modèle de Vermeer (1978). Ce modèle est utilisé pour la description du comportement des sols granulaires, au triaxial, sous chargement initial, déchargement et rechargement. C'est un modèle isotrope, hyperélastique à deux mécanismes (Figure II-10). Le premier mécanisme est un mécanisme de consolidation (volumique uniquement) avec un potentiel plastique associé. Le deuxième mécanisme, qui est purement déviatorique (mécanisme de cisaillement), est basé sur le critère de rupture défini par Matsuoka et Nakaï (1977) et sur l'équation de contrainte-dilatance de Rowe (1971) comme loi d'écoulement. Le potentiel plastique dans ce cas est non associé. Par ailleurs, en charge (la décharge est supposée élastique), l'activation de l'un ou l'autre mécanisme dépend du trajet de chargement. Dans le plan du triaxial (q, p) et comme le montre la figure II-10, on peut distinguer quatre zones. Une zone élastique à l'intérieur des deux surfaces (I). Une zone d'activation du mécanisme volumique (II) et une du mécanisme de cisaillement (III). La dernière région correspond à l'activation des deux mécanismes (IV). La déformation totale s'écrit alors comme la somme de la déformation élastique et des déformations plastiques correspondant aux mécanismes activés.

L'intérêt de ce modèle réside d'abord dans le faible nombre de ses paramètres (7 dans la première version et 5 dans la version 1980). Par ailleurs, il prend bien en compte l'influence de la nature de chargement sur le comportement. Cependant, le découplage des phénomènes de compression isotrope et de distorsion dû à l'hypothèse de mécanismes indépendants n'est pas réaliste.

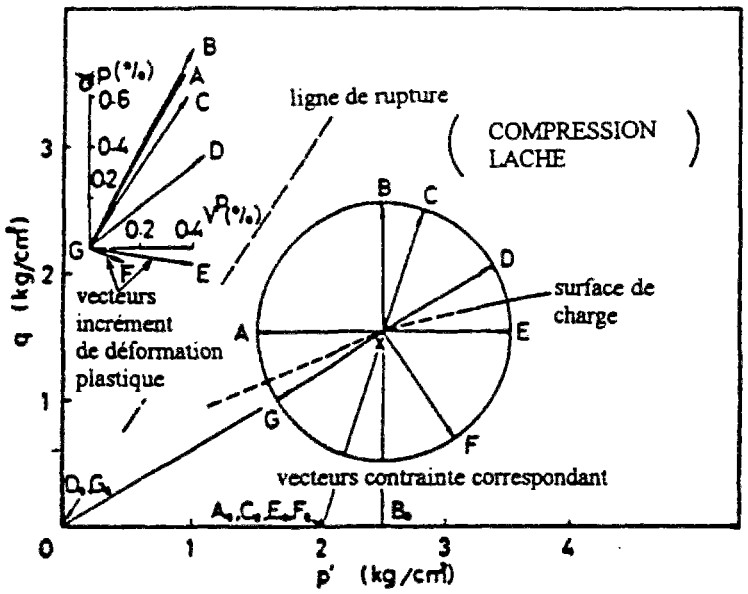


Figure II-9 Influence du trajet de chargement sur les déformations plastiques, d'après Tatsuoka et Ishihara (1974)

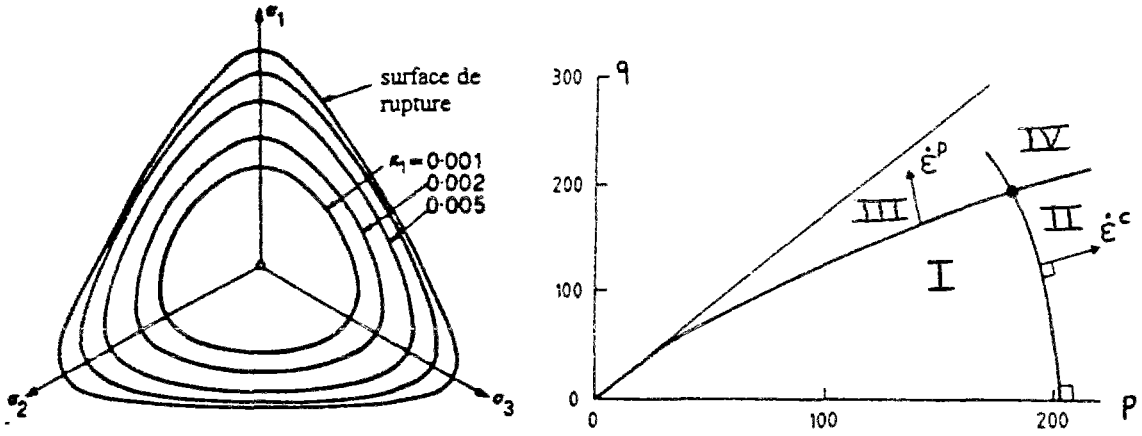


Figure II-10 Surfaces de charge du modèle de Vermeer (1978) dans le plan (q, p')

À partir de l'étude expérimentale des trajets de chargement sur des chemins de distorsion et radiaux, Loret (1981, 1985) a proposé un modèle similaire à celui de Vermeer (1978) avec une surface de consolidation elliptique et une surface de distorsion basée sur le travail plastique normalisé de distorsion. La figure II-11 présente des prédictions du modèle comparées à des résultats d'un essai triaxial à contrainte moyenne constante

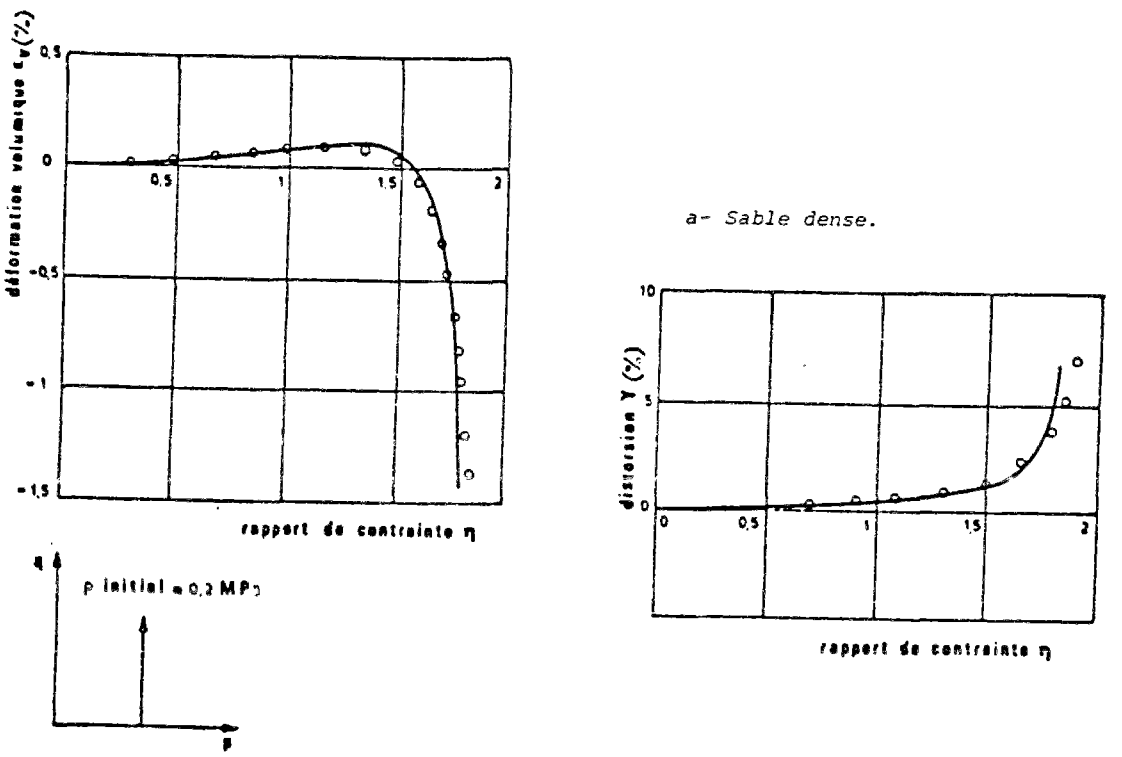


Figure II-11 Essai triaxial à contrainte moyenne constante, comparaison prédiction - expérience (Loret, 1981)

II.2.3 MODÈLES BASÉS SUR LE PARAMÈTRE D'ÉTAT

L'intérêt d'un tel type de modèle réside dans le fait qu'il permet de tenir compte, par le biais du paramètre d'état ψ (ou de tout autre paramètre similaire, voir chapitre I), de l'effet combiné de la contrainte de consolidation et de l'indice des vides sur le comportement des sables. Ainsi, Jefferies (1993) a proposé un modèle d'état critique rigide-plastique (plastique parfait sans déformation élastique) associé, nommé « Nor-Sand », destiné à décrire le comportement monotone drainé des sables. La surface de charge est proche de celle utilisée dans le modèle Cam-Clay. La règle d'écrouissage dépend de la distance, dans l'espace (q, p',e), séparant le point actuel d'un certain point image. Ce dernier point est situé sur la surface de charge. Il est défini par un taux de déformation volumique nul (Figure II-12). Quand le point courant dépasse le point image, l'écrouissage devient négatif.

L'évolution du point image est contrôlée par le paramètre d'état ψ. Il y a rupture lorsque le point image se trouve sur la courbe d'état critique. La figure II-13 montre des simulations du comportement drainé d'un sable à différentes valeurs du paramètre d'état effectuées par le modèle Nor-Sand.

Outre l'introduction du paramètre d'état dans le formalisme des lois de comportement, la particularité de ce modèle réside dans le fait que c'est un modèle associé, ce qui n'est pas le cas des autres modèles destinés à décrire le comportement des sables. Il permet de plus de prédire un écrouissage positif et négatif sur le même chemin, cela n'est pas commun aux autres modèles d'état critique.

Dans un cadre similaire à celui du modèle de Nova et Wood (1979), Saïtta (1994) a développé un modèle, basé sur l'indice d'état I_s, pour décrire le comportement des sables lâches et denses sous chargement monotone et celui des sables lâches sous chargement cyclique. Le mécanisme de plasticité est basé sur le principe que la surface de charge initiale, nommée surface de charge d'état, ainsi que son évolution, dépendent des conditions initiales. L'introduction des conditions initiales dans la surface de charge se traduit par la prise en compte d'un état (q_f, p'_f), dépendant de I_s et défini par le point R comme le montre la figure II-14, dans l'écriture de l'expression du critère de plasticité. Dans un essai de liquéfaction, le point R(q_f, p'_f) représente l'état résiduel du matériau à un indice des vides donné. La modélisation du comportement cyclique est basée sur le concept de surface frontière (voir paragraphe 3.2) et sur l'hypothèse d'une décharge élastique anisotrope. Ce modèle permet en particulier, grâce à l'introduction de l'indice d'état, de prédire la droite d'effondrement (Sladen et *al.*, 1985) aussi bien en monotone qu'en cyclique comme le montre la figure II-15. Cependant, le concept de surface de charge d'état ainsi que la définition du point R pour les sables denses ne permettent pas, dans leurs états actuels, la modélisation de la mobilité cyclique.

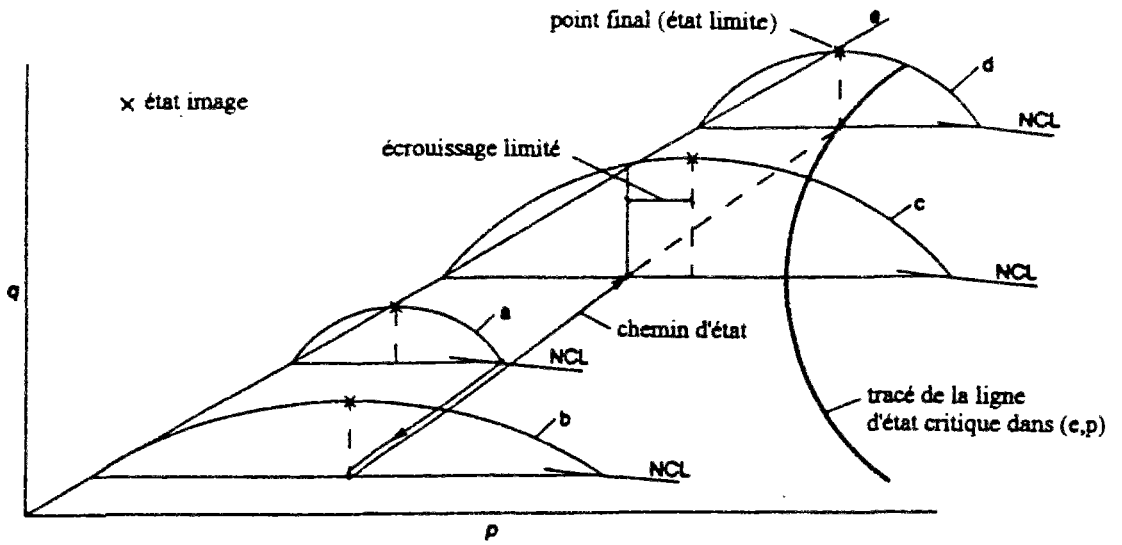


Figure II-12 Définition de l'écrouissage dans le modèle Nor-Sand (Jefferies, 1993) dans l'espace (q, p', e)

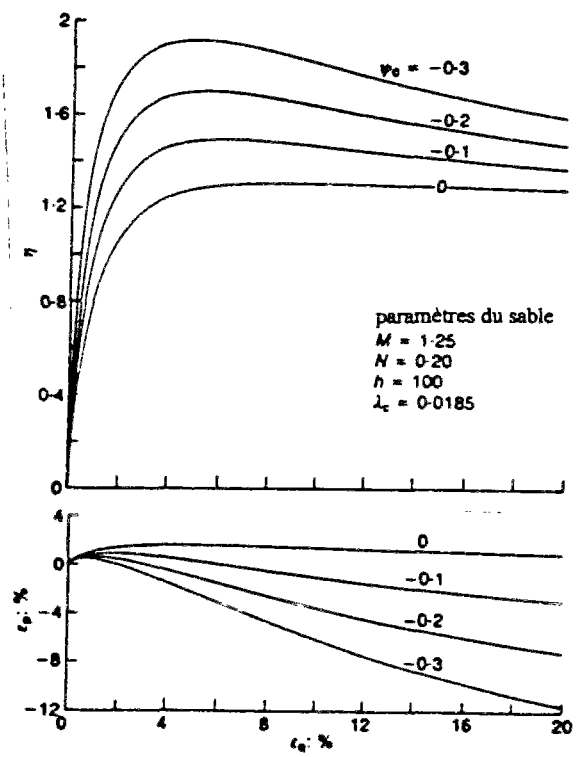


Figure II-13 Simulations d'essais triaxiaux drainés pour différentes valeurs du paramètre d'état ψ_0, obtenues par le modèle Nor-Sand (Jefferies, 1993)

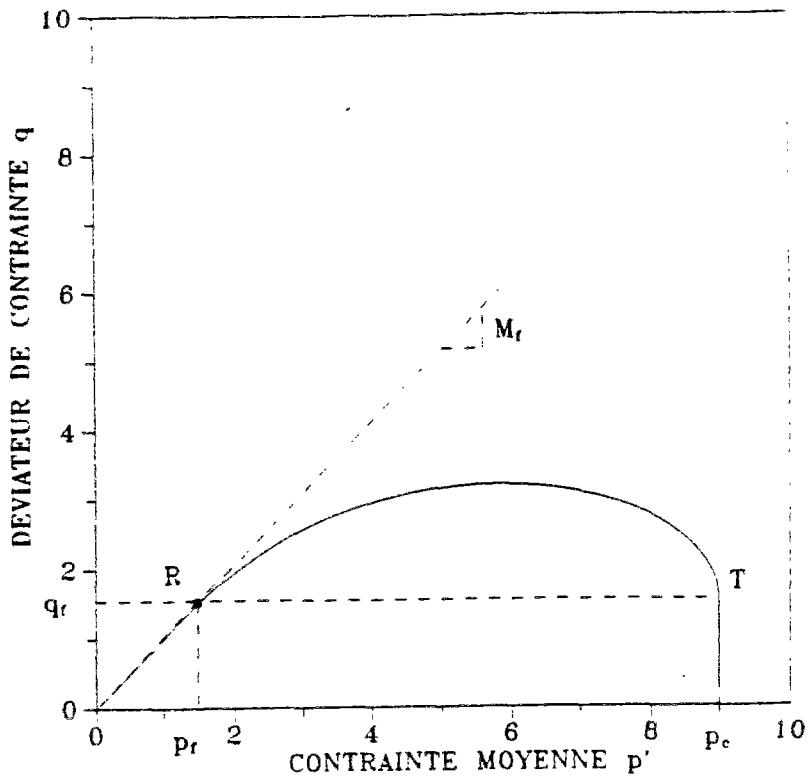


Figure II-14 Surface de charge d'état dans le plan du triaxial (Saïtta, 1994)

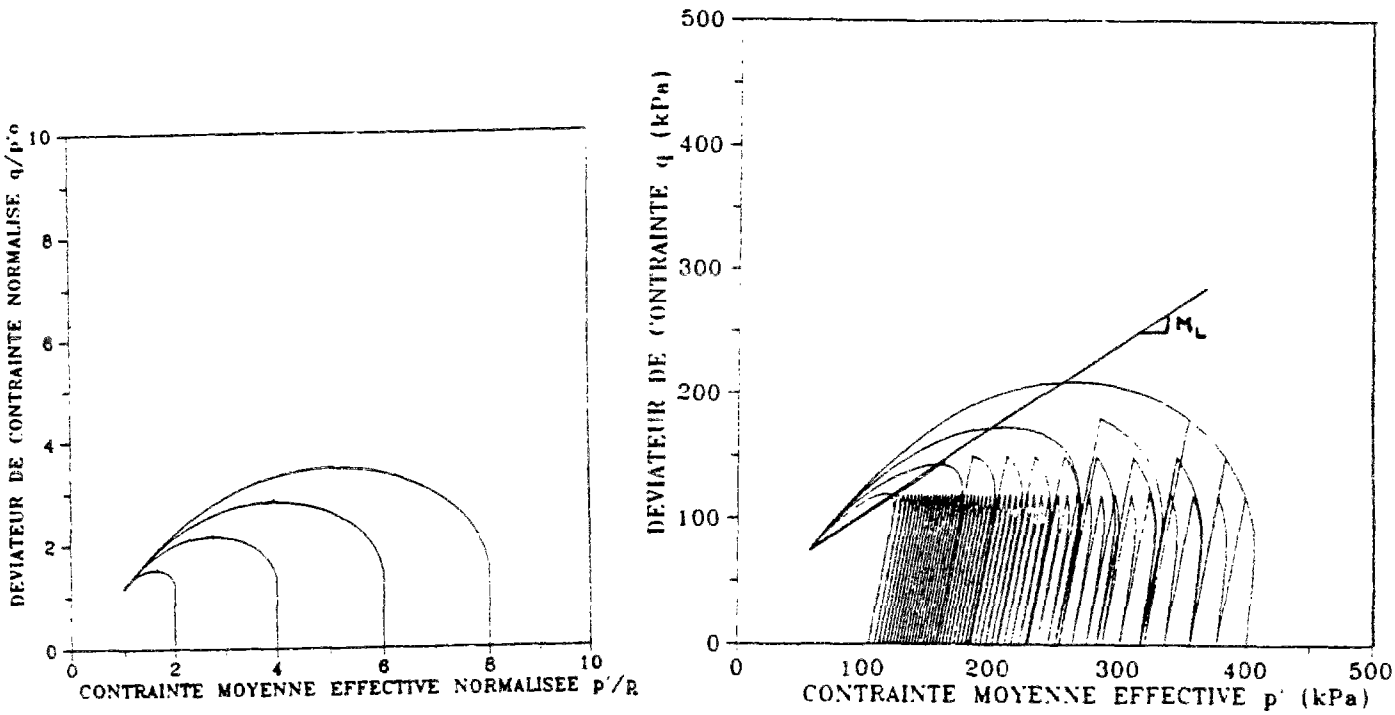


Figure II-15 Simulation de la droite d'effondrement en monotone et en cyclique par le modèle de Saïtta (1994)

II.3. MODÉLISATION ÉLASTOPLASTIQUE DU COMPORTEMENT CYCLIQUE DES SOLS GRANULAIRES

II.3.1 INTRODUCTION

Les modèles basés sur des théories simples d'écrouissage isotrope, cinématique linéaire ou écrouissage combiné tels que les modèles décrits ci-dessus sont suffisants pour décrire le comportement d'un matériau sous chargement monotone. Au contraire, en cas de chargement cyclique, ces théories ne sont pas suffisantes pour représenter correctement les phénomènes cycliques comme l'effet de rocher, la stabilisation ou les boucles d'hystérésis. Ainsi, pour pallier cette insuffisance, différents moyens ont été déployés tels que l'introduction d'écrouissage cinématique non linéaire (Lassoudière, 1984 ; Cambou et Jafari, 1988), le développement de modèles à multisurface (Mroz, 1967) ou de modèles basés sur la théorie de l'élastoplasticité généralisée (Zienkiewicz et *al.*, 1985). Ces moyens font l'objet des paragraphes suivants.

II.3.2 CONCEPT DE SURFACE FRONTIÈRE (BOUNDING SURFACE)

II.3.2.1 CONCEPT DE CHAMP DE MODULES PLASTIQUES

Initié par Mroz (1967) dans le cadre de l'étude du comportement cyclique des métaux, ce concept est basé sur l'hypothèse de l'existence d'une infinité de surfaces de charge imbriquées les unes dans les autres. Chacune d'elles est associée à un module plastique. L'écrouissage est cinématique. À l'intérieur de la première surface de charge, le comportement est élastique. Quand le point courant atteint la surface de charge, celle-ci se translate jusqu'à devenir tangente à la surface suivante. À ce moment, le module plastique prend la valeur correspondant à cette dernière surface. Ainsi le module plastique varie en escalier. La figure II-16 montre un exemple d'évolution de ces surfaces sur un chemin triaxial de charge-décharge-recharge d'après le modèle de Prévost (1978). Cette approche est utilisée dans les modèles de Prévost et Hoëg (1977) en considérant des cercles, de Mroz et *al.* (1979) avec des ellipses et de Hujeux (1979) en utilisant des cercles dans le cadre de la loi des multimécanismes. Ce concept a été appliqué aux sols par Prévost (1978) et Mroz, Norris et Zienkiewicz (1978). La figure II-17 illustre une simulation d'essai triaxial cyclique non drainé d'après Mroz, Norris et Zienkiewicz (1981).

L'inconvénient de ce type d'approche est que la règle d'évolution n'est facile à formuler que pour des formes simples de surface de charge tel un cercle ou une ellipse. De plus, il

n'est pas toujours commode, du point de vue numérique, de mémoriser un grand nombre de surfaces de charge.

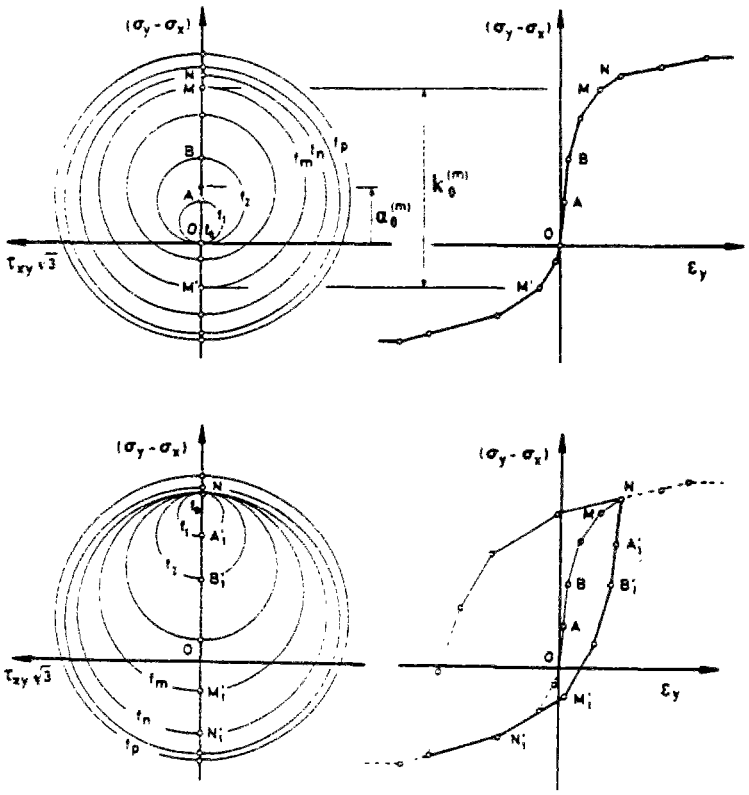


Figure II-16 Application du concept de champ de modules plastiques à un chemin triaxial de charge-décharge, d'après le modèle de Prévost (1978)

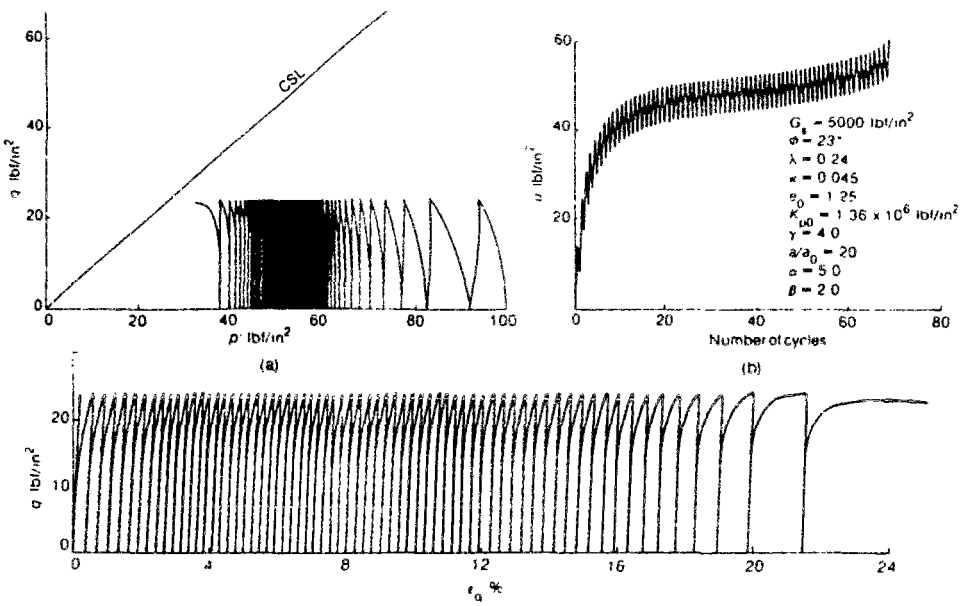


Figure II-17 Simulation d'un essai triaxial non drainé par le modèle à deux surfaces de Mroz et *al.* (1981)

II.3.2.2 CONCEPT DE SURFACE FRONTIÈRE

Le concept de surface frontière a été d'abord développé par Krieg (1975) ainsi que Dafalias et Popov (1975) pour les métaux, ensuite par Mroz, Norris et Zienkiewicz (1979) pour les sols dans le plan du triaxial en liaison avec la théorie de l'état critique, et appliqué aux argiles par Dafalias et Herrmann (1982).

Bien qu'il paraisse comme un cas simplifié du concept du champ des modules plastiques, Dafalias et Herrmann (1982) soutiennent que ce concept n'en est pas équivalent car il concerne de simples modèles de comportement. En effet, il s'agit de considérer une seule surface dite surface frontière à l'intérieur de laquelle se produisent des irréversibilités en charge (la charge est définie par $\underline{n}^T d\underline{\sigma} \geq 0$ avec $\underline{n}$ la normale extérieure à la surface de charge). Le domaine purement élastique n'existerait alors plus sauf pour la décharge ($\underline{n}^T d\underline{\sigma} < 0$), supposée totalement élastique. Le module plastique varie d'une manière continue suivant une règle d'interpolation linéaire réalisée entre un point de référence, en l'occurrence l'origine des axes O, et un point image M' situé sur la surface frontière comme l'illustre la figure II-18. Le point image M' est déterminé par l'intersection entre la ligne radiale passant par le point courant M et la surface frontière. Les directions de chargement au point courant sont identiques à celles du point image (les directions d'écoulement sont confondues avec les directions de chargement car il s'agit d'une application aux argiles avec un modèle associé). La surface frontière se différencie d'une surface de charge classique par le fait que des déformations plastiques peuvent aussi se produire à l'intérieur de la surface. Elles sont d'autant plus importantes que le point de chargement est près de la surface frontière. Si l'état de contraintes est sur la surface frontière, cette dernière joue le rôle d'une surface de charge. Ainsi, les déformations et les contraintes sont déterminées comme dans la théorie de l'élastoplasticité classique.

Mroz et Norris (1982) ont proposé une autre méthode de détermination du point image avec l'option de conserver un domaine élastique à l'intérieur de la surface frontière. Il s'agit de considérer l'intersection entre la surface frontière et la direction de l'incrément de contraintes comme le montre la figure II-19 avec (a) et sans (b) l'hypothèse d'un domaine élastique initiale. Cette méthode a l'avantage de prendre en compte l'influence de la direction de chargement sur la génération des déformations plastiques, sans utilisation de modèles à double surface de charge. Aussi, la règle d'interpolation a été transformée en une loi non linéaire en mettant l'expression de Dafalias en puissance.
Le paramètre γ de la puissance est un nouveau paramètre du modèle. Il contrôle l'amplitude des déformations plastiques à l'intérieur de la surface frontière.

L'intérêt de ce concept est qu'il permet d'adapter tout modèle élastoplastique à écrouissage isotrope afin qu'il puisse prédire des déformations irréversibles, dans un domaine censé être élastique (dans une formulation élastoplastique classique), avec un minimum de paramètres supplémentaires. Il suffit pour cela de se donner une méthode de détermination du point image situé sur la surface frontière et une règle d'interpolation pour calculer le module plastique. En outre, il offre la possibilité de choisir des lois de variation très flexibles du module plastique, que l'on peut adapter au comportement réel du matériau. La capacité du modèle à produire des déformations irréversibles à l'intérieur de la surface frontière est d'une importance capitale pour la bonne simulation du comportement cyclique des sols.

II.3.3 MODÈLE BASÉ SUR LA THÉORIE DE L'ÉLASTOPLASTICITÉ GÉNÉRALISÉE

Telle qu'elle a été définie par Zienkiewicz et Mroz (1984), la théorie de la plasticité généralisée constitue une généralisation des hypothèses de la plasticité classique. En effet, cette théorie consiste en la donnée d'une expression du module plastique ainsi que des directions de chargement et d'écoulement. Dans le cas d'un problème de plasticité simple, le cheminement classique pour l'obtention du module plastique est très avantageuse. Cependant, dès qu'il s'agit de décrire un comportement plus élaboré comme le comportement cyclique, la description d'un modèle dans des termes classiques devient très complexe et la donnée directe d'un module plastique est alors plus avantageuse. L'expression du module plastique peut alors être formulée, par exemple, par le biais du concept de surface frontière (la plasticité classique est alors utiliser pour décrire la surface frontière), ou elle peut être postulée d'une manière arbitraire en se basant sur des observations expérimentales pour obtenir sa forme générale.

Dans ce cadre, Zienkiewicz et *al.* (1985) ont proposé un modèle adapté au comportement des argiles sous chargement cyclique. Ce modèle a été établi à partir du modèle Cam-Clay. Pour prendre en compte les déformations irréversibles à la charge à l'intérieur de la surface de charge (cas du chargement cyclique), le module plastique H_L au point de charge est déterminé à partir de la loi d'interpolation proposée par Mroz et Norris (1982) comme suit :

$$H_L = H_L^{cs}\left[\frac{\delta_0}{\delta}\right]^{\gamma} \qquad \text{(II-14)}$$

Les quantités δ et δ_0 sont les distances de l'origine au point courant de contraintes P' et de l'origine au point image P respectivement (Figure II-20). γ est un paramètre du modèle. H_L^{cs} est le module plastique au point P déterminé selon les règles de l'élastoplasticité classique. La direction de chargement $\underline{n}$' au point P' est identique à la direction $\underline{n}$ au point P. La décharge est supposée élastique.

Pastor et *al.* (1985) ont proposé un modèle adapté au comportement des sables sous chargements monotone et cyclique. Les expressions de la surface de charge et du potentiel d'écoulement, illustrés dans la figure II-21, découlent de la loi d'écoulement proposée par Nova et Wood (1979). Le module plastique à la charge est déterminé de la même manière que dans le modèle de Zienkiewicz et *al.* (1985). La règle d'écrouissage qui permet de déterminer le module plastique H_L^{cs} sur la surface frontière dépend de la déformation volumique plastique et du travail plastique de distorsion suivant l'expression proposée par Wilde (1977). Contrairement au modèle précédent, la décharge n'est plus supposée élastique. Ainsi, l'incrément de déformation plastique s'écrit :

$$\underline{d\varepsilon}^p = \frac{1}{H_u}\underline{n}_{gu}\left(\underline{n}^T\,\underline{d\sigma}\right) \qquad \text{(II-15)}$$

$$\underline{n}_{gu} : \begin{cases} n_{gu1} = -\left|n_{gL1}\right| \\ n_{gu2} = -n_{gL2} \end{cases} \qquad \text{(II-16)}$$

n_{gL1} et n_{gL2} sont les composantes du vecteur d'écoulement à la charge. $\underline{n}$ est le vecteur de chargement. H_u est le module plastique à la décharge, il est calculé comme suit :

- dans le domaine subcaractéristique ($\eta < Mg$),

$$H_u = H_{u0}\left(\frac{\eta_u}{M_g}\right)^{-\gamma_u} \qquad \text{(II-17)}$$

- dans le domaine surcaractéristique ($\eta > Mg$),

$$H_u = H_{u0} \qquad \text{(II-18)}$$

H_{u0} et γ_u sont des paramètres du modèle. η_u est le rapport de contraintes à la décharge défini à partir du point où la décharge a eu lieu.

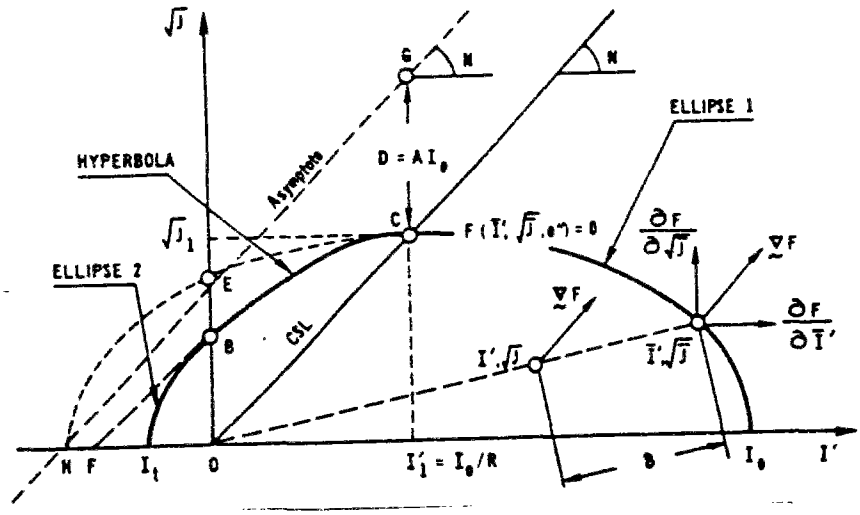


Figure II-18 Surface frontière, d'après Dafalias et Herrmann (1982)

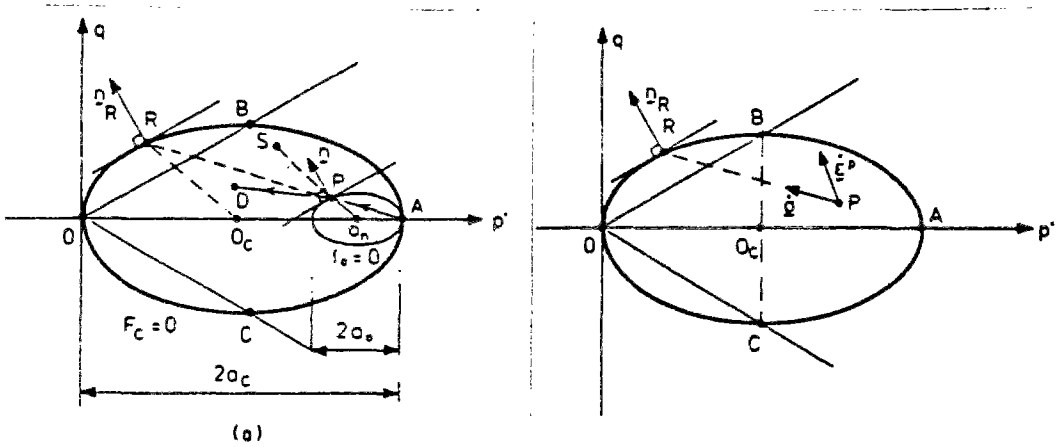


Figure II-19 Autre méthode de recherche du point image, d'après Mroz et Norris (1982). Avec un domaine élastique (a), sans domaine élastique (b)

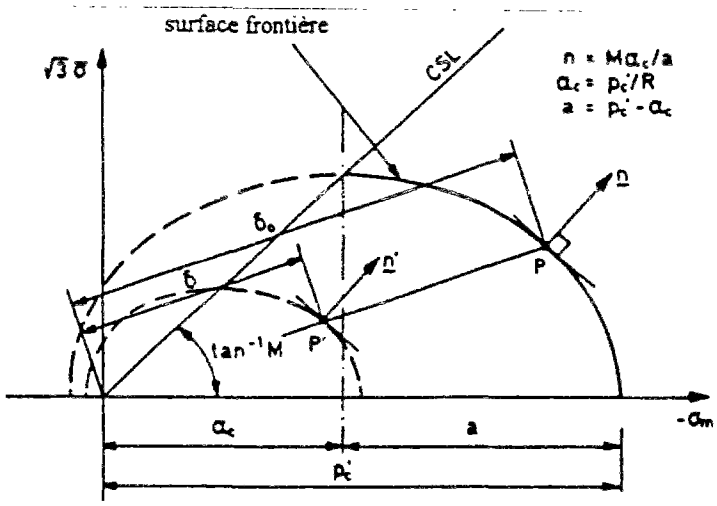


Figure II-20 Surface frontière d'après Zienkiewicz et *al.* (1985)

Par rapport aux autres modèles à écrouissage combiné existants dans la littérature, ce modèle présente l'avantage d'un nombre de paramètres réduits (9 + 3 pour le comportement cyclique). La figure II-22 illustre des comparaisons entre résultats expérimentaux et prédictions du comportement monotone non drainé d'un sable à différentes densités. En outre, grâce à la formulation décrite ci-dessus en décharge, il est capable de reproduire des niveaux élevés de plastification en décharge, tels que ceux observés expérimentalement dans les sables denses lors du passage de l'état caractéristique.

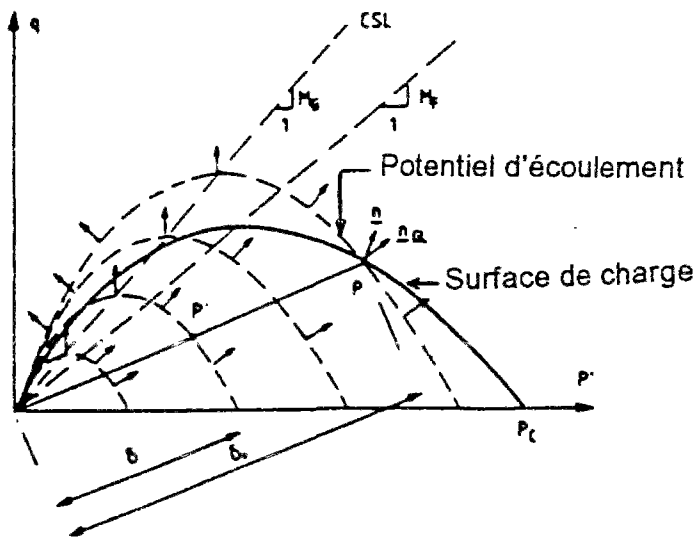


Figure II-21 Surface de charge et potentiel d'écoulement dans le modèle de Pastor et *al.* (1985)

Pastor et *al.* (1990) ont proposé une autre version du modèle, pour décrire le comportement monotone et cyclique des argiles et des sables, dans laquelle ils se donnent directement le module plastique même sur la surface frontière. Dans ce cas, seuls le module plastique, les directions d'écoulement et de chargement sont requis pour la formulation du modèle. En charge, l'auteur propose une forme générale du module plastique obtenue en respectant les conditions suivantes :

- en compression isotrope, d'après le diagramme d'état critique (e, lnp'), on a :

$$d\varepsilon_v^p = d\varepsilon_v - d\varepsilon_v^e = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0}\frac{dp'}{p'} \qquad \text{(II-19)}$$

d'où

$$\begin{cases} H_L = H_0 p' \\ H_0 = \dfrac{1 + e_0}{\lambda - \kappa} \end{cases} \qquad \text{(II-20)}$$

- en cisaillement :

$$H_L = H_0 p' f(\eta) \qquad \text{(II-21)}$$

la fonction $f(\eta)$ doit respecter deux conditions, l'une au début du cisaillement et l'autre à la rupture définie par une valeur η_f du rapport de contraintes η, comme suit :

$$\begin{cases} f(\eta) = 1 & \eta = 0 \\ f(\eta) = 0 & \eta = \eta_f \end{cases} \qquad \text{(II-22)}$$

Pour les matériaux granulaires, les auteurs proposent la fonction $f(\eta)$ suivante :

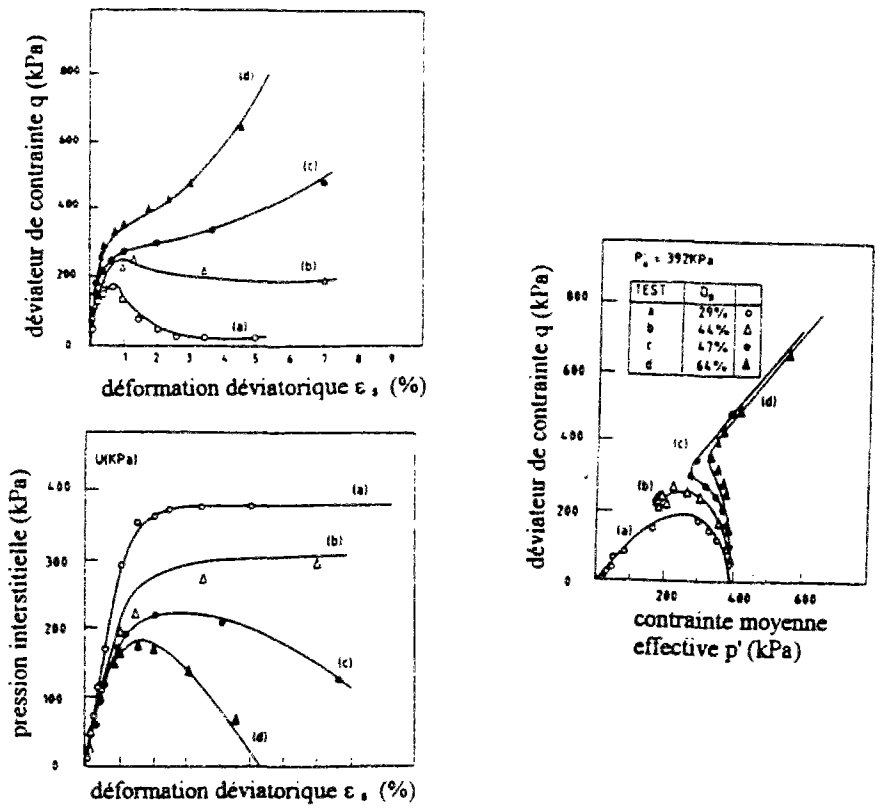
$$f(\eta) = \left(1 - \frac{\eta}{\eta_f}\right)^4 \left\{\left(1 - \frac{\eta}{M_g}\right) + \left[\beta_0 \beta_1 \exp(-\beta_0 \xi)\right]\right\} \left(\frac{\xi_{max}}{\xi}\right)^\gamma \qquad \text{(II-23)}$$

avec $$\eta_f = \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) M_f \qquad \text{(II-24)}$$

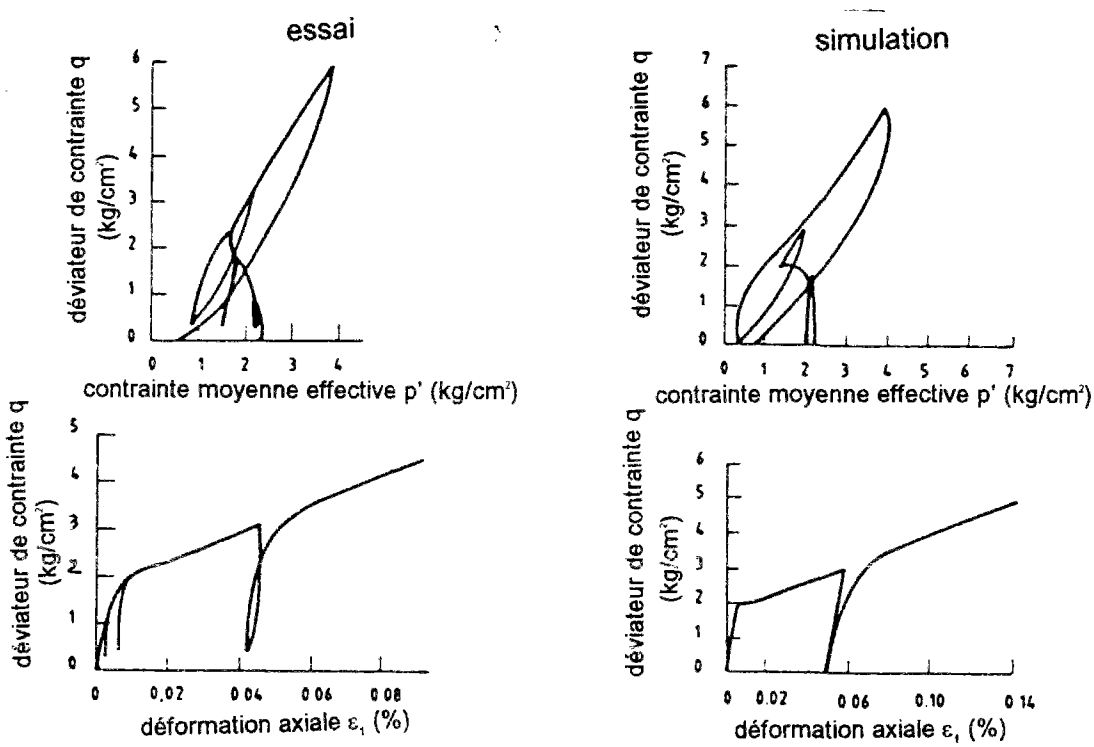
M_g, M_f, α, γ, β_0 et β_1 sont des paramètres du modèle.

Le modèle comporte 11 paramètres dont 3 rattachés au comportement cyclique. Il permet en particulier, grâce à l'expression donnée du module plastique, de simuler le radoucissement observé expérimentalement dans les sables denses et très denses sous chargement monotone en condition drainée. En cyclique, le modèle reproduit bien le comportement des sables lâches et denses. La figure II-23 présente des simulations de la liquéfaction et de la mobilité cyclique ainsi que les résultats d'essais triaxiaux des mêmes phénomènes, obtenus par Tatsuoka (1972).

Néanmoins, ce modèle, aussi bien la version 1985 que 1990, présente l'inconvénient commun des modèles qui n'intègrent pas, dans la formulation, l'influence des conditions initiales sur le comportement. Différents jeux de paramètres sont alors nécessaires pour simuler chaque type de comportement (lâche, moyennement dense et dense).

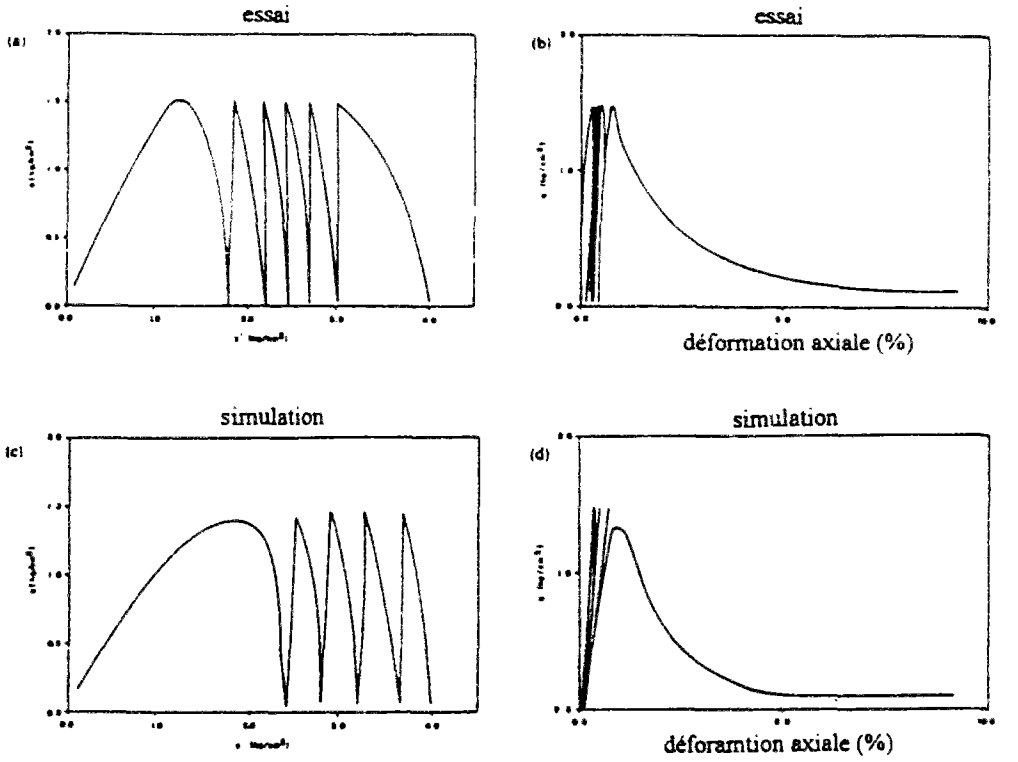


a-Influence de la densité sur le comportement non drainé (essai d'après Castro, 1969)

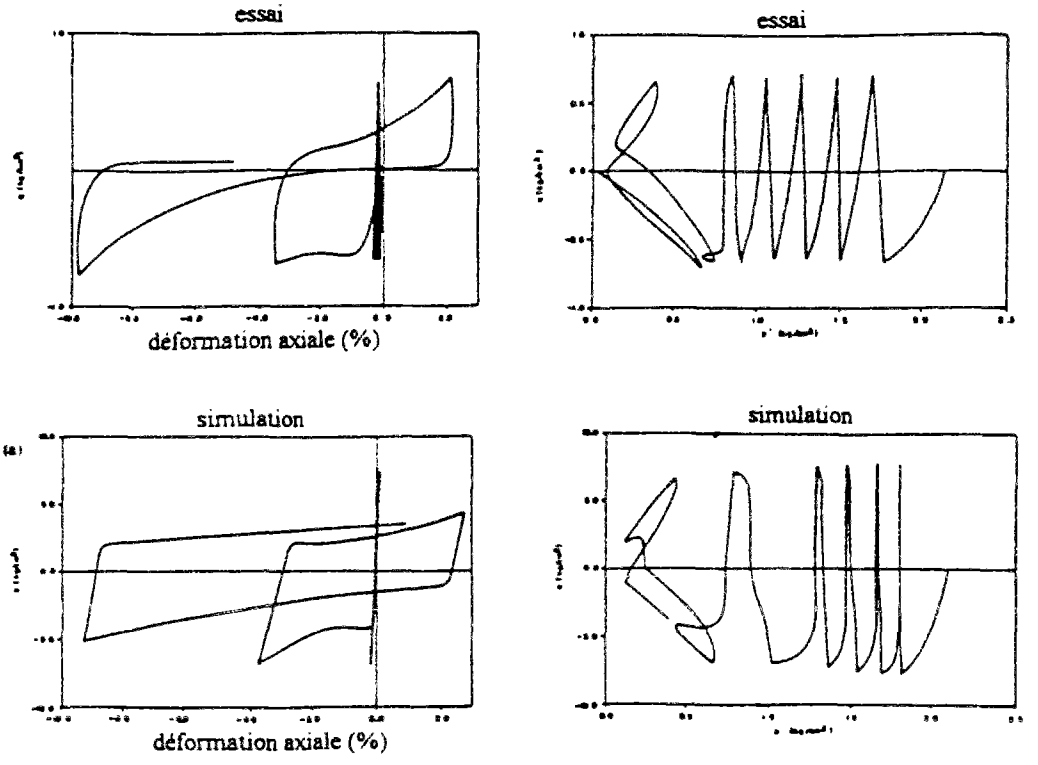


b-Essai charge-décharge

Figure II-22 Simulations d'essais triaxiaux, selon le modèle de Pastor et *al.* (1985)



a-Liquéfaction cyclique (essai d'après Castro, 1969)



b-Mobilité cyclique (essai d'après Tatsuoka, 1972)

Figure II-23 Comparaison entre résultats d'essais triaxiaux cycliques non drainés et prédictions selon le modèle de Pastor et *al.* (1990)

II.4. CONCLUSIONS

Dans le cadre élastoplastique choisi, nous avons passé en revue les différents types de modèles existants pour la simulation du comportement des matériaux granulaires. Il en ressort que l'introduction de la notion de paramètre d'état dans un contexte de modélisation est une démarche intéressante dans la mesure où elle permet de garder un même jeu de paramètres pour simuler les différents types de comportement, dus aux variations des conditions initiales. Ensuite, pour sa grande souplesse d'utilisation et sa simplicité, la théorie de l'élastoplasticité généralisée semble être un cadre probant pour le développement de modèles de comportement des matériaux granulaires, en particulier sous chargement cyclique.

CHAPITRE III

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU COMPORTEMENT MONOTONE ET CYCLIQUE DES SABLES

III.1. INTRODUCTION

Ce chapitre concerne l'investigation expérimentale réalisée sur le sable d'Hostun à l'appareil triaxial. Une attention particulière a été portée au comportement du sol à l'effondrement et à l'état stable. Ces deux états sont spécialement importants pour l'évaluation de la rupture dans les sables lâches.

Outre la description des équipements et procédures expérimentaux utilisés, l'étude comporte deux grandes parties. Dans la première partie, concernant le comportement du sable sous chargement monotone, des essais non drainés classiques sont présentés. Il servent essentiellement d'essais de référence pour la suite de l'étude. En outre, ils mettent en évidence le phénomène de l'effondrement ainsi que l'influence de différents paramètres sur le comportement des sables tels que la densité, le niveau de consolidation isotrope et anisotrope. Cette influence a été aussi évaluée par des essais à déviateur constant qui ont permis, entre autre, de valider la droite d'effondrement proposée par Sladen et *al.* (1985) comme critère de perte de stabilité dans les sables lâches. L'intérêt de ces essais réside dans le fait qu'ils conduisent à une diminution des contraintes effectives et qu'ils permettent donc de tester l'influence du chemin de contraintes sur la rupture aussi bien en termes d'apparition de perte de stabilité qu'en atteinte d'état stable de déformation.

La deuxième partie traite du comportement cyclique, qui se traduit essentiellement en deux phénomènes, à savoir l'effondrement et la mobilité cycliques. Une campagne d'essais a été effectuée sur sable lâche pour évaluer l'influence de l'amplitude du déviateur cyclique sur l'apparition de l'effondrement. Il s'ensuit d'abord la détermination de la droite d'effondrement en cyclique, puis la suggestion d'un diagramme de comportement du sable qui unifie les différents types de comportement que l'on peut observer dans les matériaux granulaires, valable pour tout état initial de déposition. Une autre série d'essais a été réalisée sur sable dense avec des quelque phases de charges - décharges afin de caractériser l'élasticité dans les sables.

III.2. ÉQUIPEMENTS ET PROCÉDURES D'ÉSSAIS

III.2.1 MATÉRIAU UTILISÉ

Comme dans beaucoup de laboratoires de recherche français, le sable d'Hostun RF est le matériau choisi pour cette étude. Il a été utilisé dans de nombreux cadres de recherche, notamment au GRECO Géomatériaux (1987, 1988) et à l'atelier international de Cleveland pour les lois de comportement pour sols grenus (Saada et Bianchini, 1988).

D'origine éocène, le sable d'Hostun provient de la carrière de Beauregard, située à proximité d'Hostun, dans la Drôme. C'est un sable essentiellement siliceux à grains sub-angulaires et d'une granulométrie uniforme comme le montre la courbe granulométrique de la figure III-1. Flavigny et *al.* (1990) présentent les caractéristiques de ce sable. Nous retenons les caractéristiques données dans le tableau III-1 (g est prise égale à 9.81 m/s^2).

Tableau III-1 Caractéristiques du sable d'Hostun RF

Sable	D_{50} (mm)	C_u	e_{min}	e_{max}	γ_s (kN/m^3)	γ_{dmin} (kN/m^3)	γ_{dmax} (kN/m^3)
Hostun RF	0,38	1,9	0,656	1,00	26,50	13,24	15,99

Une autre grandeur souvent considérée pour évaluer la densité d'un échantillon, outre l'indice des vides, est l'indice de densité I_D défini comme suit :

$$I_D = \frac{e_{max} - e}{e_{max} - e_{min}} \qquad \text{(III-1)}$$

L'indice de densité permet de comparer l'état de densité de différents matériaux entre eux.

SABLE RF

D50 : 320

PROPRIÉTÉS PHYSICO-CHIMIQUES

Masse volumique réelle (g/cm³)	2,65
Masse volumique apparente sans tassement (g/cm³)	1,30
après tassement (g/cm³)	1,50
Surface spécifique (m²/g)	
Absorption d'huile de lin (cm³/100 g)	
Reprise d'eau à 65 % d'humidité relative	0,03
Résistance pyroscopique (°C)	
Point de fusion (°C)	1.750
pH	7,50
Couleur	Gris blanc à beige rosé

ANALYSES CHIMIQUES

Perte au feu	0,05
Silice totale (SiO_2)	99,12
Alumine (Al_2O_3)	0,25
Oxyde de titane (TiO_2)	0,01
Oxyde de fer (Fe_2O_3)	0,17
Chaux (CaO)	0,14
Magnésie (MgO)	0,14
Potasse (K_2O)	0,02
Soude (Na_2O)	0,05

ANALYSE GRANULOMÉTRIQUE

TAMIS N° (AFNOR)	MAILLES OUVERTURE m/m	REFUS %	PASSANT %
37	4,000		
36	3,150		
35	2,500		
34	2,000		
33	1,600		
32	1,250		
31	1,000		
30	0,800		
29	0,630		
28	0,500	1,80	98,20
27	0,400	15,50	82,70
26	0,315	38,70	44,00
25	0,250	29,30	14,70
24	0,200	12,80	1,90
23	0,160	1,90	
22	0,125		
21	0,100		
20	0,080		
19	0,063		
18	0,050		
17	0,040		
Fond			
INDICE DE FINESSE AFA	42		

Moyennes statistiques données à titre indicatif

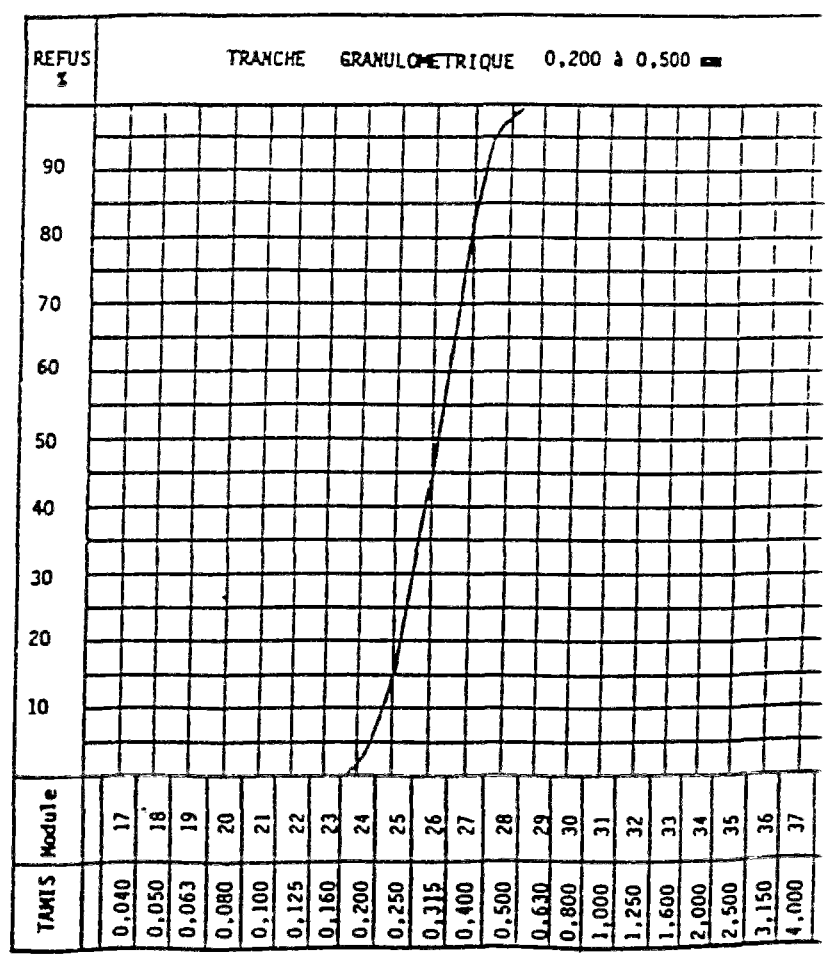


Figure III-1 Caractéristiques et courbe granulométrique du sable d'Hostun, d'après Flavigny et *al.* (1990)

III.2.2 DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

Trois types d'appareillages ont été utilisés selon la nature de l'essai à réaliser. Il s'agit de l'appareil triaxial classique, de l'appareil triaxial de type Bishop et Wesley (1975) et de l'appareil triaxial cyclique.

III.2.2.1 APPAREIL TRIAXIAL CLASSIQUE

La figure III-2 présente un schéma de principe de l'appareil triaxial classique. Il est composé d'une presse d'écrasement, d'une cellule triaxiale et d'une chaîne de mesure. La presse, constituant le bâti de chargement, est une presse électromécanique à vitesse contrôlée. La cellule, qui se place sur le plateau de la presse, permet d'accueillir des échantillons cylindriques frettés d'une hauteur de 140 mm et d'un diamètre de 70 mm. La mise en pression de la cellule remplie d'eau permet d'appliquer la contrainte de confinement. La cellule est aussi équipée de deux capteurs de pression électriques servant à mesurer la pression de confinement et la pression à l'intérieur de l'échantillon, dite contre-pression. Ces deux pressions sont fournies par un compresseur muni de détendeurs et d'interfaces air-eau. Le capteur de la contre-pression sert aussi à mesurer la pression interstitielle dans le cas d'un essai non drainé. Les variations de volume, dans un essai drainé ou pendant la phase de consolidation, sont mesurées par un système de pots à mercure équipé de capteurs de déplacement inductifs (Figure III-2), appartenant au même circuit que la contre-pression. La force de cisaillement est mesurée par un capteur de force placé en haut du bâti de la presse. Le déplacement vertical de l'éprouvette est mesuré par un capteur de déplacement de type LVDT.

III.2.2.2 APPAREIL TRIAXIAL DE TYPE BISHOP ET WESLEY (1975)

Le schéma de principe est montré sur la figure III-3. Le bâti de chargement constitue la différence essentielle par rapport à l'appareil triaxial classique. Le chargement est réalisé grâce au déplacement vertical du piston, effectué de manière hydraulique à partir d'une chambre de pression remplie d'eau désaérée. Un système GDS de contrôle digital régularise la pression et le volume d'eau désaérée dans la chambre pour contrôler la force ou le déplacement axial.

Cet appareil permet de réaliser des essais en compression et en extension, monotone et cyclique, à déplacement ou à force contrôlé. Pour réaliser des essais en extension, la tête de l'éprouvette est solidarisée avec le bout supérieur du piston par une couronne et par l'application d'une pression négative entre les deux.

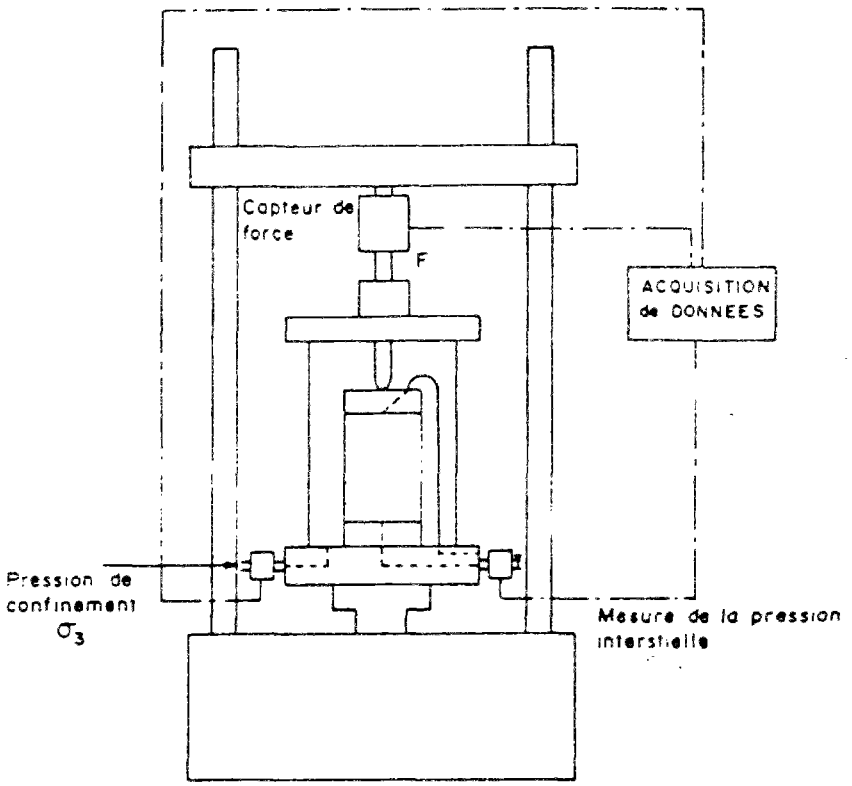


Figure III-2 Schéma de l'appareil triaxial classique

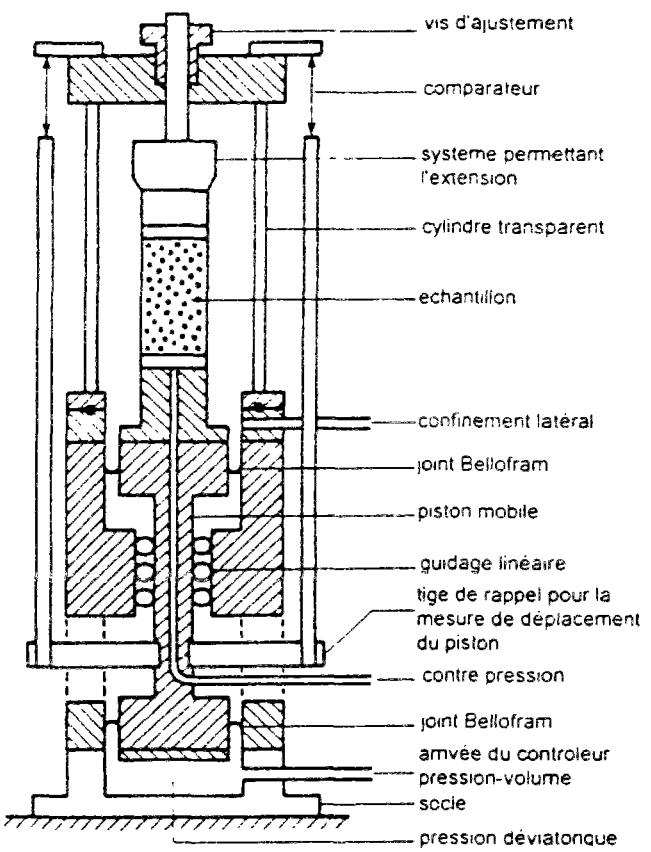


Figure III-3 Schéma de l'appareil triaxial de type Bishop et Wesley

III.2.2.3 APPAREIL TRIAXIAL CYCLIQUE

Un schéma de principe est présenté à la figure III-4. Il s'agit d'une cellule triaxiale avec un système de chargement pneumatique asservi. Par le biais d'une interface air-eau, la pression de confinement est appliquée grâce à une pression d'air, contrôlée à partir d'une armoire de commande.

Cet appareillage permet, grâce à un système d'asservissement pneumatique, de réaliser des essais cycliques à force ou à déplacement contrôlé avec des vitesses de sollicitations variables pouvant aller jusqu'à 1 Hz. Il est aussi possible de choisir entre différentes formes du signal, sinusoïdal, triangulaire ou carré.

III.2.3 ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNÉES

L'ensemble de la chaîne de mesure est relié à un micro-ordinateur via une carte d'acquisition. Un logiciel d'acquisition et de traitement des données permet de visualiser en temps réel l'évolution des différents paramètres de l'essai. Pour les essais à force contrôlée, une table traçante est utilisée afin de disposer d'un enregistrement graphique, surtout pour la phase post-perte de stabilité apparaissant dans les sables lâches. La rapidité d'apparition d'un tel phénomène ne permettait pas d'avoir d'enregistrement numérique suffisant avec les moyens disponibles dans le laboratoire.

III.2.4 PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE

La procédure expérimentale consiste à fabriquer, saturer, consolider puis cisailler des éprouvettes de sable en utilisant un mode défini de préparation.

III.2.4.1 PRÉPARATION DE L'ÉCHANTILLON

Selon le type d'essai et son objectif, deux méthodes de préparation ont été utilisées. Ce sont le déversement sec et le damage humide. Ces deux méthodes permettent de disposer d'une large gamme d'indices des vides.

Le déversement sec en plusieurs couches est la technique généralement utilisée pour la réalisation d'échantillons denses à moyennement denses ($I_D > 0,45$).

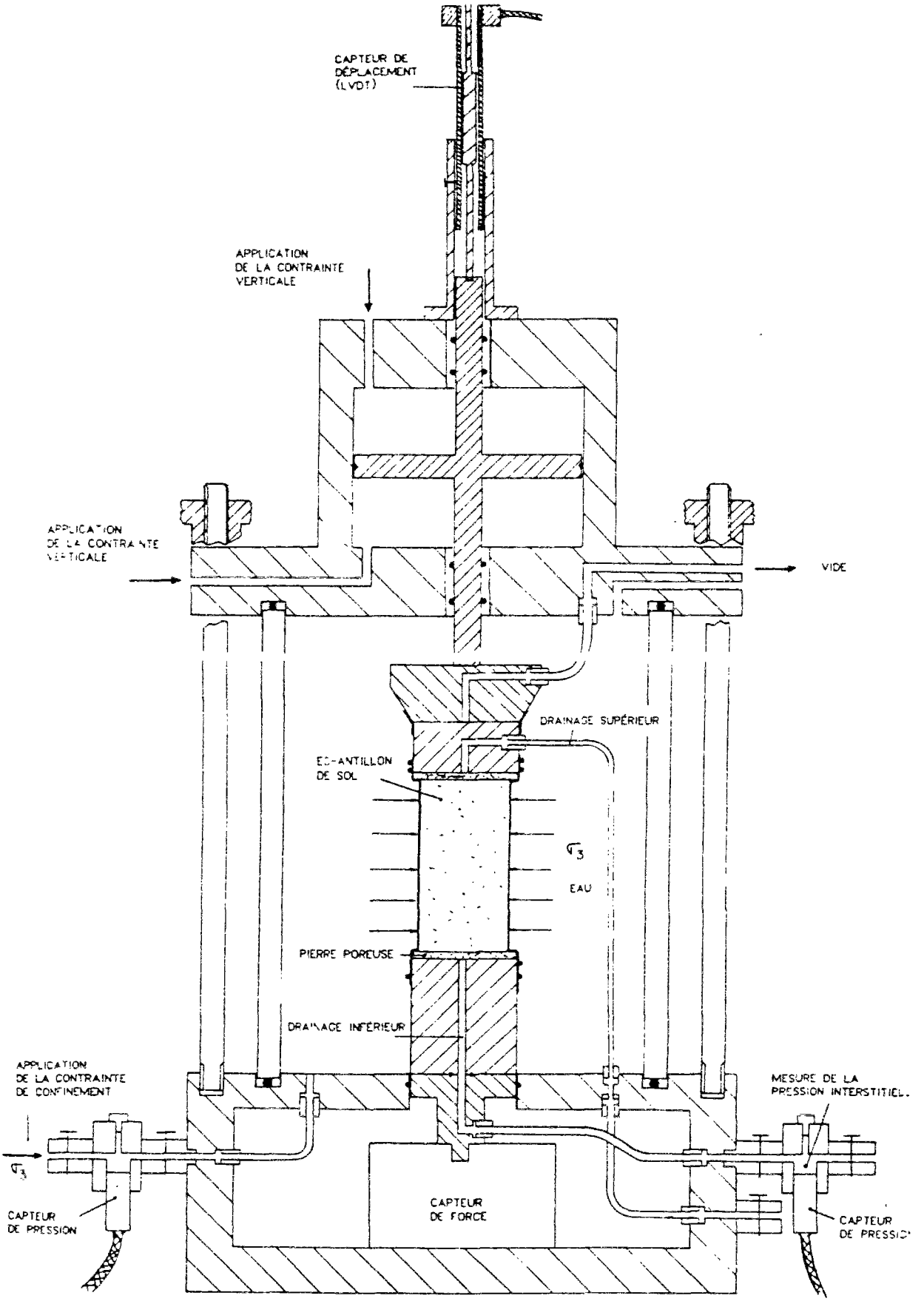


Figure III-4 Schéma de l'appareil triaxial cyclique

Le damage humide, tel qu'il a été défini par Castro (1969) et utilisé par Habib (1977) ; Bousquet (1988) et Canou (1987, 1989), consiste à humidifier le sable avec une faible quantité d'eau (une teneur en eau de l'ordre de 3%) avant sa mise en place. Cela permet de donner au sable une cohésion apparente due à la capillarité créée entre les grains. Avec cette méthode de fabrication, on peut obtenir des indices des vides très élevés voire supérieurs à l'indice des vides maximum e_{max} déterminé en utilisant le procédé standard ASTM.

Dans les deux modes de préparation, le sable est déposé dans le moule en sept couches de hauteur et de masse égales. Pour obtenir la hauteur désirée, chaque couche peut être légèrement compactée si nécessaire en portant une attention particulière à l'homogénéité de l'éprouvette.

Les échantillons sont montés dans un moule cylindrique de diamètre D = 70 mm et de hauteur H = 140 mm donnant un élancement H/D = 2, sur lequel on vient plaquer une membrane en latex de diamètre 0,3 mm grâce à l'application du vide entre celle-ci et le moule. Aux deux extrémités de l'éprouvette sont placées deux pierres poreuses pour permettre la circulation d'eau à l'intérieur de l'échantillon. Le démoulage est effectué en appliquant une faible pression négative dans l'échantillon (de l'ordre de -20 kPa). Une fois le moule retiré, cette pression est diminuée jusqu'à -100 kPa, pression de maintien de l'échantillon. Notons qu'à ce stade l'échantillon est déjà consolidé à sec sous une contrainte de 100 kPa. Si la pression de consolidation désirée est inférieure à 100 kPa, la pression du vide dans l'échantillon ne doit pas dépasser cette valeur. Pour que la pression de maintien soit ramenée à l'extérieur, nous appliquons progressivement une contrainte de confinement au fur et à mesure que nous augmentons la pression du vide dans l'échantillon sans jamais dépasser la valeur de la pression de maintien pour ne pas consolider davantage le matériau.

III.2.4.2 SATURATION

La saturation est une étape importante dans la procédure expérimentale car de sa qualité dépend la justesse de la réponse en pression interstitielle dans un essai non drainé et en déformation volumique dans un essai drainé. Pour obtenir un degré de saturation satisfaisant, un courant ascendant de gaz carbonique est initié dans l'échantillon sous faible pression (de l'ordre de 16 kPa) pendant 8 à 10 min, permettant ainsi de chasser l'air contenu. Ensuite, on fait circuler par gravitation de l'eau désaérée dans l'éprouvette pendant 15 à 20 min. Comme le gaz carbonique restant à l'intérieur se dissout plus facilement dans l'eau sous pression, une contre-pression est alors appliquée par paliers sans varier la pression totale à laquelle est soumis l'échantillon. La qualité de la saturation est évaluée par

le biais du coefficient de Skempton B. Une fois la saturation terminée, une contrainte isotrope $\Delta\sigma_3$ est appliquée en fermant le drainage. Si Δu désigne la surpression mesurée dans l'échantillon, le coefficient de Skempton (1954) B est donné par :

$$\Delta u = B\left[\Delta\sigma_3 + A(\Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_3)\right] \qquad \text{(III-2)}$$

Comme $\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma_3$, la formule devient:

$$B = \frac{\Delta u}{\Delta\sigma_3} \qquad \text{(III-3)}$$

La saturation est complète si B égale 1 mais, en pratique, l'échantillon est considéré saturé lorsque B est supérieur à 0,95.

Dans nos essais, une contre-pression de 200 kPa minimum a été assurée, permettant d'obtenir une valeur du coefficient de Skempton supérieure à 0,96 dans pratiquement tous les cas.

III.2.4.3 CONSOLIDATION

Si la pression de consolidation σ_c désirée est supérieure à 100 kPa, la contrainte de confinement est augmentée d'une manière progressive jusqu'à la valeur souhaitée. S'il s'agit d'une consolidation anisotrope, l'éprouvette est ensuite cisaillée à déformation contrôlée et à drainage ouvert jusqu'à la valeur choisie du déviateur de contrainte q_c. La mesure des variations de volume pendant cette étape permet d'apporter les corrections nécessaires pour la détermination de l'indice des vides après consolidation.

III.2.4.4 CISAILLEMENT

Les essais réalisés à l'appareil triaxial classique sont des essais de compression monotone à déplacement contrôlé. La vitesse de déplacement du plateau de la presse est choisie égale à 1%/min. À l'appareil triaxial de type Bishop et Wesley (1975), la vitesse de déplacement du piston est aussi égale à 1%/min. Les essais monotones aussi bien que cycliques réalisés avec cet appareil sont à déplacement contrôlé. Les décharges sont effectuées à niveaux de déformation axiale variables. Les essais réalisés à l'appareil triaxial cyclique sont à force contrôlée. Dans tous les essais cycliques, le signal est sinusoïdal et de fréquence égale à 0,1 Hz.

III.2.4.5 ÉVALUATION DE L'INDICE DES VIDES

Il est très difficile de mesurer l'indice des vides d'un échantillon avec une grande précision. Cette étape est d'ailleurs une source d'erreur et engendre certaines difficultés dans la procédure expérimentale. Du démoulage à la consolidation, chaque étape modifie la valeur de l'indice des vides.

La phase de saturation affecte particulièrement la densité dans le cas des sables lâches. En effet, Sladen et Handford (1987) ont noté une densification durant la saturation qui augmente avec le pourcentage d'éléments fins, induisant une variation d'indice des vides pouvant aller jusqu'à 20% de sa valeur avant saturation. Cette densification trouvait son explication dans le fait que le passage de l'eau détruit la cohésion apparente des grains, liée à la déposition en damage humide et provoque par conséquent une diminution du volume de l'éprouvette par effondrement. Castro (1969) corrigeait cette densification en supposant que la déformation volumique est égale à trois fois la déformation axiale qu'il mesurait. En se basant sur cette méthode, Bahloul (1990) a réalisé des essais de liquéfaction et a tracé la courbe de variation de l'indice des vides après saturation en fonction de l'indice des vides initial comme le montre la figure III- 5. Cette variation est d'autant plus importante que le sable est lâche.

Dans notre cas, nous procédons comme suit :

- Sous la pression de maintien, les dimensions de l'échantillon (hauteur et circonférence) sont mesurées au moins à trois endroits. L'indice des vides initial en est déduit.
- Utilisant la courbe de Bahloul (1990), on déduit l'indice des vides après saturation.
- Grâce à la mesure des variations de volume pendant la consolidation, on calcule la variation d'indice des vides et l'on détermine l'indice des vides final avant cisaillement.

III.2.4.6 CALCUL DE LA MASSE INITIALE

À partir des conditions initiales de l'essai et afin d'obtenir l'indice des vides souhaité à la contrainte de consolidation choisie, la détermination de la masse initiale à mettre en place passe par la connaissance de l'indice des vides initial avant les étapes de saturation et de consolidation. El Hachem (1987) a tracé les courbes de compressibilité isotrope, illustrées à la figure III-6, qui permettent d'obtenir l'indice des vides à la saturation à partir de la donnée de la contrainte de consolidation isotrope et de l'indice des vides correspondant après consolidation. Utilisant ces courbes puis la courbe de variation d'indice des vides de Bahloul (1990), nous obtenons l'indice des vides avant saturation mais à 100 kPa de consolidation. De nouveau nous nous reportons aux courbes de El Hachem (1987) pour disposer de

l'indice des vides initial avant toute consolidation. Connaissant le volume du moule et la densité des grains, on calcule aisément la masse de sable à mettre en place.

III.2.4.7 PÉNÉTRATION DE MEMBRANE

Ce phénomène est dû à la flexibilité de la membrane et à la différence de pression de part et d'autre de celle-ci. En effet, selon l'indice des vides et la taille moyenne des grains (D_{50}), la membrane vient épouser plus ou moins la forme des grains. Lors d'une contractance (diminution de volume ou augmentation de pression interstitielle), la membrane se redresse, alors qu'à la phase de dilatance (augmentation de volume ou diminution de pression interstitielle), elle pénètre, créant ainsi des variations de volume ou de pression interstitielle parasites : c'est l'effet de la pénétration de la membrane (Figure III-7). Cet effet est d'autant plus important que le sable est lâche. Ce phénomène est particulièrement pénalisant dans les essais de liquéfaction, car il induit une sous-estimation des surpressions interstitielles.

Différentes méthodes, aussi bien théoriques qu'expérimentales, ont été élaborées afin de réduire les effets de ce phénomène. Ainsi, parmi les méthodes expérimentales existantes, nous citerons celle de Lade et Hernandez (1977) qui consiste à utiliser une membrane renforcée, et celle de Ramana et Raju (1982) qui compense la variation de volume parasite par l'injection dans l'échantillon d'une quantité d'eau équivalente. En analyse théorique, les premiers travaux sont dus à Newland et Alley (1959) qui, en se basant sur l'hypothèse d'un comportement isotrope, proposent d'évaluer la pénétration de membrane par la quantité (ε_v - $3\varepsilon_1$). Sladen et *al.* (1985) affectent les valeurs de surpression interstitielle, mesurées lors d'un essai non drainé, d'une correction établie par la méthode de Vaid et Negussey (1982). Cette méthode est basée sur un paramètre e_m, représentant la pénétration de la membrane normalisée et définie comme suit :

$$e_m = \frac{V_m}{A_s \log p} \qquad \text{(III-4)}$$

V_m : variation de volume locale due à la pénétration de la membrane,

A_s : surface couverte par la membrane,

p : pression effective agissant sur la membrane.

Le paramètre e_m dépend essentiellement de la taille moyenne des grains D_{50}, comme le montre la figure III-8.

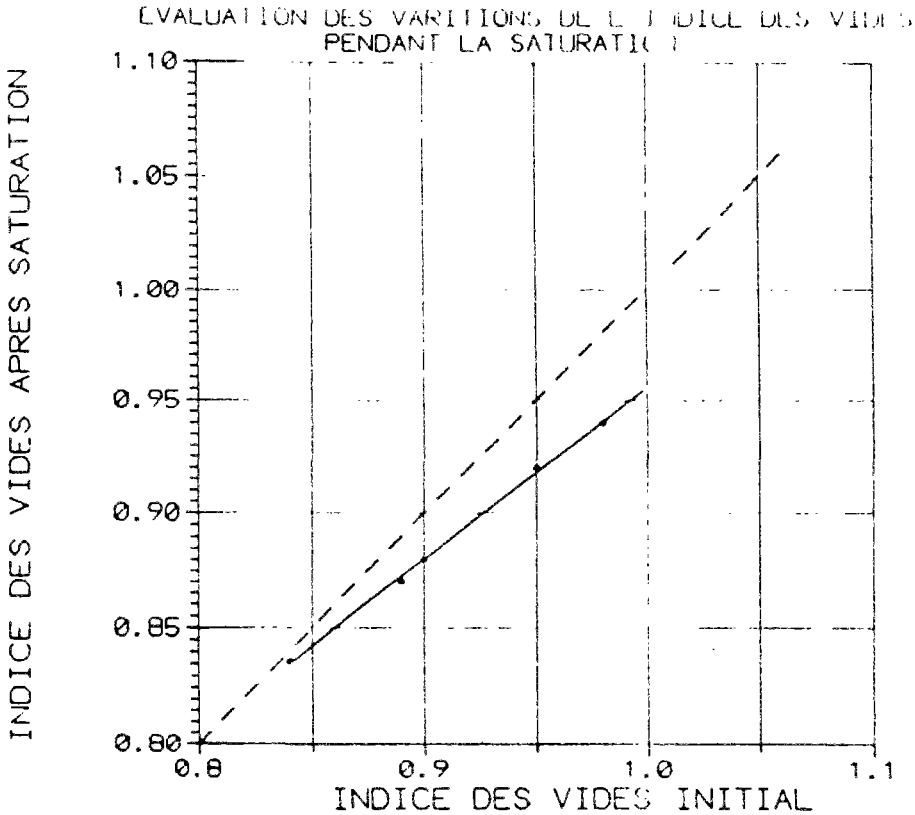


Figure III-5 Influence de la saturation sur l'indice des vides, d'après Bahloul (1990)

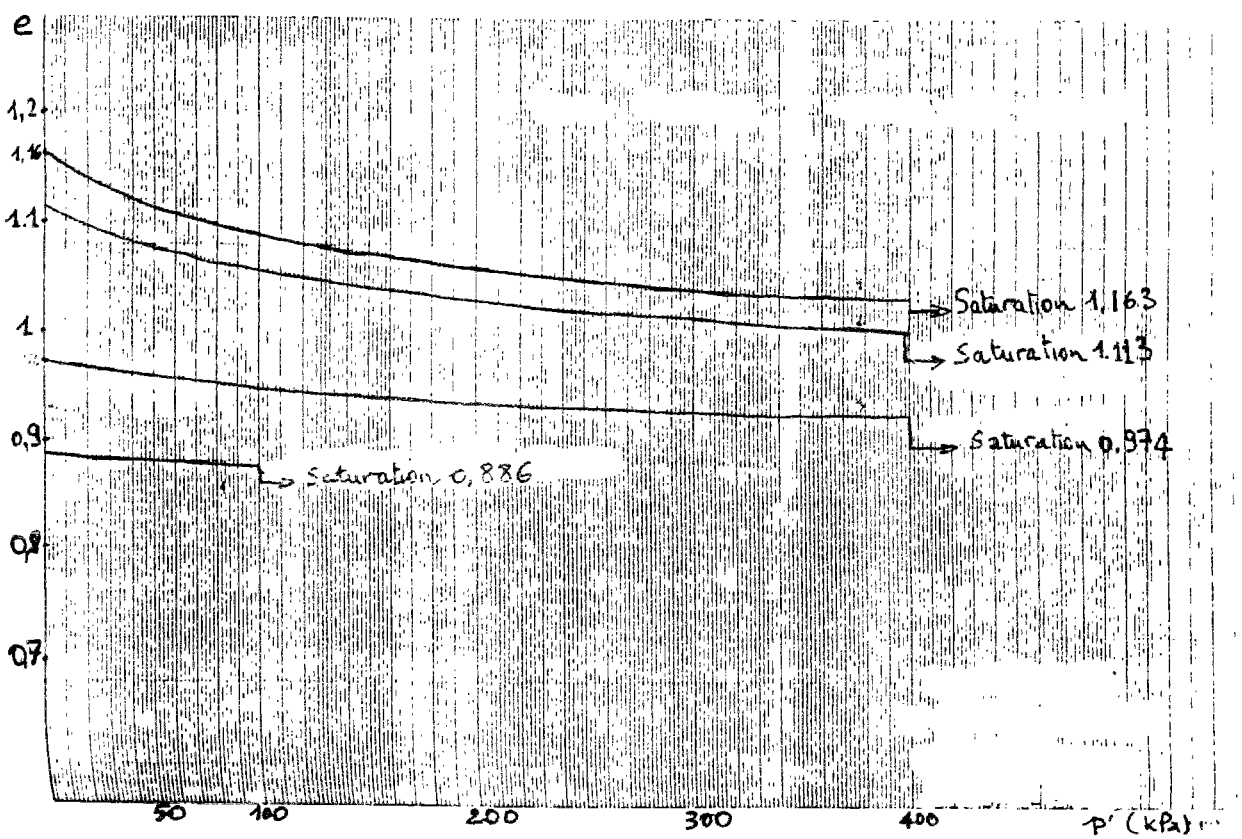


Figure III-6 Courbes de compressibilité isotrope selon El Hachem (1987)

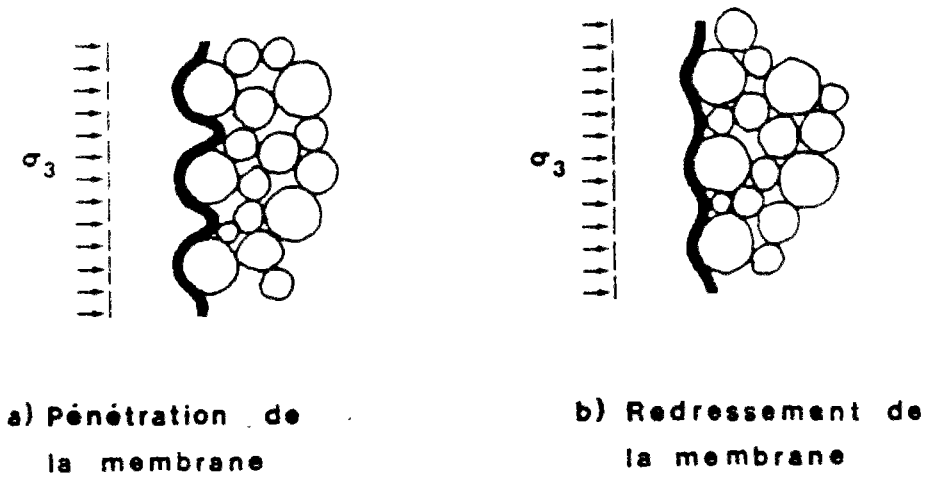


Figure III-7 Pénétration de membrane

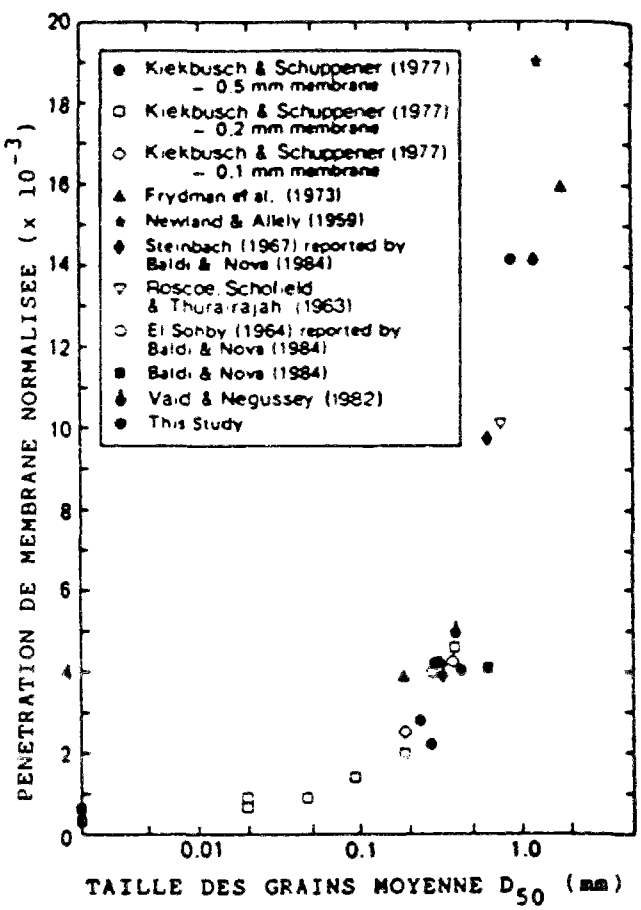


Figure III-8 Variation du paramètre de pénétration de membrane en fonction du diamètre moyen des grains, d'après Sladen et *al.*(1985) (figure d'après Canou, 1989)

Dans le cas du matériau utilisé dans cette étude, en l'occurrence le sable d'Hostun RF dont le D_{50} est égal à 0,38 mm (cela correspond à e_m d'environ 0,002 d'après la relation précédente), l'effet de la pénétration de membrane est négligeable. En effet, si l'on considère un échantillon de dimension 70x140 mm soumis à une contrainte effective de confinement de 600 kPa (nous ne dépassons pas cette valeur dans notre étude), la variation de volume V_m obtenue est de l'ordre de 0,5%.

III.3. COMPORTEMENT SOUS CHARGEMENT MONOTONE

Le comportement des sables sous chargement monotone a été étudié à travers deux types d'essais, des essais classiques non drainés, à consolidation isotrope et anisotrope, et des essais à déviateur constant, à consolidation anisotrope. Nous nous intéressons au comportement des sables particulièrement vis-à-vis du critère de perte de stabilité et de l'état stable.

III.3.1 ESSAIS CLASSIQUES NON DRAINÉS

Ces essais nous ont permis de montrer l'influence de différents paramètres, tels que la densité et le niveau de consolidation isotrope et anisotrope sur le comportement des sables. Les résultats obtenus ne sont pas innovants. Ils ont déjà fait l'objet de nombreuses discussions, comme nous l'avons exposé au chapitre I. Mais ils font surtout usage de référence pour les autres types d'essais réalisés dans cette étude.

III.3.1.1 PROGRAMME EXPÉRIMENTAL

Le programme d'essais se compose de deux séries d'essais réalisés à déformation contrôlée. Une première série d'essais à consolidation isotrope, notée MCI, est réalisée à différents indices des vides et à différentes contraintes de consolidation. La deuxième campagne, nommée MCA, concerne des essais à consolidation anisotrope aux mêmes indices des vides et contraintes de consolidation isotrope, mais à différents niveaux de consolidation anisotrope. Le tableau III-2 présente les conditions initiales de ces essais.

Tableau III-2 Présentation des conditions initiales d'essais monotones classiques

ESSAI	σ_c (kPa)	q_c (kPa)	e_{ci}	I_{Dci}	e_c	I_{Dc}
MCI70101	100	0	0,763	0,69	0,763	0,69
MCI25401	400	0	0,914	0,24	0,914	0,24
MCI25371	370	0	0,915	0,25	0,915	0,25
MCI25201	200	0	0,904	0,28	0,904	0,28
MCI25101	100	0	0,917	0,24	0,917	0,24
MCI2550	50	0	0,918	0,24	0,918	0,24
MCA28240	200	240	0,937	0,18	0,902	0,28
MCA30190	200	190	0,925	0,22	0,901	0,29
MCA2590	200	90	0,921	0,23	0,916	0,24

* Les indices ci et c concernent les densités après consolidation isotrope et après consolidation anisotrope respectivement.

III.3.1.2 ESSAI D'EFFONDREMENT

La figure III-9 présente un essai triaxial classique non drainé typique sur un échantillon de sable lâche (I_{Dc} = 0,25) consolidé de façon isotrope sous σ_c = 370 kPa.

La courbe de variation du déviateur des contraintes q en fonction de la déformation axiale ε_1 présente une augmentation brusque de la résistance au cisaillement ayant lieu en petites déformations (de l'ordre de 1%), un pic bien marqué suivi d'une chute continue qui s'arrête progressivement à des déformations axiales supérieures à 8% ; le sol a atteint alors son minimum de résistance. Concernant la surpression interstitielle, la courbe montre un taux initial de génération très élevé, qui diminue progressivement jusqu'à un palier de stabilisation correspondant au minimum de résistance, qui sera noté MR.

Le chemin de contraintes présente une contrainte moyenne qui décroît continuellement, rendant ainsi compte du caractère fort contractant des sables lâches, jusqu'au point de minimum de résistance. Au pic du déviateur, le rapport de contraintes η_{pic} vaut 0.58 (correspondant à un angle de frottement mobilisé Φ'_{pic} de 15°). Ce rapport continue d'augmenter jusqu'au point de résistance minimale où il prend la valeur 1,25 (Φ'_{MR} = 31°).

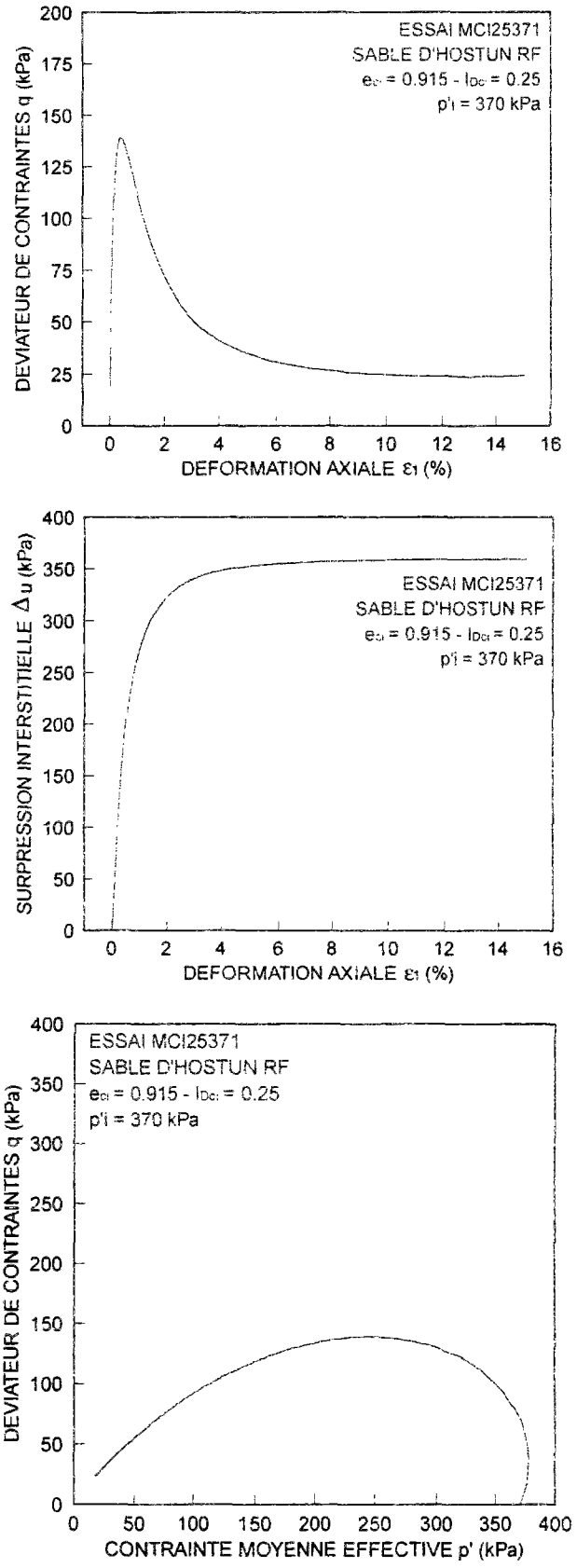


Figure III-9 Essai d'effondrement monotone typique

III.3.1.3 INFLUENCE DE LA DENSITÉ

Comme le montre la figure III-10, qui présente les résultats de deux essais triaxiaux non drainés réalisés à la même contrainte de consolidation σ_c = 100 kPa et à des indices des vides différents, la densité a une influence importante sur le comportement du sable, notamment sur le potentiel de perte de stabilité (perte de résistance au cisaillement au cours de la charge). En effet, tandis que l'échantillon à I_{Dc} = 0,24 manifeste un comportement similaire à celui décrit précédemment, l'essai à I_{Dc} = 0,69 évolue de la manière suivante :

- La courbe d'évolution du déviateur de contraintes q en fonction de la déformation axiale ε_1 présente une augmentation continue de la résistance au cisaillement sans présence ni de pic ni de minimum de résistance ;
- dans le plan (Δu, ε_1), la surpression interstitielle Δu augmente jusqu'à un pic, puis diminue vers des valeurs négatives ;
- dans le plan (q, p'), après une phase de contractance qui se traduit par une migration du chemin de contraintes vers la gauche, le matériau manifeste un comportement dilatant, faisant progresser le chemin de contraintes vers la droite. Le point séparant le comportement contractant du comportement dilatant correspond à l'état caractéristique (Luong, 1978 ; Ishihara et *al.*, 1975) tel qu'il a été défini au chapitre I. Le rapport de contraintes η_c à l'état caractéristique vaut 1,06. Après l'état caractéristique, le chemin de contraintes évolue d'une manière asymptotique selon la droite de rupture. Dans cet essai, cette droite a pour pente η_F = 1,42.

III.3.1.4 INFLUENCE DE LA CONTRAINTE DE CONSOLIDATION ISOTROPE

Le tableau III-3 rassemble les résultats d'essais d'effondrement, réalisés sur des échantillons présentant des indices des vides voisins et consolidés sous différentes contraintes de consolidation isotrope. Les graphes sont présentés sur la figure III-11.

Le pic de résistance augmente avec l'augmentation de la contrainte de consolidation isotrope. Par ailleurs, le minimum de résistance MR, atteint à des niveaux moyens de déformation axiale (de 6 à 10%), paraît dépendre du niveau de consolidation. Comme nous l'avons vu au chapitre I, ce minimum peut être associé à l'état quasi stable. L'état stable, devant être atteint au-delà de 15 à 20% de déformation axiale, n'est pas observé sur ces essais. Quant à la perte de résistance, elle est d'autant plus importante que le niveau de consolidation est élevé.

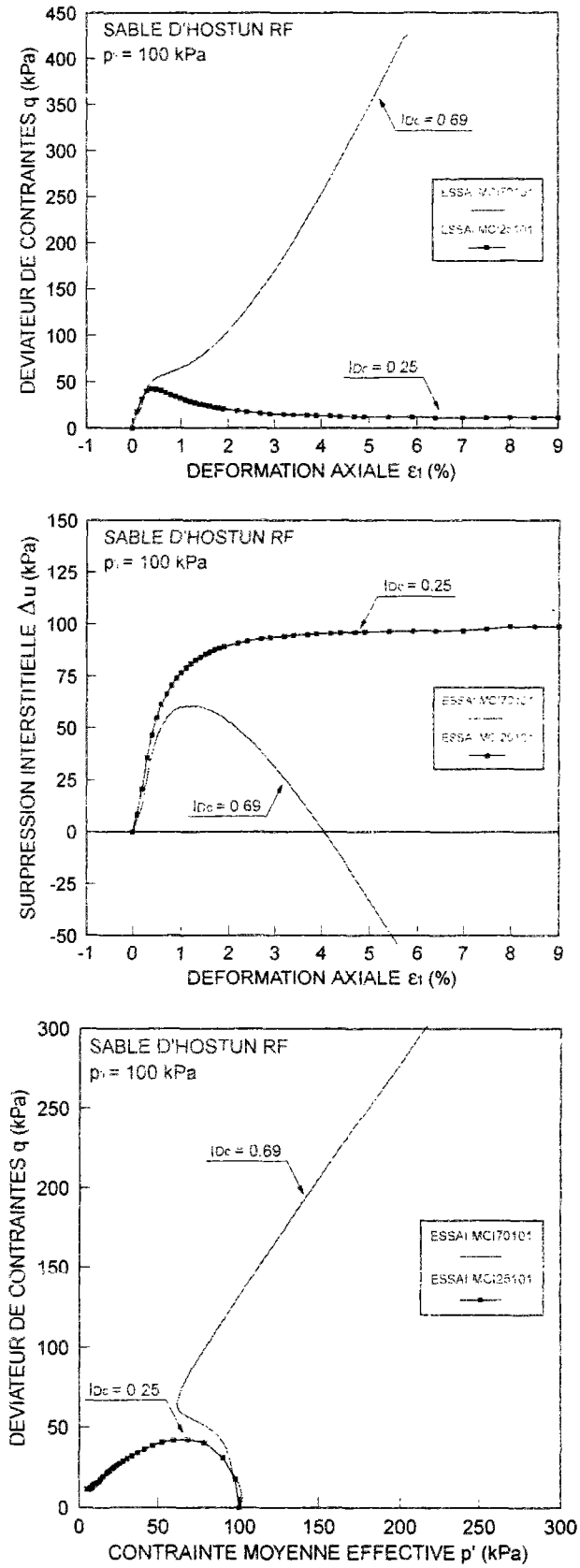
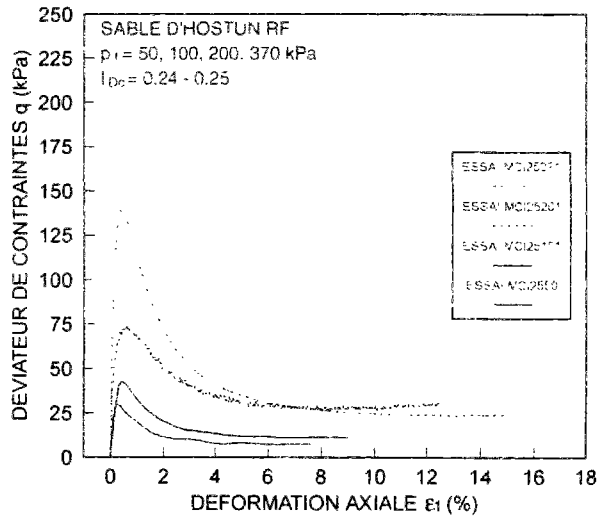
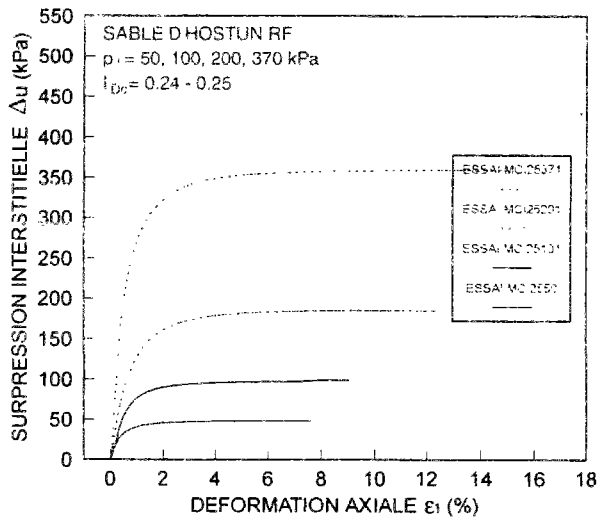


Figure III-10 Influence de la densité sur le comportement des sables lâches





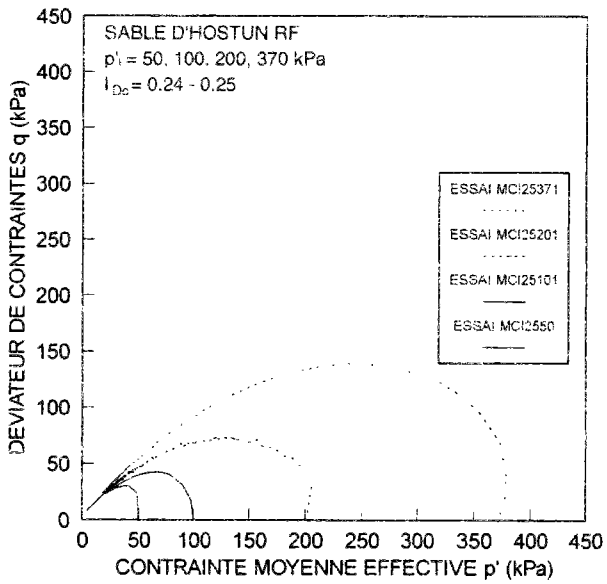


Figure III-11 Influence de la contrainte de consolidation isotrope sur le comportement des sables lâches

Tableau III-3 Présentation des résultats d'essais MCI

ESSAI	I_{Dc}	ε_{1pic} (%)	q_{pic} (kPa)	p'_{pic} (kPa)	η_{pic}	Φ_{pic} (°)	ε_{MR} (%)	q_{MR} (kPa)	p'_{MR} (kPa)	η_{MR}	Φ'_{MR} (°)
MCI25401	0,24	1	143	250	0,57	15	10	15	12	1,25	31
MCI25371	0,25	0,4	140	240	0,58	15	10	25	20	1,25	31
MCI25201	0,25	0,5	73	127	0,58	15	7	25	22	1,14	29
MCI25101	0,25	0,45	42	67	0,63	16	7	11	9	1,22	30
MCI2550	0,24	0,32	30	42	0,71	18	6	7	5	1,40	34

III.3.1.5 INFLUENCE DU NIVEAU DE CONSOLIDATION ANISOTROPE

Dans ce type d'essais, après la phase de consolidation isotrope, l'échantillon est cisaillé sous condition drainée jusqu'à une valeur du déviateur de contraintes q_c donnée. On ferme alors le drainage et on continue de cisailler le matériau. Le tableau III-4 présente les résultats de trois essais exécutés à une densité similaire (I_{Dci} de l'ordre de 0,20 kPa), et sous la même contrainte de consolidation isotrope (σ_c = 200 kPa) mais à différents niveaux de consolidation anisotrope. Leurs courbes sont présentées sur les figures III-12 à III-14.

Tableau III-4 Présentation des résultats d'essais MCA

ESSAI	I_{Dc}	$(\varepsilon_{1pic}-\varepsilon_{1c})$ (%)	q_{pic} (kPa)	p'_{pic} (kPa)	η_{pic}	Φ_{pic} (°)	$(\varepsilon_{MR}-\varepsilon_{1c})$ (%)	q_{MR} (kPa)	p'_{MR} (kPa)	η_{MR}	Φ_{MR} (°)
MCA28240	0,28	0	240	280	0,86	22	10	50	38	1,32	33
MCA30190	0,29	0	190	263	0,72	19	10,3	35	24	1,46	36
MCA2590	0,24	0,15	105	175	0,60	16	9,5	23	18	1,28	32

ε_{1c} désigne la déformation axiale à la fin de la consolidation anisotrope

Les trois essais présentent un phénomène de perte de stabilité similaire à celui décrit précédemment. Néanmoins, dans la phase non drainée, seul l'essai à q_c = 90 kPa présente un déviateur de contraintes qui continue d'augmenter avant de chuter jusqu'au minimum de résistance. Dans les deux autres essais, le déviateur de contraintes diminue dès que le drainage est fermé. Ces phénomènes ont été observés par plusieurs auteurs, notamment Kramer et Seed (1988), Chern (1985) et Canou et *al.* (1991).

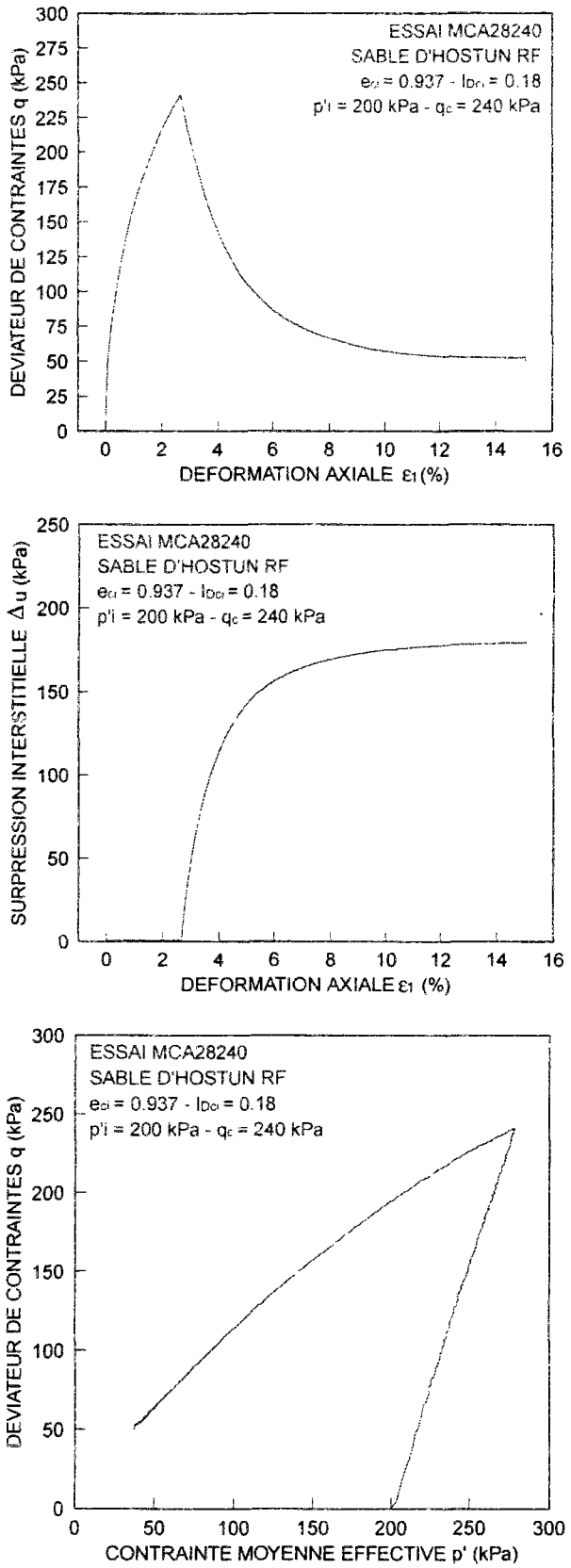


Figure III-12 Essai d'effondrement monotone à niveau de consolidation anisotrope q_c = 240 kPa

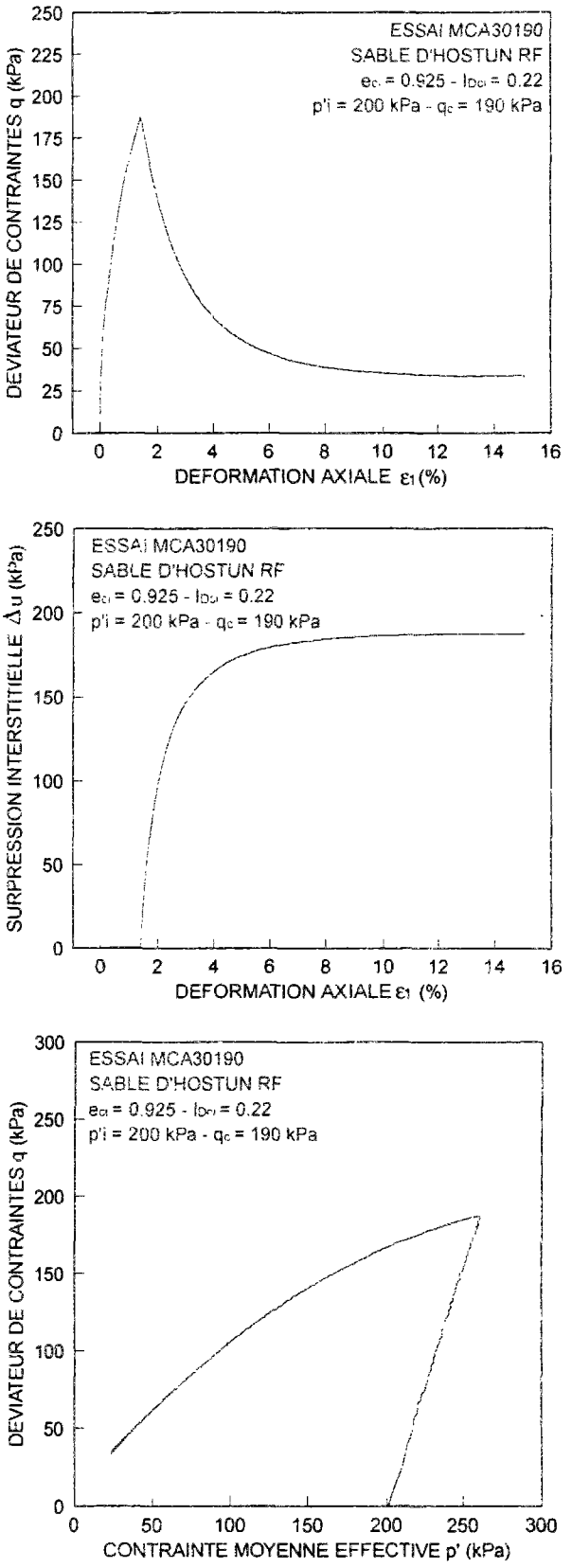


Figure III-13 Essai d'effondrement monotone à niveau de consolidation anisotrope q_c = 190 kPa

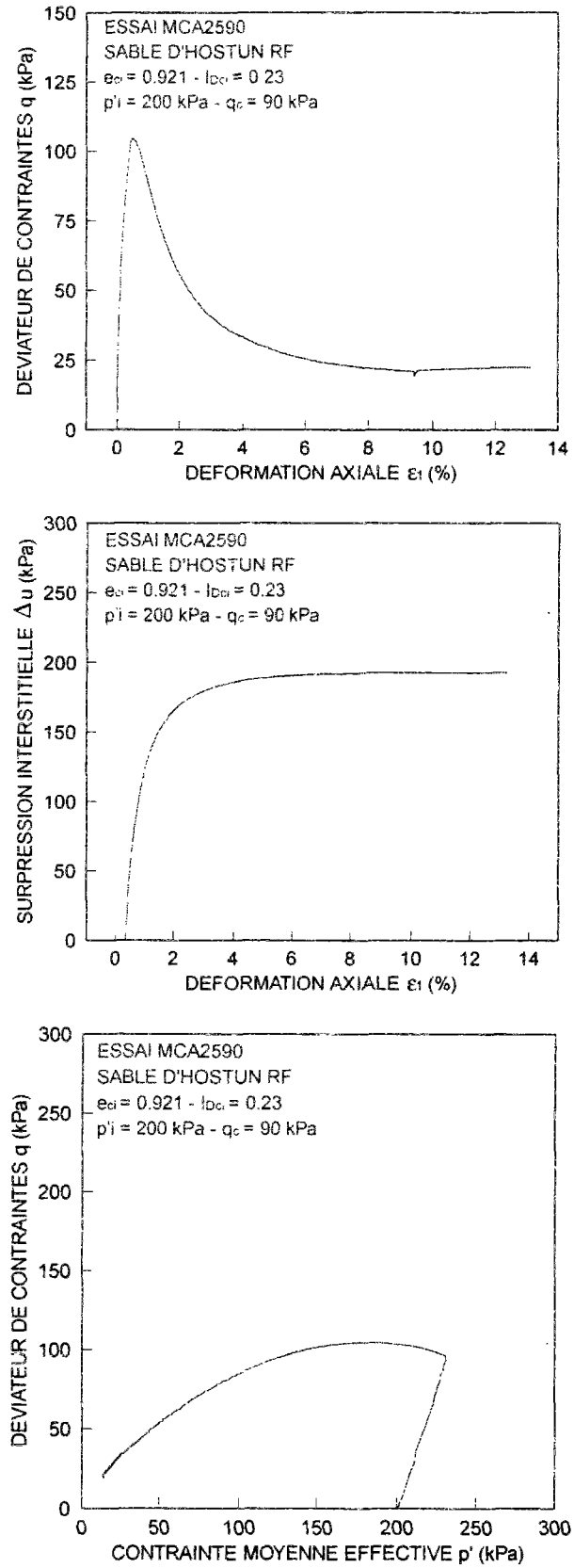


Figure III-14 Essai d'effondrement monotone à niveau de consolidation anisotrope q_c = 90 kPa

III.3.1.6 DROITE D'EFFONDREMENT

Si l'on reporte tous les essais de perte de stabilité (les MCI et MCA) dans le diagramme (q, p'), comme le montre la figure III-15, on peut tracer la droite d'effondrement de Sladen et *al.* (1985). C'est la droite joignant les sommets des chemins de contraintes au point d'état résiduel pour une densité donnée. On remarque que les essais présentant une chute de résistance immédiate ont un état initial qui se trouve au-delà de la droite d'effondrement, comme l'ont observé Canou (1989) et Canou et al. (1991). Cela confirme l'hypothèse de l'existence de la surface d'Alarcon-Guzmann et *al.* (1988), délimitée par la droite d'effondrement et la droite d'état stable dans le plan (q, p') et que l'on ne peut traverser avec un chemin à volume constant. Notons que, comme l'ont proposé plusieurs auteurs (Vaid et Chern, 1985 ; Canou et *al.*, 1991), aucune distinction n'est faite entre essai isotrope et essai anisotrope vis-à-vis de la définition de la droite d'effondrement. Par ailleurs, comme le point d'état résiduel, ou plus exactement le point de minimum de résistance MR, n'est pas unique, il est plus judicieux de tracer la droite d'effondrement dans le plan (q/q_{MR}, p'/p'_{MR}) où (q_{MR}, p'_{MR}) sont les coordonnées du point de minimum de résistance MR dans le plan (q, p'). Ce résultat est présenté sur la figure III-16. Cette normalisation a aussi l'avantage de supprimer les dispersions dues aux différences dans les indices des vides.

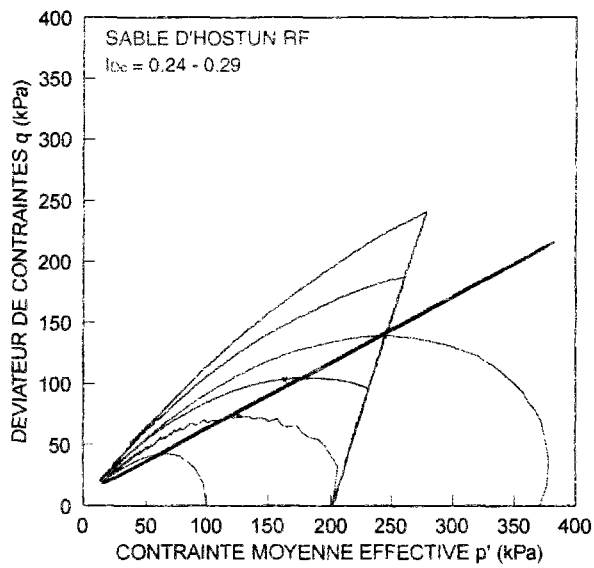


Figure III-15 Droite d'effondrement dans le plan (q, p')

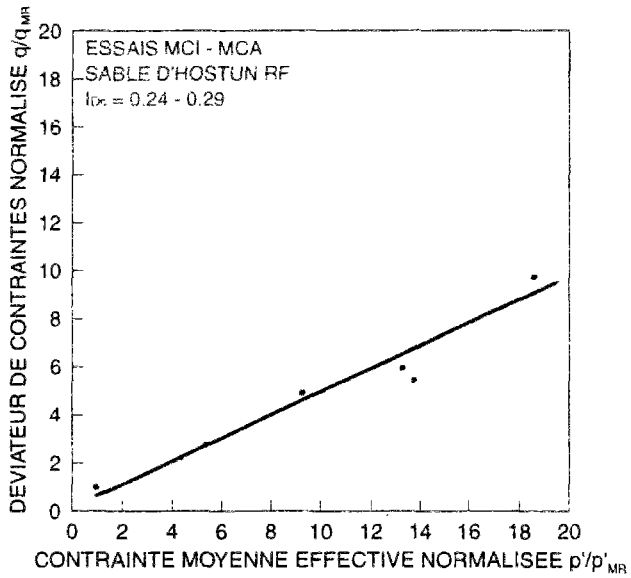


Figure III-16 Droite d'effondrement dans le plan normalisé (q/q_{MR}, p'/p'_{MR})

III.3.1.7 ÉTAT QUASI STABLE

Les essais MCI et MCA ont été aussi reportés dans le diagramme (e, lnp') de la figure III-17. Les points MR ne sont pas alignés. Remarquons aussi que, même pour les essais MCA au même indice des vides e_c, le point MR n'est pas unique. Cela confirme leur appartenance à l'état quasi stable et non à l'état stable. Les points MR de tous les essais monotones d'effondrement peuvent servir à tracer une ligne moyenne d'état quasi stable qui serait parallèle à la ligne d'état stable. D'après ces essais, la pente de cette droite est $\lambda = 0{,}027$.

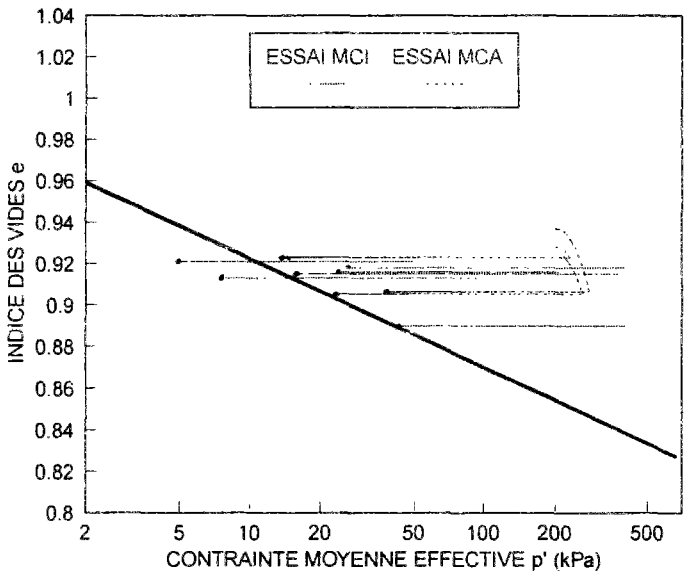


Figure III-17 État quasi stable d'après les essais MCI et MCA

III.3.2 ESSAIS À DÉVIATEUR CONSTANT

Ce type d'essais, nouveau sur les matériaux granulaires dans notre laboratoire, nous a permis d'étudier le comportement des sables sur un chemin particulier autre que le chemin « σ_3 constante ». En particulier, il sert à valider la droite d'effondrement sur un nouveau chemin qui conduit aussi à une perte de stabilité. Par ailleurs, ces essais nous ont permis d'évaluer l'influence du chemin de contraintes sur l'état stable.

III.3.2.1 RÉALISATION

La procédure expérimentale concernant la mise en place de l'échantillon ainsi que le calcul de la masse initiale est identique à celle décrite précédemment ; seul le mode de chargement est différent. Les échantillons lâches ($I_{Dc} < 0,45$) sont fabriqués par damage humide et les échantillons denses ($I_{Dc} \geq 0,45$) sont réalisés par déversement sec.

La méthode de réalisation de ce type d'essais est inspirée de celle décrite par Sasitharan et *al.* (1993) pour la réalisation d'essais triaxiaux classiques non drainés sur des échantillons lâches, pour lesquels le niveau de résistance est maintenu constant juste avant le point de perte de stabilité. Dans notre cas, il s'agit d'essais consolidés avec un déviateur initial q_c non nul, réalisés sur l'appareil de type Bishop et Wesley, à déformation axiale contrôlée. À partir du point de consolidation anisotrope désiré, la valeur du déviateur est maintenue égale à q_c. L'état de l'échantillon évolue alors en augmentant progressivement et uniquement la contre-pression jusqu'à atteindre la pression de confinement. Le comportement peut être considéré comme drainé car la contre-pression est augmentée très lentement et l'échantillon est libre dans ses déformations.

III.3.2.2 PROGRAMME EXPÉRIMENTAL

Les conditions initiales des essais constituant le programme expérimental réalisé sont reportées dans le tableau III-5.

III.3.2.3 RÉSULTAT TYPIQUE

La figure III-18 présente le résultat de l'essai QCH25180. Il s'agit d'un échantillon lâche, mis en place par damage humide, d'indice de densité e_{ci} égal à 0,923 ($I_{Dci} = 0,22$), consolidé isotropiquement à 200 kPa, puis anisotropiquement jusqu'à une valeur de déviateur de contraintes q_c de 180 kPa. Cette valeur est alors maintenue constante tout en augmentant la contre-pression.

Tableau III-5 Présentation des conditions initiales d'essais à déviateur constant

ESSAI	σ_c (kPa)	q_c (kPa)	e_{ci}	I_{Dci}	e_c	I_{Dc}
QCH2540	200	35	0,918	0,24	0,914	0,25
QCH2790	200	90	0,914	0,25	0,908	0,27
QCH25100	200	100	0,930	0,20	0,919	0,24
QCH25130	200	130	0,926	0,21	0,913	0,25
QCH25180	200	180	0,923	0,22	0,904	0,28
QCH25240	200	240	0,927	0,21	0,910	0,26
QCH40025	370	100	0,917	0,24	0,910	0,26
QCH38280	200	280	0,920	0,23	0,870	0,38
QCH50260	200	260	0,829	0,50	0,824	0,51
QCS57240	200	240	0,812	0,55	0,802	0,57
QCS57241	200	240	0,816	0,53	0,803	0,57
QCS85280	200	275	0,716	0,83	0,711	0,84

* Les indices ci et c concernent les densités après consolidation isotrope et après consolidation anisotrope respectivement.

Les différentes phases de l'essai sont repérées par les point O à E. Les chemins OA et AB' correspondent à la consolidation isotrope et anisotrope respectivement. La partie BB' correspond probablement à une relaxation du matériau ayant lieu le temps de reprogrammer le GDS. À partir du point B, on impose au déviateur de contraintes de rester constant. Le chemin BC représente la phase pendant laquelle l'échantillon a effectivement réussi à développer la résistance au cisaillement souhaitée mais sans variation notable ni en déformation axiale ni en déformation volumique.

A partir du point C, l'échantillon n'arrive plus à supporter le déviateur de contraintes appliqué et voit sa résistance au cisaillement chuter progressivement jusqu'au point E, proche de l'origine. Cependant, c'est essentiellement à partir du point C' que la chute de résistance est importante. Accompagnée de déformations axiales, la phase CE est constituée de deux parties, une partie CD correspondant à une diminution de volume et une partie DE où l'échantillon se dilate jusqu'à atteindre un palier de stabilisation au point E. Sur les diagrammes (q, p') et (e, lnp'), on remarque que la partie DE est pratiquement linéaire et représente une pente de 0.02 dans le diagramme (e, lnp') et une pente de 1,20 dans le plan (q, p'). Cette droite pourrait alors correspondre à un état type état stable ou quasi stable que le matériau atteindrait d'une manière tangentielle après le point de chute de résistance et donc de perte de stabilité. Ce point sera étudié en détail à la suite de l'évaluation de l'influence des différents paramètres gouvernant le comportement du matériau.

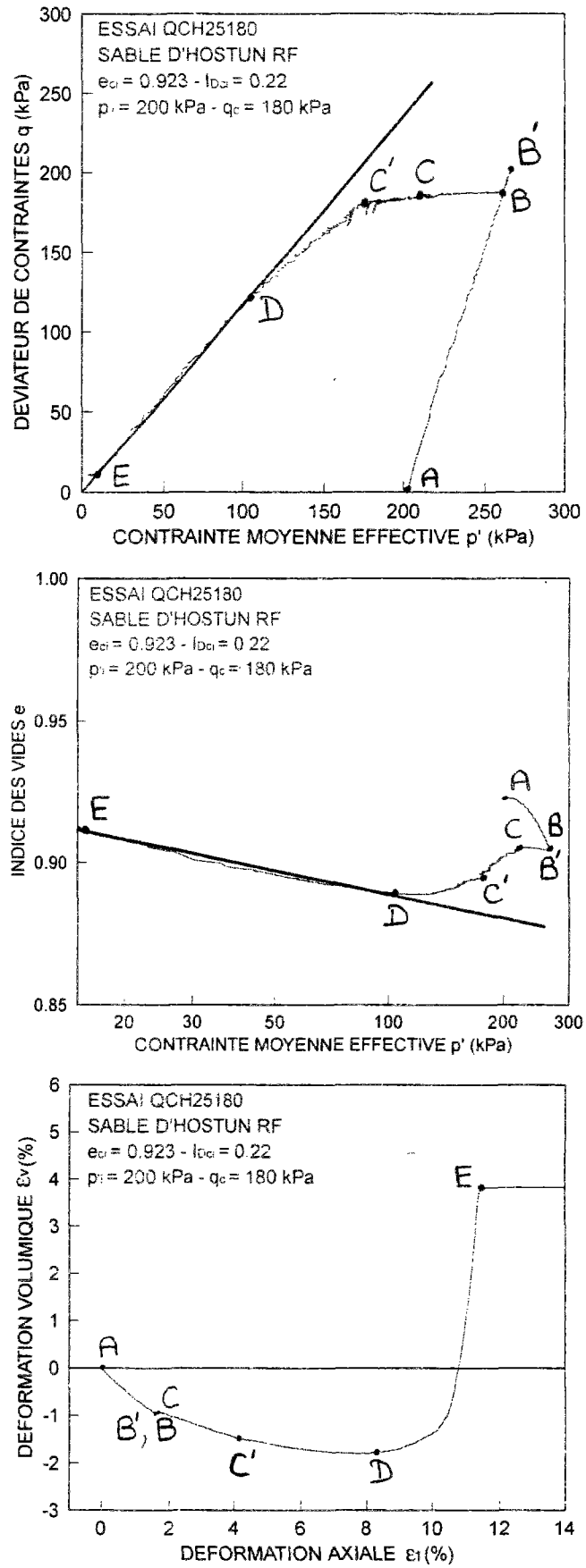


Figure III-18 Essai à consolidation anisotrope et à déviateur constant

III.3.2.4 INFLUENCE DU NIVEAU DE CONSOLIDATION ISOTROPE

Deux essais, QCH25100 et QCH40025, consolidés à différentes contraintes de consolidation isotrope, le premier à $\sigma_c = 200$ kPa et le second à $\sigma_c = 370$ kPa, mais pratiquement aux mêmes indices de densité e_c (0,919 et 0,910) sont réalisés en maintenant le même niveau de cisaillement $q_c = 100$ kPa. Les résultats de ces essais, présentés sur la figure III-19, montrent qu'à partir d'un certain point les chemins de contraintes des deux essais sont confondus. La contrainte de consolidation isotrope n'a donc pas d'influence sur le point de perte de résistance, ni sur la droite présumée d'état stable dans le plan (q, p'). En revanche, le graphe (e, lnp') montre que les parties linéaires des deux courbes sont parallèles mais non confondues. Il est possible que cette différence ne soit due qu'au petit écart existant entre les densités correspondantes. D'autre part, les courbes d'évolution de la déformation volumique ε_v en fonction de la déformation axiale ε_1 semblent avoir la même forme, sauf que l'échantillon de l'essai QCH40025 est plus contractant. Cela est conforme au fait que la contrainte de consolidation isotrope favorise la contractance.

Si l'on examine plus en détail la phase « q constant » dans le plan (e, lnp'), nous remarquons, surtout dans l'essai à 370 kPa de consolidation isotrope, que l'indice des vides augmente dès le début du palier q = constante jusqu'au début de perte de résistance où le matériau se contracte faiblement avant de se dilater en glissant sur sa droite présumée d'état stable. Comme, d'une part, cette première phase d'augmentation de volume est linéaire et que, d'autre part, elle a lieu à un très faible niveau de rapport de contraintes η (de l'ordre de 0,22), elle ne peut pas correspondre à un passage de l'état caractéristique. En revanche, il peut s'agir d'un gonflement élastique plus ou moins important, qui aurait lieu durant le palier « q constante ». Cette hypothèse sera analysée à l'issue des résultats de l'essai de charge-décharge étudié plus loin.

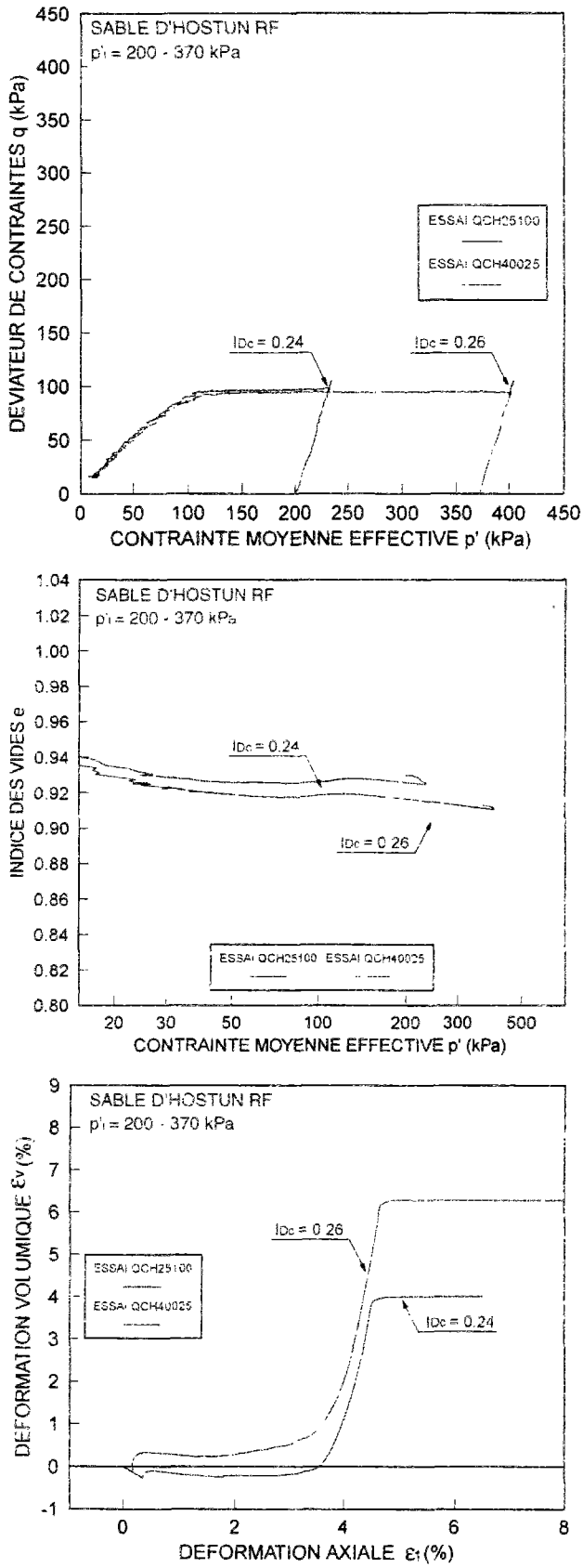


Figure III-19 Influence du niveau de consolidation isotrope sur le comportement du sable dans un essai à déviateur constant

III.3.2.5 INFLUENCE DU NIVEAU DE CONSOLIDATION ANISOTROPE

La figure III-20 présente les résultats des essais QCH25240, QCH25180, QCH25130, QCH25100 et QCH2540. Ce sont des essais aux mêmes indices des vides et contraintes de consolidation isotrope mais à différentes valeurs de la contrainte de consolidation anisotrope.

Dans le plan (q, p'), le palier correspondant au déviateur de contrainte constant est d'autant plus réduit que le niveau d'anisotropie de consolidation est élevé. Pour des faibles valeurs de q_c, la résistance au cisaillement ne chute pratiquement que lorsque l'échantillon atteint la droite présumée d'état stable, tel que c'est le cas pour l'essai QCH2540. Comme dans le cas des essais classiques non drainés à consolidation anisotrope, la perte de stabilité, traduite par la perte de résistance, est alors fortement influencée par le niveau de consolidation anisotrope.

Aussi, nous remarquons que, dans le plan (q, p'), tous les chemins sont tangents à la même droite de pente M = 1,2 alors que, dans le diagramme (e, lnp'), la phase linéaire est représentée par deux groupes de droites parallèles, de pente λ de l'ordre de 0,03. En effet, les droites des essais QCH2540 et QCH25100 sont pratiquement confondues, comme les droites des essais QCH25130, QCH25180 et QCH25240, qui forment le deuxième groupe.

Concernant l'évolution de la déformation volumique ε_v en fonction de la déformation axiale ε_1, excepté pour l'essai QCH25130, la partie de contractance, après le palier q constant, ainsi que les déformations axiales sont d'autant plus importantes que q_c est élevé.

Dans le plan (e, lnp'), nous retrouvons, en particulier dans les essais QCH2540 et QCH25100, cette phase d'augmentation de volume pendant le palier q constant, comme nous l'avons observé dans l'essai QCH40025. Cependant, l'échantillon QCH2540 ne manifeste pas de comportement contractant avant la phase de glissement et les pentes des deux droites constituant ces deux chemins (phase d'augmentation de volume et phase de glissement) ne sont pas très différentes. Dans les trois autres essais, la variation d'indice des vides durant le palier q = constante est peu notable.

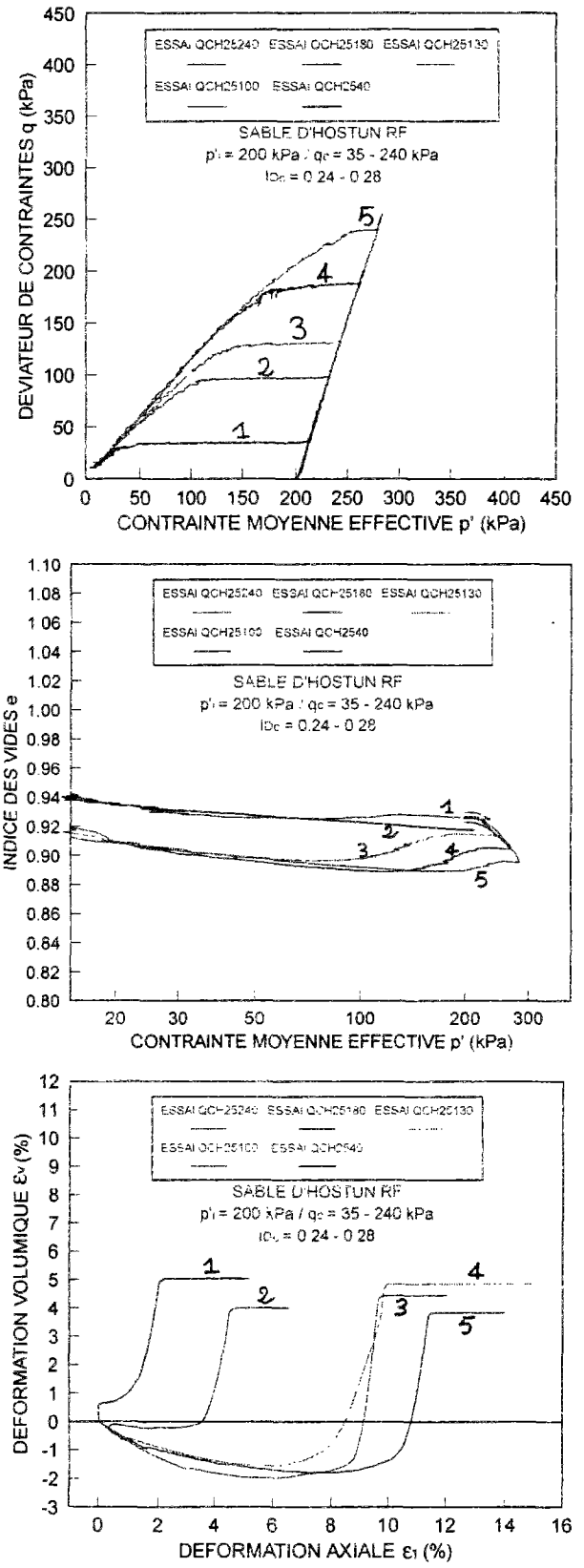


Figure III-20 Influence du niveau de consolidation anisotrope sur le comportement du sable dans un essai à déviateur constant

III.3.2.6 INFLUENCE DE LA DENSITÉ

L'influence de la densité est étudiée grâce aux essais QCS85280 et QCH38280. La figure III-21 montre que, qualitativement, le comportement décrit précédemment pour les sables lâches est observé aussi dans les sables denses. Néanmoins, une différence subsiste dans les phases de contractance et dilatance. En effet, l'échantillon de l'essai QCS85280 (I_{Dc} = 0,84) présente une phase d'augmentation de volume le long du palier « q constante », qui commence à un rapport de contraintes η de 0,94 et se poursuit pendant la phase de glissement. Notons que cette partie est divisée en trois morceaux dans le plan (e, lnp'). La première, BC, est linéaire et a lieu sous déformation axiale pratiquement comstante. La seconde, CD, a lieu entre des rapports de contraintes η de 1,37 et 1,44 et la troisième, DE, est la classique phase linéaire de glissement. La première phase (BC) est similaire à celle observée dans les essais QCH2540 et QCH40025 concernant un certain gonflement élastique. Ensuite, vu le caractère dilatant des sables denses, l'échantillon atteint au point C son état caractéristique à η = 1,37 et continue de se dilater pendant la phase CD. Au point D, il atteindrait son état de glissement.

Remarquons aussi que la pente de la droite de glissement dans le plan (q, p') semble augmenter avec la densité. Elle vaut 1,44 pour I_{Dc} = 0,84 et 1,25 pour I_{Dc} = 0,38. En outre, tandis que l'échantillon à I_{Dc} = 0,38 subit une perte de résistance avant d'atteindre sa phase de glissement, le chemin de contraintes dans l'essai dense atteint sa droite de glissement presque sans perte préalable de résistance au cisaillement.

Dans le plan (e, lnp'), quoique sa pente soit pratiquement constante, la localisation de cette droite dépend fortement de la densité. Cependant il est possible qu'elle soit aussi affectée par le mode de mise en place, puisque les éprouvettes denses sont fabriquées par un déversement sec alors que les éprouvettes lâches sont fabriquées par damage humide.

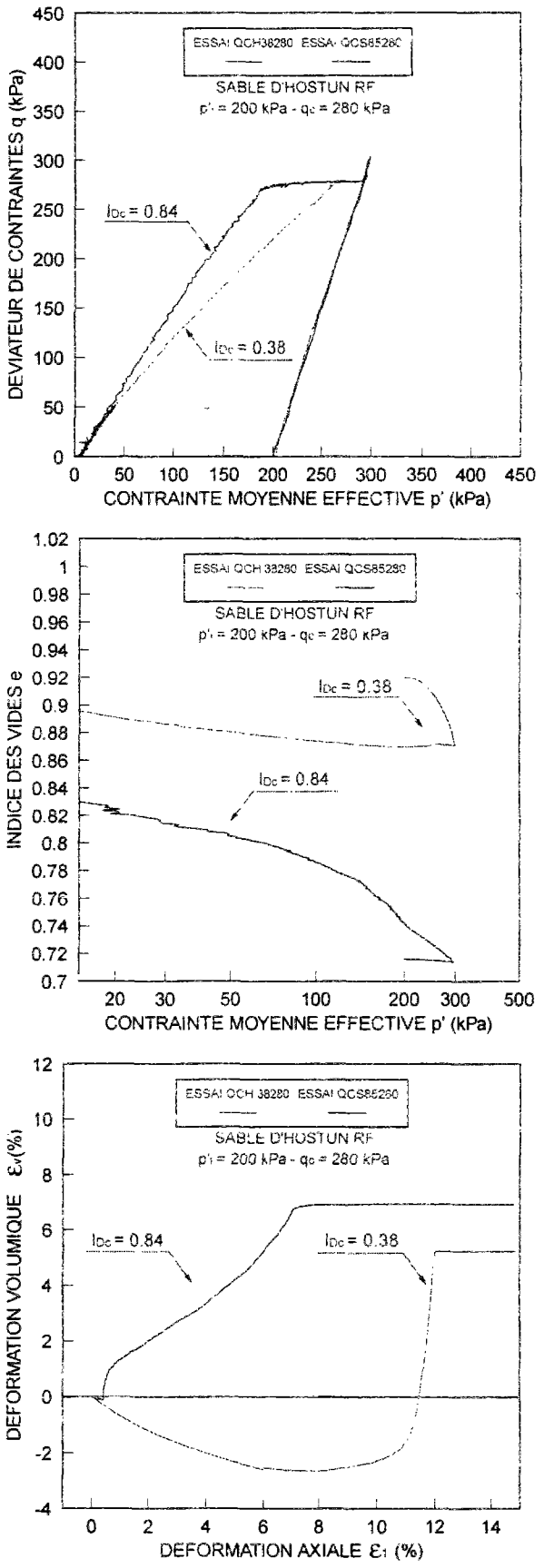


Figure III-21 Influence de la densité sur le comportement du sable dans un essai à déviateur constant

III.3.2.7 COMPORTEMENT À LA DÉCHARGE

Pour mieux comprendre le comportement du sol pendant la phase du palier q constant, deux essais QCH57240 et QCS57241, dont l'un avec une phase de décharge-recharge après application du déviateur initial, ont été exécutés. Les résultats sont présentés sur la figure III-22. Dans le plan (q, p'), à partir du point B correspondant à un rapport de contraintes η de 0,87, la décharge (diminution du rapport de contraintes) est effectuée en réduisant la contre-pression. Le chemin de contraintes migre alors vers la droite tout en gardant le déviateur de contraintes constant, faisant ainsi diminuer η jusqu'à une valeur d'environ 0,35. Au point B", la contre-pression est augmentée et nous retrouvons les différentes phases de l'essai telles qu'elles étaient décrites précédemment. L'évolution des contraintes suit alors le même chemin que celui de l'essai sans décharge-recharge. La droite de glissement dans le plan (q, p') présente une pente de l'ordre de 1,33.

Le diagramme (ε_v, ε_1) montre qu'à la recharge la courbe suit pratiquement le même chemin qu'à la décharge. Le comportement à la décharge-recharge semble de type élastique. En outre, dans le plan (e, lnp'), la phase de recharge présente un chemin linéaire de pente 0,008 différente de celle de la droite de glissement qui est de 0,021. Si la droite de glissement représente l'état stable, sa pente serait la pente de la ligne de consolidation isotrope. Dans ce cas, il se peut que la ligne de recharge soit la droite de pente élastique κ du sol ; il s'agirait donc d'un gonflement élastique. Cependant, plus amples investigations sont nécessaires pour confirmer une telle hypothèse. Il serait notamment intéressant de réaliser des petits cycles de charge-décharge-recharge sur le palier « q constant » pour différents paramètres de l'essai.

Sous cette hypothèse, les différents comportements observés précédemment peuvent être interprétés de la manière suivante :

- dans un état lâche, le sable manifeste un comportement élastique sur une partie ou sur la totalité du palier « q constant », selon le niveau du déviateur appliqué. Si seule une partie du chemin est concernée, le comportement devient plastique et l'échantillon contracte puis dilate en suivant sa droite de glissement. Si le sable montre un gonflement élastique durant tout le palier, comme c'est le cas pour un niveau de déviateur constant faible, la plastification ne se produit que sur la droite de glissement ;
- en déposition dense, le matériau ne fait qu'augmenter de volume. D'abord il manifeste un gonflement élastique puis il se plastifie en se dilatant et enfin il atteint sa droite de glissement en poursuivant sa dilatance ;

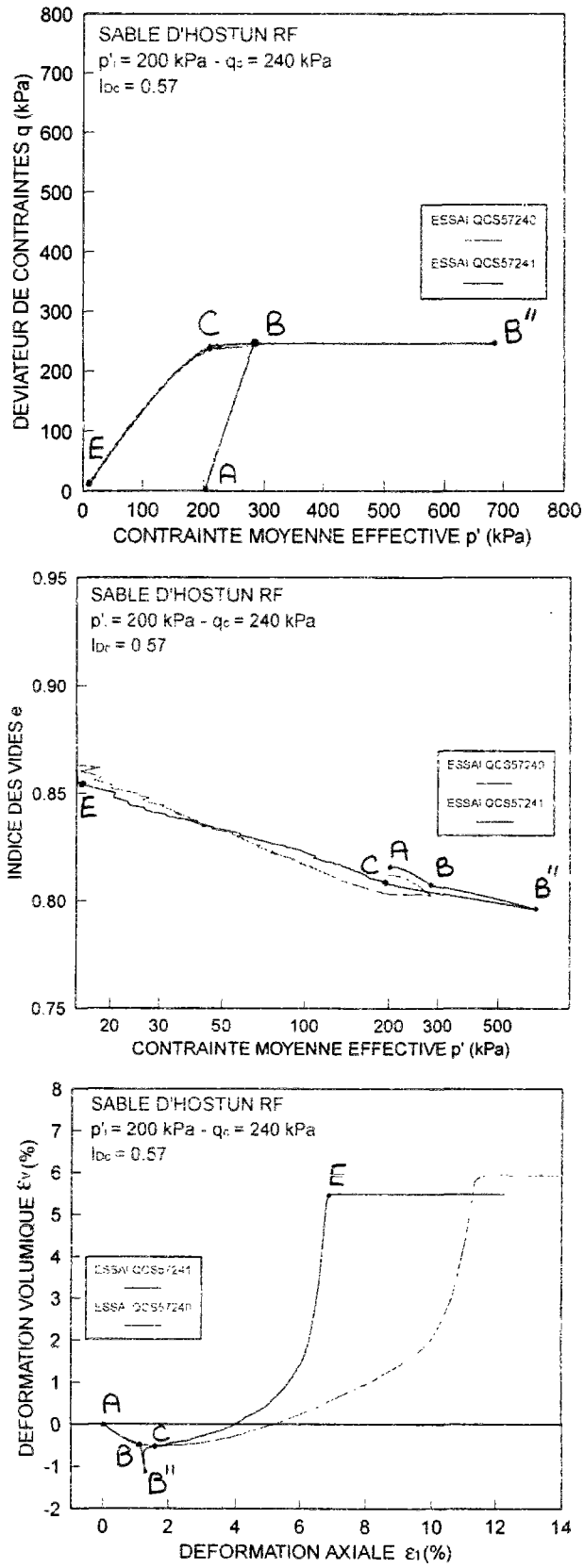


Figure III-22 Comportement à la décharge du sable dans un essai à déviateur constant

- La phase de gonflement élastique ainsi que celle de la contractance ou la dilatance avant la phase de glissement est plus ou moins importante selon la densité, le niveau de consolidation isotrope et anisotrope et probablement aussi le mode de mise en place.

III.3.2.8 ÉTATS STABLE ET QUASI STABLE

Nous avons vu que la phase de glissement est très influencée par la densité et par, les contraintes de consolidation isotrope et anisotrope. La figure III-23 regroupe les résultats de tous les essais monotones réalisés dans le diagramme (e, lnp'). Pour les sables lâches, si cette phase devrait correspondre à un état de type résiduel, il serait plus adéquat qu'elle représente l'état quasi stable car elle répond bien aux propriétés de cet état décrit au chapitre I. Toutefois, l'état quasi stable n'a été défini que pour les sables lâches. D'après sa définition, par extension aux sables denses, cet état correspondrait à l'état caractéristique. Or nous avons vu que les sables denses peuvent se dilater avant la phase de glissement à des valeurs de η qui pourraient correspondre à l'état caractéristique. Dans ce cas, l'état caractéristique peut être atteint avant ou même sans qu'aucune chute de résistance n'ait lieu. L'état de glissement dans les sables denses ne peut alors correspondre à l'état quasi stable. Quant à l'état stable, bien qu'apparemment l'état de glissement puisse représenter cet état dans le plan (q, p') pour les sables denses, il ne le représente pas dans le plan (e, lnp') car, dans ce cas, tous les essais denses devraient glisser sur la même droite. En outre la ligne d'état stable devrait se retrouver à droite des lignes d'états quasi stables et devrait représenter l'état stable aussi pour les sables lâches. Ainsi, l'unicité de l'état stable pourrait être préservée car l'existence d'états quasi stables et la non unicité de l'état stable sont deux hypothèses incohérentes. Par conséquent, l'état de glissement dans le plan (e, lnp') dans les sables denses ne peut correspondre ni à l'état quasi stable, ni à l'état stable.

Par ailleurs notons que, dans le diagramme (e, lnp'), indépendamment de tout chemin de contraintes, un sable fortement dilatant a un état initial qui se trouve en-dessous de l'état stable. Si le chargement est tel qu'il impose au chemin de contraintes de migrer toujours vers la gauche, l'état stable ne peut jamais être atteint. Cela est par exemple le cas dans le phénomène de la mobilité cyclique. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre I, le chemin de contraintes dans ce type d'essais s'approche progressivement de la rupture dans le plan (q, p') avec un rapport de contraintes voisin de la pente de la droite d'état stable dans ce plan, alors qu'il ne fait que s'en éloigner dans le plan (e, lnp'). Nous pouvons alors supposer que le même phénomène a lieu pour les sables denses dans les essais à déviateur de contraintes constant.

En conséquence, le glissement ne s'effectue sur la ligne d'état quasi stable que si la perte de résistance a lieu avant que l'échantillon se dilate. Dans ce cas, cet état est totalement défini aussi bien dans le plan (q, p') que dans le plan (e, lnp'). Si, par contre, l'élément de sol commence à se dilater sans perte de résistance, seule la pente de la droite d'état stable dans le plan (q, p') peut être déterminée.

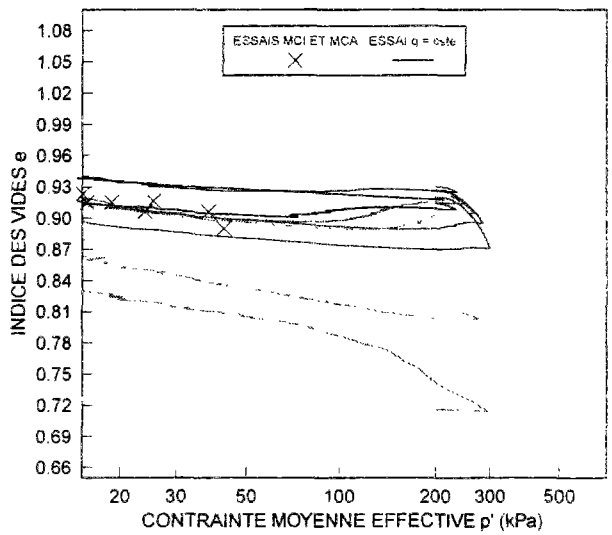


Figure III-23 L'état quasi stable, d'après les essais à déviateur constant

III.3.2.9 VALIDATION DE LA DROITE D'EFFONDREMENT

La droite d'effondrement (Sladen et *al.*, 1985) a été établie pour évaluer le potentiel d'instabilité des sables lâches saturés soumis à un chargement de cisaillement en condition non drainée. Sasitharan et *al.* (1993) suggèrent que la condition non drainée n'est pas une condition nécessaire pour réaliser un chemin qui mène à une perte de stabilité. En effet, ils ont montré, grâce aux résultats de deux essais donnant lieu à une perte de résistance, l'un non drainé et l'autre à volume constant, que les deux chemins de contraintes sont pratiquement confondus. Lade (1994) suggère qu'en condition drainée, quelle que soit la densité, la perte de stabilité est conditionnée par la réduction de la contrainte moyenne effective. Cette réduction peut avoir lieu soit en diminuant la contrainte moyenne effective soit en augmentant la pression interstitielle par injection d'eau dans l'élément du sol. Cela est le cas des essais à déviateur de contraintes constant. Effectivement, bien qu'ils soient réalisés en permettant des changements de volume dans l'échantillon, ils donnent lieu à un chemin de contraintes menant à une perte de stabilité qu'il serait intéressant d'évaluer.

La droite d'effondrement, critère de stabilité considéré, a été établie par les essais classiques non drainés décrits précédemment, au même indice des vides que les essais à

déviateur de contraintes constant. La figure III-24 montre que les chemins de contraintes des essais à déviateur de contraintes constant traversent la droite d'effondrement. La perte de stabilité a lieu dans la surface délimitée par la droite d'effondrement et la droite de rupture. Nous remarquons aussi que ces chemins ne traversent pas les chemins à σ_3 constante correspondants. Comme l'ont suggéré Alarcon-Guzman *et al.* (1988) et Sasitharan et *al.* (1993) le chemin à σ_3 constante en condition non drainée ou drainée à volume constant peut être considéré comme un état frontière impossible à franchir sous n'importe quel chargement. Notons que ce résultat confirme les résultats obtenus par Darve et *al.* (1995) et avec les prédictions du modèle de Darve (1978). En effet, ces prédictions montrent la dépendance de la droite d'effondrement par rapport au chemin de contraintes.

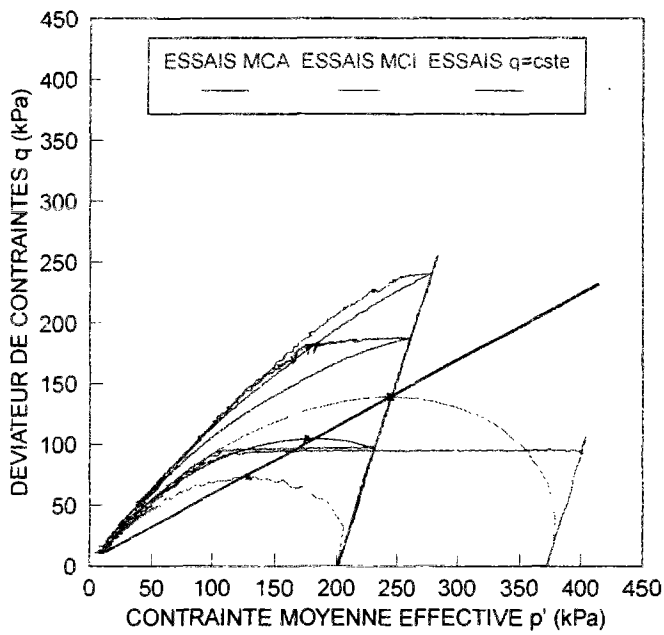


Figure III-24 Validation de la droite d'effondrement par des essais à déviateur constant

III.4. COMPORTEMENT SOUS CHARGEMENT CYCLIQUE

Pour étudier le comportement du sable sous chargement cyclique, deux types d'essais ont été réalisés, des essais à déviateur contrôlé et à amplitude de déviateur fixe et des essais à déformation contrôlée avec des amplitudes de déviateur variables.

III.4.1 ESSAIS CLASSIQUES NON DRAINÉS À AMPLITUDE DE DÉVIATEUR FIXE

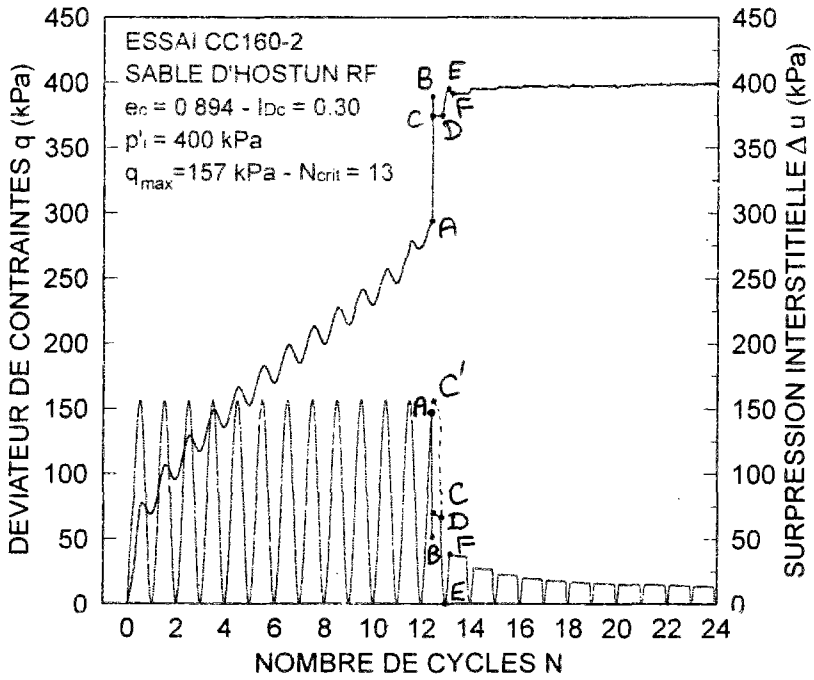
Cette série d'essais a été réalisée sur l'appareil triaxial cyclique. Il s'agit de tester des échantillons de sable lâches en condition non drainée, sous chargement cyclique non alterné pour diverses valeurs d'amplitudes de déviateur. Cela nous permet de mettre en évidence le phénomène d'effondrement en cyclique et de quantifier l'analogie existant entre le comportement monotone et cyclique des sables lâches, en particulier, du point de vue de la perte de stabilité. Par ailleurs, ces essais ont pour but d'évaluer l'influence du niveau de cisaillement sur l'apparition du phénomène d'effondrement cyclique et sur l'état stable. En outre, un essai sur échantillon dense a été réalisé pour illustrer le phénomène de la mobilité cyclique. Ces essais s'inscrivent dans le cadre du développement au CERMES de travaux liés à l'étude du comportement cyclique des sables avec application aux phénomènes de liquéfaction et de mobilité cyclique (Bahloul, 1990 ; Attar, 1991 ; Bahda, 1992 ; Canou et *al.*, 1992 ; Bahda, 1993).

III.4.1.1 RÉSULTATS TYPIQUES

III.4.1.1.1 SABLE LÂCHE

Les figures III-25a et III-25b représentent les résultats d'un essai d'effondrement cyclique. Il s'agit d'un échantillon de sable lâche d'indice des vides e_c égale à 0,895 (I_{Dc} = 0,30), consolidé isotropiquement à 400 kPa et soumis à un chargement cyclique d'amplitude 157 kPa en déviateur.

Le schéma de la sollicitation appliquée sur le graphe (q, N) montre qu'après un certain nombre de cycles, le déviateur n'atteint plus la valeur imposée (point A), une brusque chute est alors remarquée jusqu'au point B. Le déviateur passe alors rapidement d'une valeur de 150 kPa à 50 kPa. Il est à noter que la phase AB a lieu alors que le signal est en charge. Le sol rattrape alors le signal au point C. Si l'effondrement n'avait pas eu lieu, le point C coïnciderait avec le point C'.



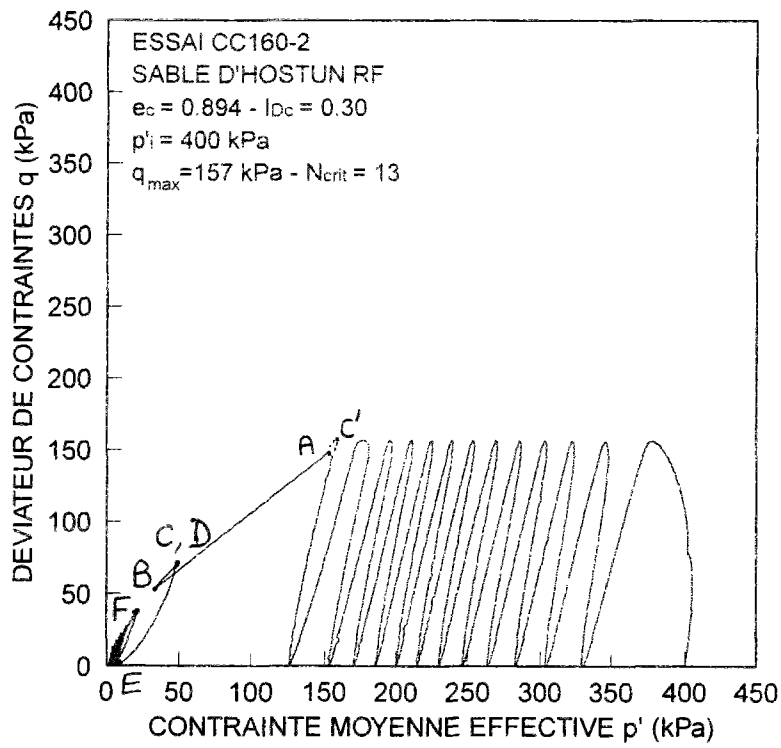


Figure III-25a Essai d'effondrement cyclique typique

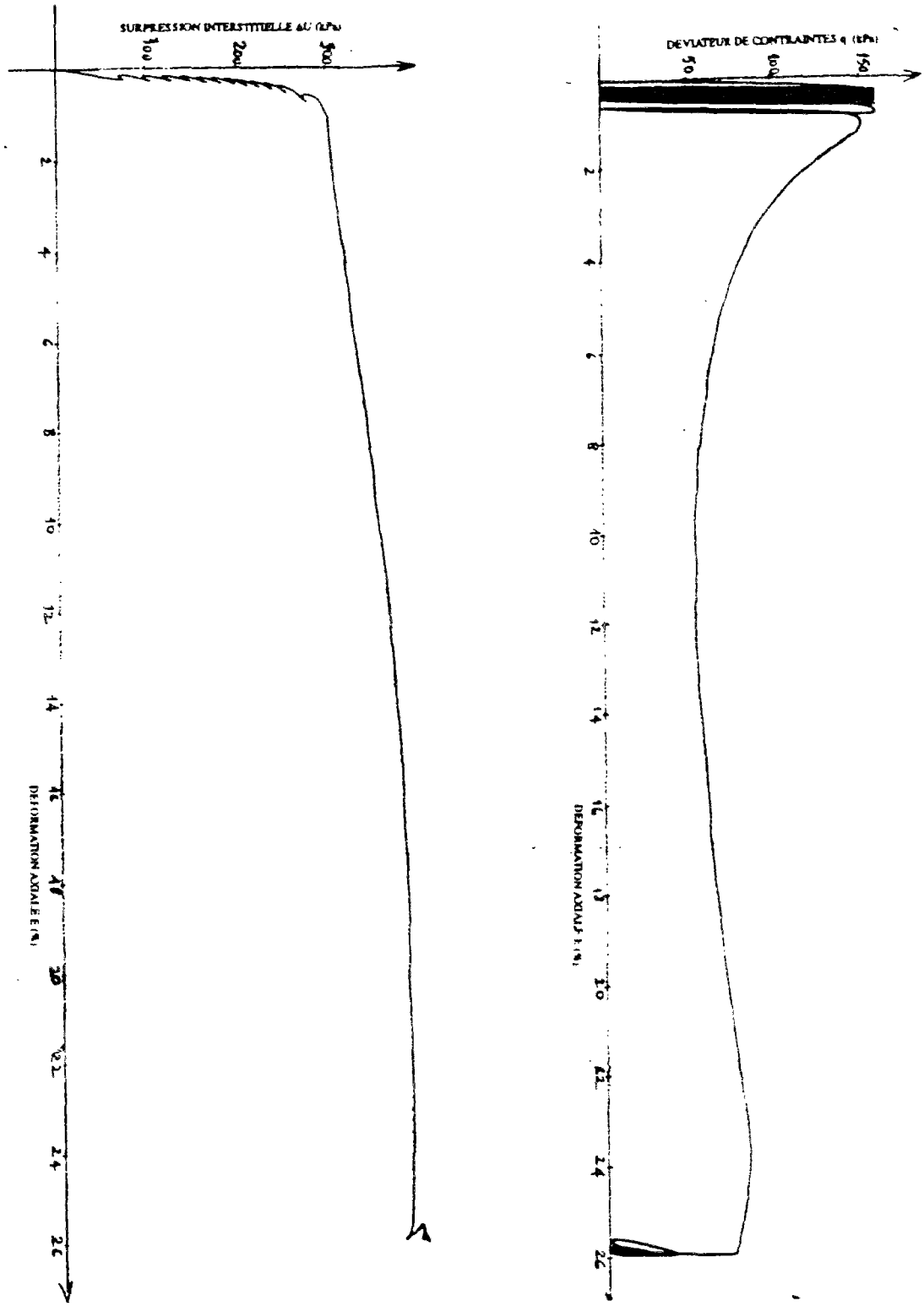


Figure III-25b Essai d'effondrement cyclique typique (suite)

Si on continue l'essai, à partir du point C la décharge est entamée. Ce n'est qu'au point D que l'échantillon redevient en phase avec le signal jusqu'au point E de fin de la décharge, puis jusqu'au point F de la recharge où la résistance de l'échantillon n'augmente plus. Si le chargement continue, le maximum de résistance schématisé par le point F se trouve de plus en plus bas.

La courbe de variation de la surpression interstitielle Δu au cours du chargement montre que la pression interstitielle augmente continuellement au cours de l'essai même si, à l'échelle d'un cycle, elle diminue à la décharge et croît à la charge. Au cycle critique, $N_{crit} = 12$, où l'effondrement a lieu, la pression interstitielle augmente rapidement jusqu'au point B, puis diminue jusqu'au point C. Elle ne varie pratiquement pas pendant la phase CD mais augmente dans la portion de décharge DE, puis rediminue à la charge entre E et F. A partir du point F, on retrouve le même comportement qu'au point C et ainsi de suite jusqu'à stabilisation ou jusqu'à atteindre la pression de consolidation où le matériau se liquéfie.

Ces résultats sont aussi représentés dans le plan (q, p') avec les différentes phases de l'essai. L'augmentation de la pression interstitielle fait migrer le chemin de contraintes vers la gauche, rendant ainsi compte du caractère contractant du matériau. L'apparition soudaine de l'effondrement au point A ne permet pas d'enregistrer des points entre A et B. Cela est dû essentiellement au fait que l'essai est conduit en force. La perte de stabilité a lieu en une courte durée. Le point B sera considéré comme le point de minimum de résistance MR. Il est à noter qu'à partir du point C la contrainte moyenne effective diminue à la décharge et augmente à la recharge. Au point A de pic, le rapport de contraintes η_{oic} vaut 0,97 et l'angle de frottement mobilisé correspondant Φ_{pic} est de 24°. Le rapport de contraintes η continue ensuite d'augmenter. Au point MR, η_{MR} vaut 1,44 et Φ_{MR} a pour valeur 35°. Les points B, C et F sont pratiquement alignés avec l'origine.

Les courbes d'évolution de la surpression interstitielle Δu et du déviateur de contraintes q en fonction de la déformation axiale ε_1 montrent que les déformations restent limitées jusqu'au point d'effondrement. La déformation axiale ε_1 passe alors d'une valeur de l'ordre de 2% à environ 25%. Nous retrouvons les différentes phases décrites précédemment avec un minimum de résistance bien marqué sur le diagramme (q, ε_1), atteint à une déformation ε_1 de l'ordre de 10%, puis une reprise de résistance jusqu'à une valeur d'environ 25% de ε_1 où le capteur de déformation axiale arrive à la fin de sa course. Aucune variation de déformation axiale ne peut alors être enregistrée.

Nous remarquons aussi que les chemins de la décharge dans le plan (q, p) sont pratiquement linéaires et inclinés. Ce point sera étudié plus en détail à l'issue des résultats du deuxième type d'essais cycliques traités dans cette étude.

III.4.1.1.2 SABLE DENSE

La figure III-26 représente les résultats d'un essai de mobilité cyclique. Il s'agit d'un échantillon à indice des vides e_c égal à 0,732 (I_{Dc} = 0,78), consolidé sous une contrainte de consolidation de 200 kPa et soumis à un déviateur cyclique alterné de bornes q_{min} = -50 kPa et q_{max} = 170 kPa.

Dans le plan (q, ε_1), les déformations axiales, initialement assez limitées, croissent rapidement au cours des cycles, aussi bien en compression qu'en extension, jusqu'à accommodation. La courbe de variation de la surpression interstitielle Δu en fonction de la déformation axiale ε_1 montre qu'après une phase rapide, où la pression interstitielle augmente à la charge et diminue à la décharge avec une accumulation continue, elle commence à décroître à la charge et croître de nouveau à la décharge jusqu'à stabilisation. Ce changement de phase est dû au passage de l'état caractéristique. En chemin de contraintes, l'accumulation de surpression interstitielle positive fait diminuer la contrainte moyenne effective p'. Quand le point de charge traverse la droite caractéristique, il se trouve dans le domaine dilatant, ainsi p' augmente. A la décharge, le point de contraintes est de nouveau dans le domaine contractant et p' diminue. Ce passage répété en charge-décharge donne lieu aux boucles d'hystérésis caractérisant la mobilité cyclique. Le passage de l'état caractéristique s'effectue aussi bien en compression qu'en extension.

III.4.1.2 INFLUENCE DU NIVEAU DE CISAILLEMENT

L'influence du rapport de cisaillement cyclique sur le potentiel de perte de stabilité peut être évaluée à travers l'évolution de la surpression interstitielle au cours des cycles pour différentes valeurs d'amplitude du déviateur cyclique.

Une série d'essais, concernant des échantillons au même indice des vides consolidés à 400 kPa, a été réalisée sous différents rapports de cisaillement cyclique. Le tableau III-6 présente les caractéristiques ainsi que les valeurs des différents paramètres déduites de ces essais. Les courbes de ces essais sont présentées dans l'annexe A. Ces essais montrent le même type de comportement que celui décrit précédemment concernant les sables lâches. Certains essais de répétabilité ont été réalisés. Ils montrent que le nombre de cycles est particulièrement sensible aux conditions de l'essai du point de vue de la contrôlabilité des paramètres (saturation, densité, homogénéité, etc.).

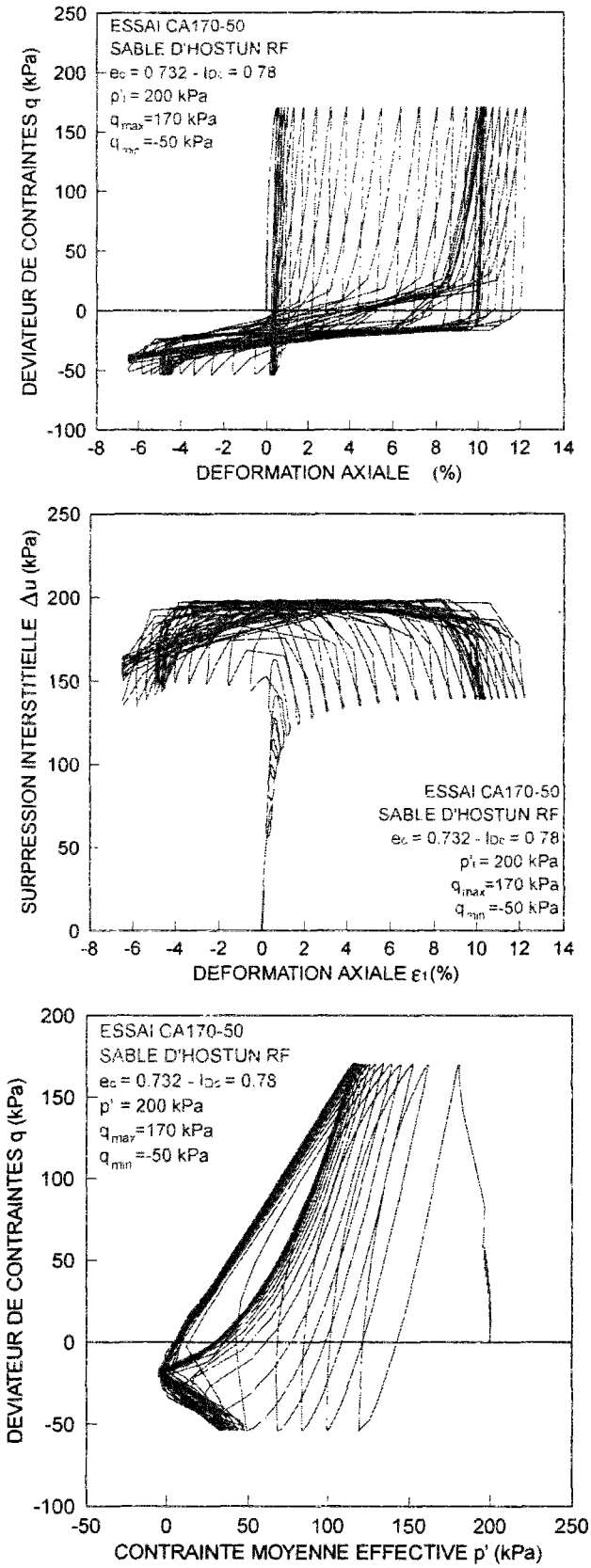


Figure III-26 Essai de mobilité cyclique

Tableau III-6 Présentation des résultats des essais d'effondrement cyclique

ESSAI	e_c	I_{Dc}	q_{max} (kPa)	N_{crit}	ε_{1pic} (%)	q_{pic} (kPa)	p'_{pic} (kPa)	η_{pic}	Φ'_{pic} (°)	q_{MR} (kPa)	p'_{MR} (kPa)	η_{MR}	Φ'_{MR} (°)
CC200-1	0,914	0,25	200	1	1,3	172	241	0,71	19	35	26	1,35	33
CC180-1	0,918	0,24	180	4	0,7	180	217	0,83	21	48	34	1,41	34
CC160-1	0,895	0,30	160	7	0,8	153	173	0,88	23	50	35	1,43	35
CC160-2	0,894	0,30	157	13	1	149	153	0,97	24	52	32	1,44	35
CC140-2	0,890	0,32	140	57	0,9	139	154	0,90	23	51	35	1,46	35
CC140-3	0,894	0,30	140	28	0,8	134	155	0,87	22	46	32	1,44	35
CC130-2	0,895	0,30	130	33	1,0	124	145	0,86	22	34	20	1,70	41
CC120-1	0,880	0,35	120	29	0,8	118	159	0,74	19	14	11	1,27	32
CC120-2	0,886	0,33	120	44	0,8	114	130	0,88	22	42	30	1,40	34
CC110-2	0,881	0,34	110	87	0,9	107	114	0,94	24	54	38	1,42	35
CC100-1	0,881	0,34	100	63	0,9	100	124	0,81	21	22	16	1,38	34
CC100-3	0,914	0,25	100	355	1,0	98	98	1,00	25	44	31	1,42	35
CC90-2	0,894	0,30	90	66	0,6	88	95	0,93	24	51	34	1,50	37
CC80-2	0,910	0,26	80	82	1,0	78	86	0,91	23	40	30	1,33	33
CYC75-1	0,895	0,30	75	100	1,0	68	70	0,97	25	27	18	1,50	37
CC70-1	0,881	0,34	70	490*	—	—	—	—	—	—	—	—	—
CC70-2	0,895	0,30	70	4420	1,1	70	63	1,11	27	51	35	1,46	36
CC65-1	0,913	0,25	65	2186	0,9	63	66	0,96	24	31	18	1,72	42

**Pour cet essai, c'est le nombre de cycles à partir duquel les grandes déformations apparaissent.*

Notons, d'après le tableau III-6, que l'état de minimum de résistance (q_{MR}, p'_{MR}), défini par le point B dans l'essai typique, varie dans ces essais. Remarquons aussi qu'au pic, l'angle de frottement mobilisé est compris entre 19° et 27°. Au point MR, il varie entre 32° et 42°.

Sur la figure III-27, les courbes de variations de la surpression interstitielle en fonction du nombre de cycles nécessaires à l'effondrement, pour différentes amplitudes de déviateur cyclique, montrent que le taux de génération de la surpression interstitielle est d'autant plus élevé que le niveau de cisaillement imposé est important. En outre, le nombre de cycles nécessaires à l'effondrement augmente très vite avec l'amplitude du déviateur cyclique.

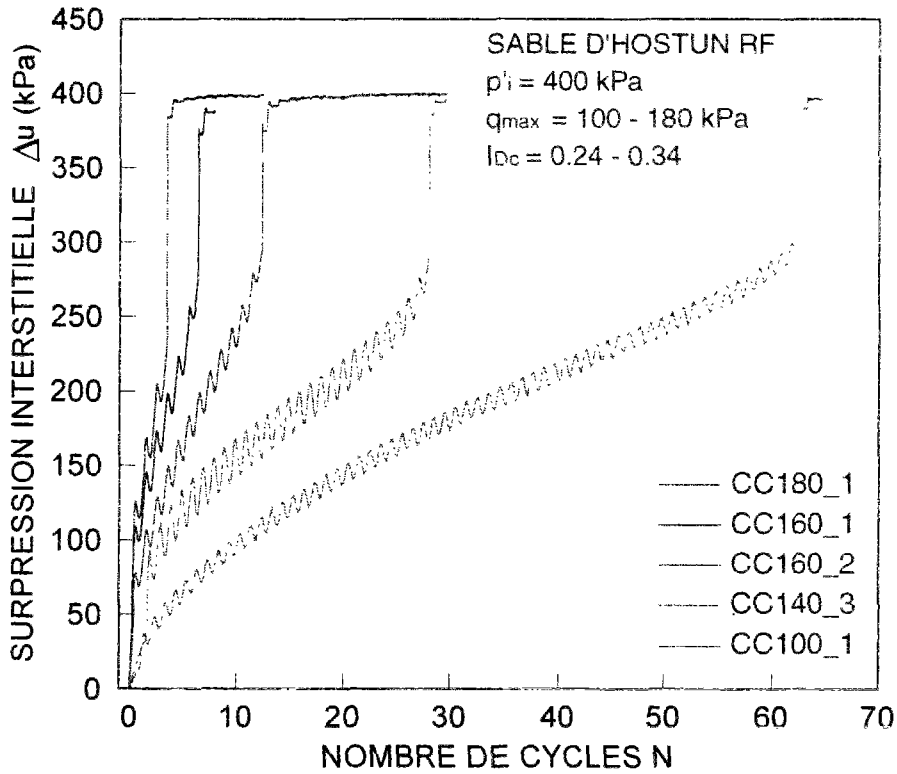


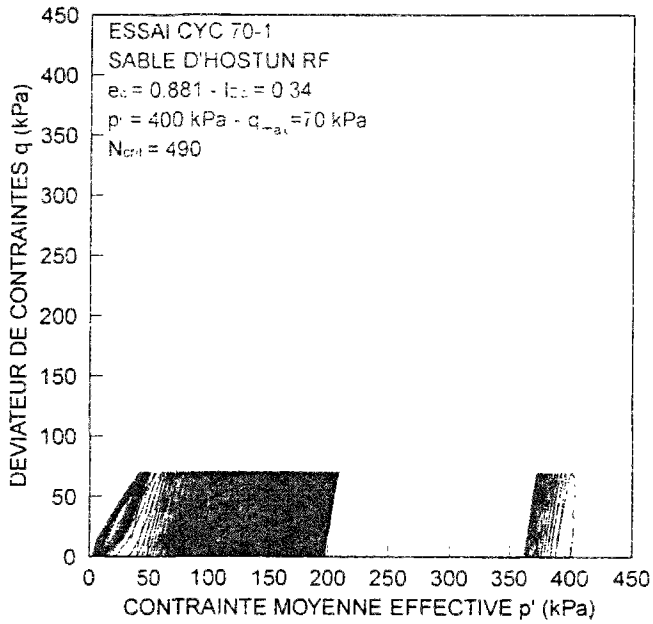
Figure III-27 Influence de l'amplitude du déviateur cyclique sur l'évolution de la surpression interstitielle au cours des cycles

Par ailleurs, nous remarquons qu'à partir d'une valeur de q_{max} de l'ordre de 70 kPa, les essais ne présentent plus de points d'effondrement ou nécessitent un très grand nombre de cycles pour qu'un effondrement se produise. Cela est par exemple le cas de l'essai à q_{max} = 70 kPa de la figure III-28. En effet, dans le graphe de variation du déviateur de contraintes en fonction de la déformation axiale, après environ 460 cycles de petites déformations, le déviateur continue d'osciller entre les deux bornes imposées même en grandes déformations avec apparition de boucles à la décharge-recharge. Concernant l'évolution de la surpression interstitielle en fonction de la déformation axiale, après une déformation de l'ordre de 1%, la surpression interstitielle, qui a pour valeur à ce moment 365 kPa, augmente à la décharge et diminue à la recharge au cours d'un cycle. Toutefois, elle continue de s'accumuler jusqu'à une déformation de l'ordre de 7% où elle se stabilise à une valeur de 395 kPa. En chemin de contraintes, ce comportement se traduit par des boucles d'accommodation bornées par des valeurs de contrainte moyenne effective de l'ordre de 10 et 50 kPa. Ce comportement est similaire à la mobilité cyclique observée généralement dans les sables denses sous chargement cyclique non alterné.

Un essai de répétabilité (l'essai CC70_2) a été réalisé pour cet essai (Figure III-29). Après 4 420 cycles, l'essai présente un phénomène semblable à l'effondrement mais où l'échantillon reprend toute sa résistance. Le déviateur de contraintes continue alors à osciller entre les deux bornes imposées même en grandes déformations comme c'est le cas en mobilité cyclique. En revanche, l'essai CC65_1, dont q_{max} égal à 65 kPa (et donc inférieur à celui de l'essai CC70_1), manifeste un effondrement au bout de 2 186 cycles avec un net état résiduel comme le montre le graphe (q, Δu, ε_1) de la figure III-30. Cela peut s'expliquer par le fait que cet échantillon est plus lâche ($I_{Dc} \approx 0{,}25$). Son amplitude de déviateur cyclique à partir duquel aucun effondrement n'est observé se trouverait alors plus faible que celui d'un échantillon plus dense comme c'est le cas dans l'essai CC70_1 où I_{Dc} est de l'ordre de 0,34.

D'autres essais à q_{max} égal à 50, 40 et 30 kPa ont été réalisés. Après un très grand nombre de cycles (supérieur à 2 000 cycles pour les quatre essais), ces échantillons montrent une adaptation vers des valeurs de la contrainte moyenne effective p' de l'ordre de 300 kPa. La pression interstitielle ne varie alors plus et le chemin de contraintes à la recharge suit le même chemin que celui de la décharge, montrant ainsi un comportement parfaitement élastique.

Ces résultats montrent que, pour la même densité et la même contrainte de consolidation, différents types de comportement peuvent être observés selon le niveau de cisaillement imposé. Il existerait alors un niveau de cisaillement critique q_{crit} qui conditionnerait l'existence ou non d'un risque d'effondrement de l'élément du sol.



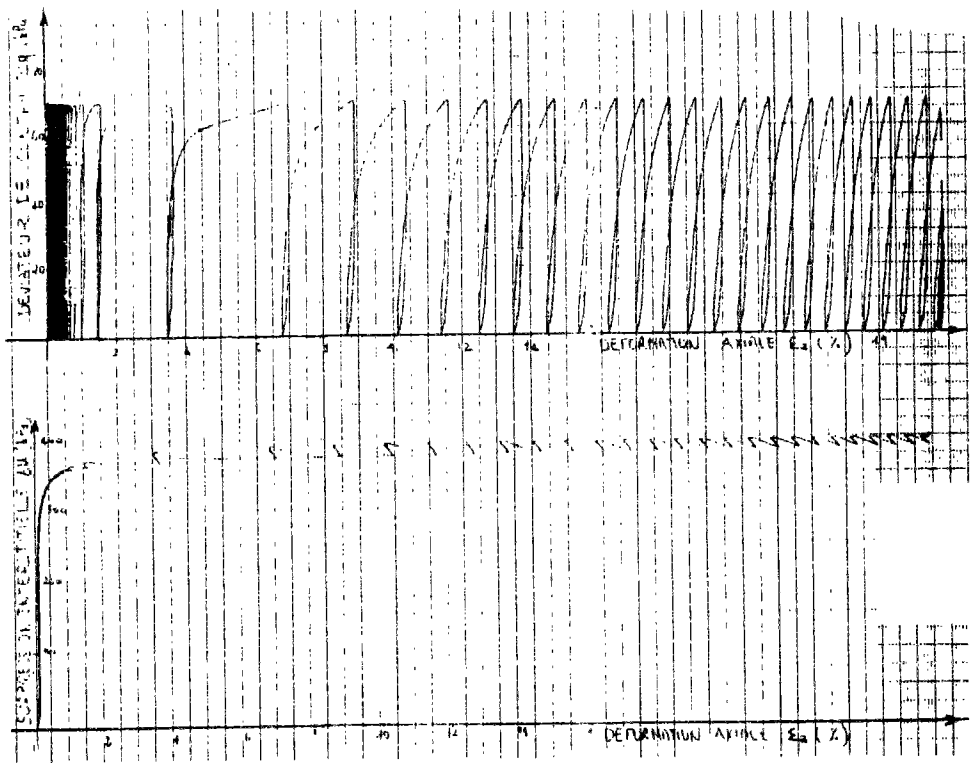
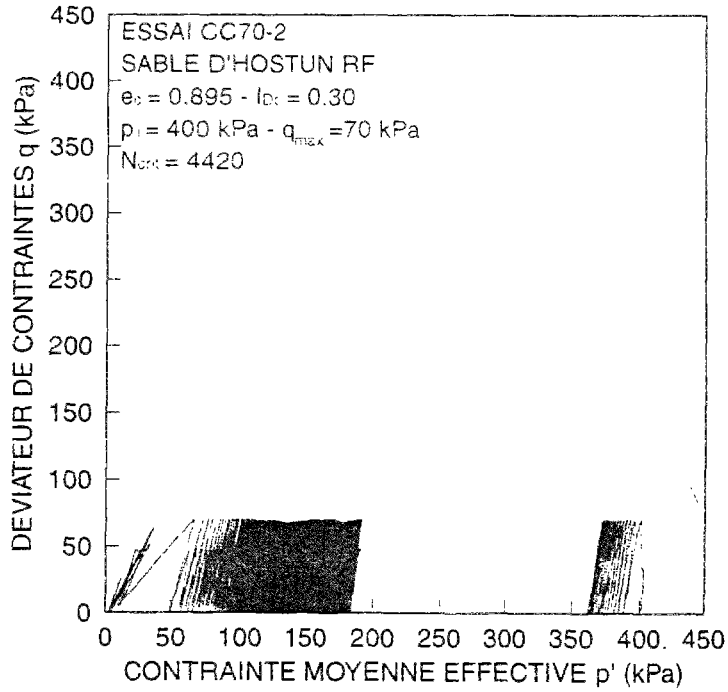


Figure III-28 Résultats de l'essai CC70-1 (q_{max} = 70 kPa)



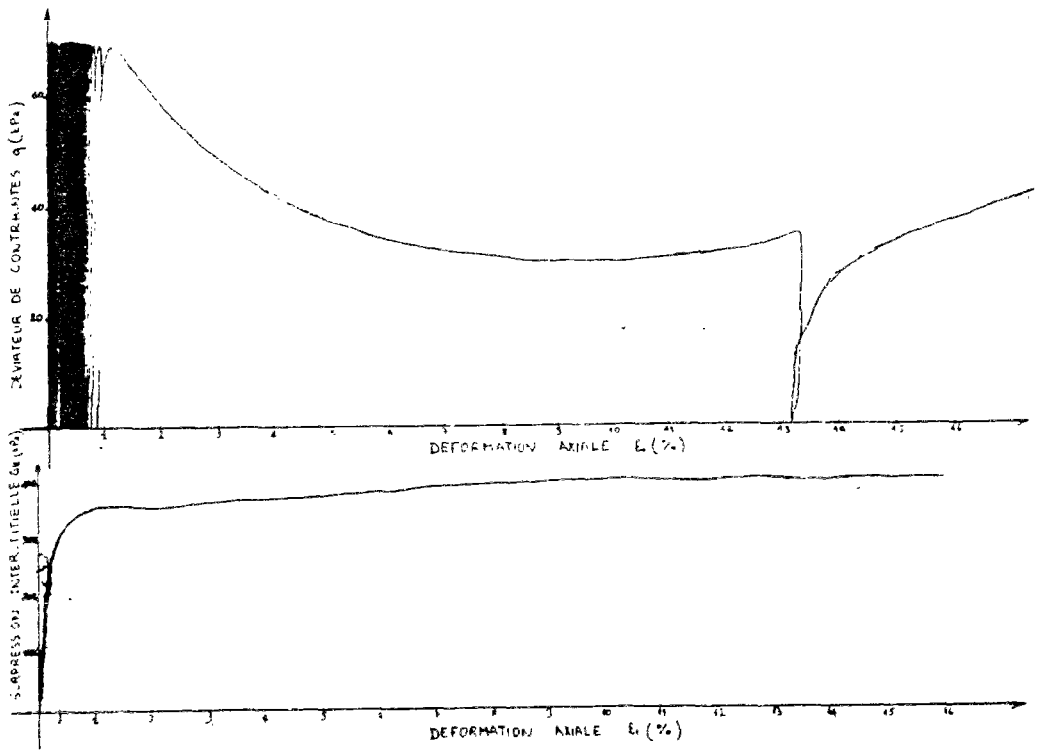


Figure III-29 Résultats de l'essai CC70-2 (q_{max} = 70 kPa)

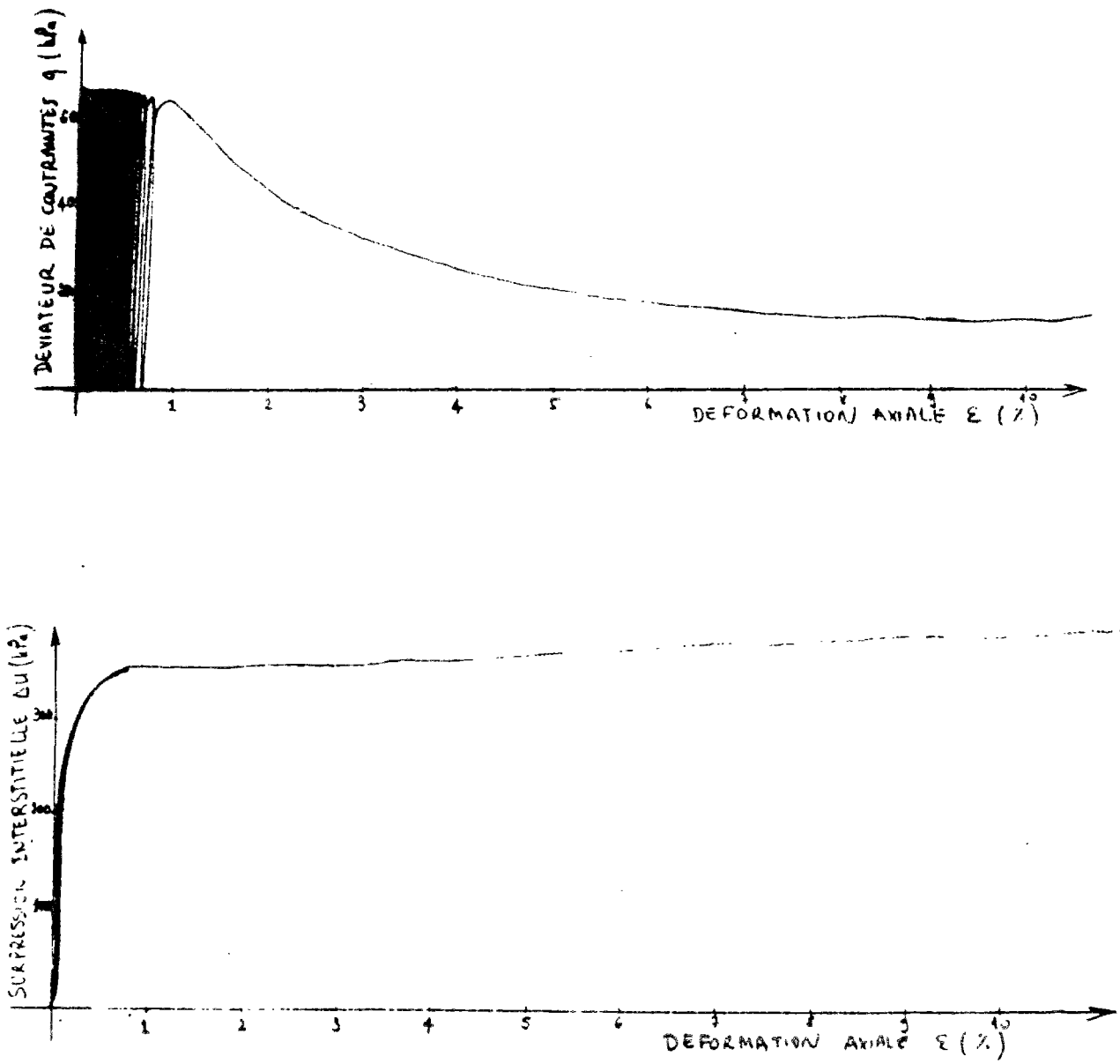


Figure III-30 Résultats de l'essai CC65-1 (q_{max} = 65 kPa)

III.4.1.3 ÉVALUATION DE LA DROITE D'EFFONDREMENT

Les points d'effondrement (q_{pic}, p'_{pic}) ainsi que les points de minimum de résistance (q_{MR}, p'_{MR}) obtenus dans tous les essais cycliques effectués sont reportés dans le plan (q, p') de la figure III-31. Ce graphe permet de déterminer la droite d'effondrement de Sladen et *al.* (1985) en cyclique. Afin de pallier le problème des écarts en indice des vides, cette droite est tracée dans le plan normalisé (q/q_{MR}, p'/p'_{MR}). Cette droite et la droite obtenue sous chargement monotone (Figure III-32), semblent pratiquement confondues. La droite d'effondrement pourrait alors servir de critère de stabilité pour des chemins triaxiaux à σ_3 constante aussi bien sous chargement monotone que sous chargement cyclique, comme cela a été suggéré par Bahda (1993).

III.4.1.4 COURBE DE RÉSISTANCE AU CISAILLEMENT CYCLIQUE

Elle représente la variation de la résistance au cisaillement cyclique RCC en fonction du nombre de cycles, conduisant à l'effondrement pour un sable lâche et à une déformation donnée dans le cas d'un sable dense. Ce type de présentation est très intéressant pour l'évaluation du potentiel d'effondrement. Cette courbe représente aussi la trace de la droite d'effondrement dans le plan (RCC, N_{crit}). La figure III-33 illustre la courbe obtenue pour un petit et un grand nombre de cycles. Nous remarquons qu'en-dessous d'une certaine valeur du RCC, la courbe est asymptotique et le nombre de cycles nécessaires à l'effondrement devient infini. Par conséquent, cette courbe permet de quantifier le niveau de cisaillement critique q_{crit} mis en évidence précédemment comme correspondant à la plus petite valeur de résistance au cisaillement pour laquelle l'effondrement peut encore avoir lieu. Ainsi, l'espace relatif au comportement du sable est divisé en trois régions (Figure III-34). La première région est un domaine impossible. La seconde représente le lieu des points d'effondrement. Dans la troisième zone, le matériau peut montrer un comportement de mobilité cyclique. Dans ce cas, la rupture est définie par un taux choisi de déformation axiale, mais aucun effondrement ne peut avoir lieu. Si le niveau de cisaillement imposé est assez bas, le sable peut manifester un comportement d'adaptation. La surpression interstitielle et la déformation axiale restent alors limitées.

Il est à noter que la courbe de résistance au cisaillement cyclique est relative à une contrainte de consolidation donnée ; la localisation des trois régions de comportement l'est alors aussi.

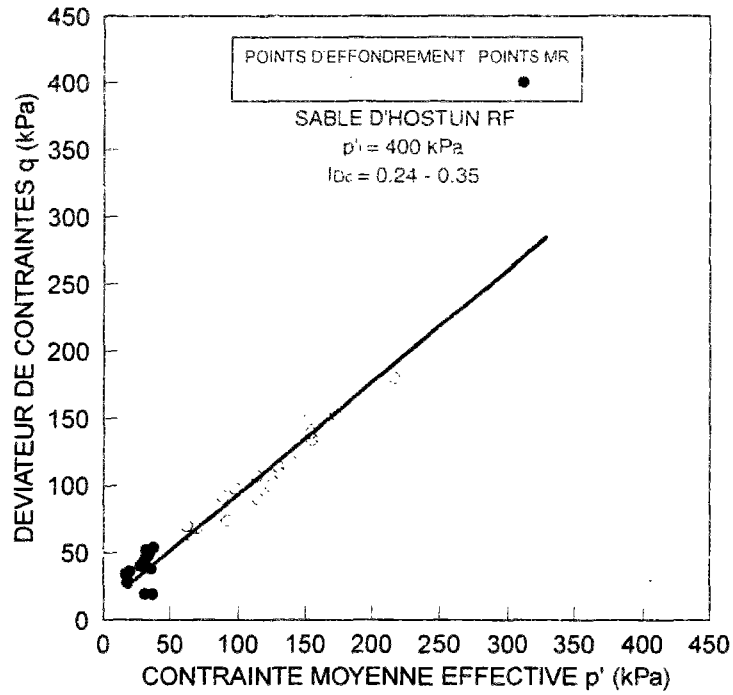


Figure III-31 Droite d'effondrement cyclique dans le plan (q, p')

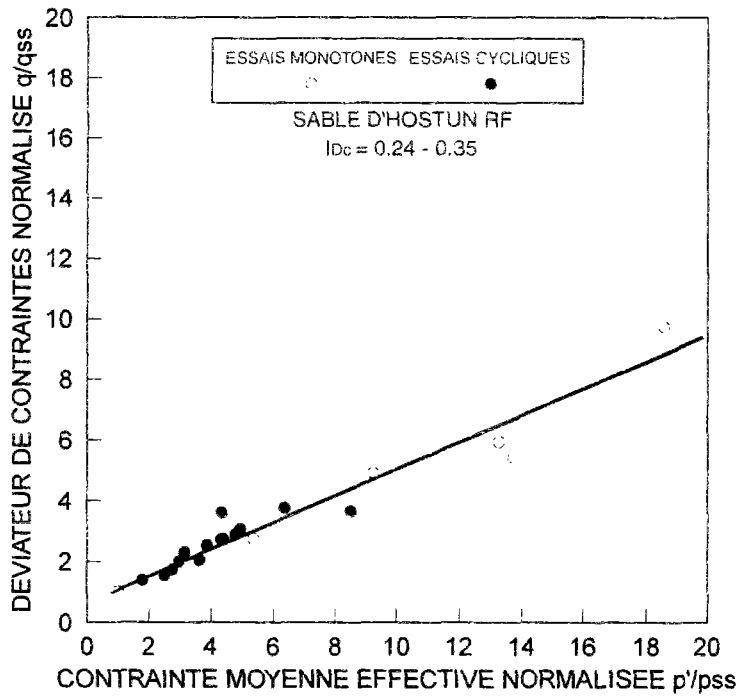
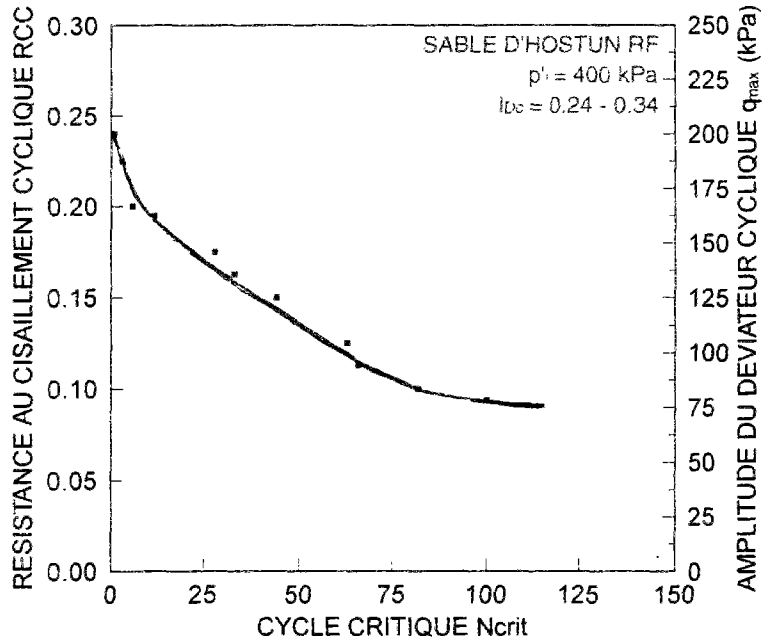


Figure III-32 Droite d'effondrement monotone et cyclique dans le plan (q/q_{MR}, p'/p'_{MR})



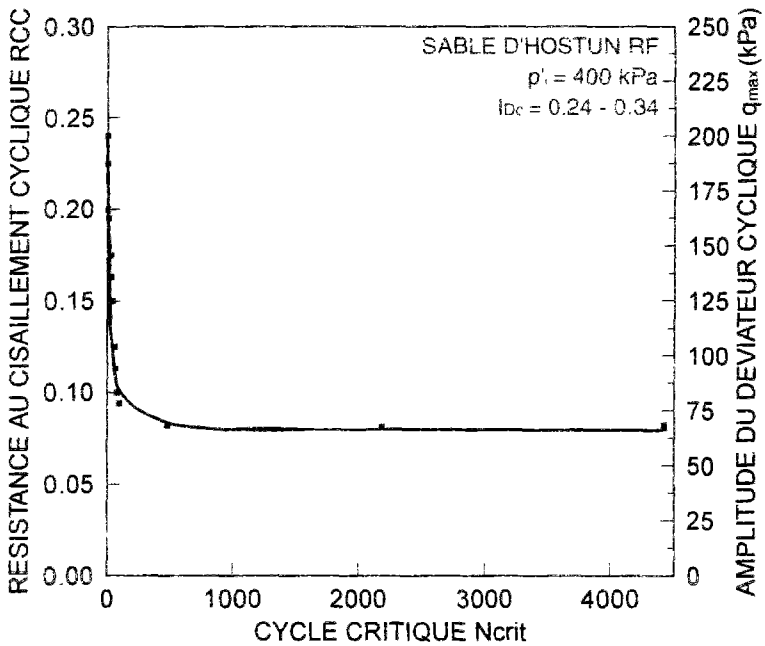


Figure III-33 Courbe de résistance au cisaillement cyclique en petit et grand nombre de cycles

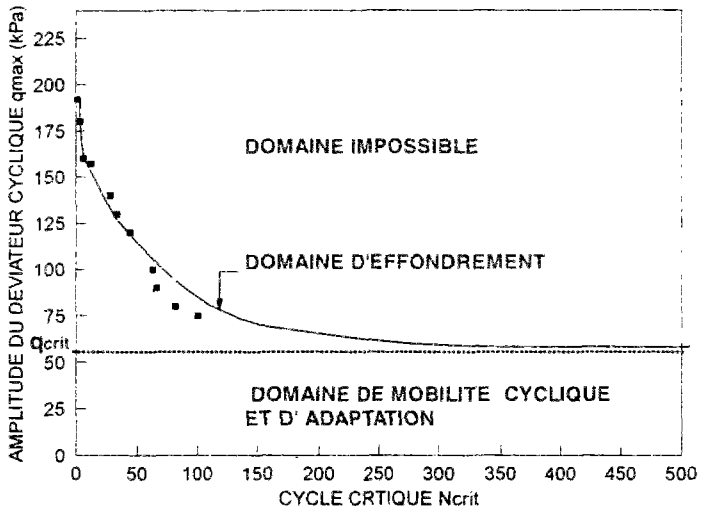


Figure III-34 Différentes régions de comportement dans le plan (RCC, N)

III.4.1.5 ÉTAT STABLE ET QUASI-STABLE EN CYCLIQUE

Nous avons vu que les essais d'effondrement présentent généralement un minimum de résistance MR, après le point d'effondrement et avant de reprendre de la résistance au cours de la charge. Le point de minimum de résistance a été considéré comme tel parce qu'il est atteint en charge juste après l'effondrement. D'autres minima ont été atteints par la suite des décharges-recharges.

Par définition, ces points de minimum de résistance peuvent représenter l'état quasi-stable en cyclique. La petite dispersion de ces points en fonction de l'amplitude du déviateur cyclique trouverait alors son explication dans le fait que l'état quasi-stable, pour une densité donnée, dépend, outre de la contrainte de consolidation mise en évidence en monotone, du niveau de cisaillement cyclique.

En outre, d'après le tableau II-6, le déviateur de contraintes à l'état quasi-stable est de l'ordre de 50 kPa. Or nous avons montré que le comportement du sable a changé à partir d'une amplitude de déviateur imposée d'environ 70 kPa, valeur qui, compte tenu de la dispersion des points, reste très voisine des valeurs du déviateur à l'état quasi-stable. La résistance au cisaillement à l'état quasi-stable peut alors faire office de résistance au cisaillement cyclique critique q_{crit} au-dessous de laquelle aucun effondrement ne peut avoir lieu. Cependant, nous savons que la résistance au cisaillement à l'état quasi-stable dépend de la contrainte de consolidation. Le déviateur critique est alors lié à une contrainte de consolidation donnée. D'autre part, étant donné que la résistance au cisaillement à l'état quasi-stable augmente avec la contrainte de consolidation, aucune perte de stabilité ne peut

être observée au-dessous du déviateur critique pour toute contrainte de consolidation supérieure à celle correspondant à ce déviateur.

Comme dans le cas des essais monotones à déviateur constant ou des essais de mobilité cyclique, il semble que ce type d'essais ne peut pas mener à l'état stable. En effet, si nous reprenons l'essai de sable lâche typique, nous avons vu qu'après le minimum de résistance, dès que le chemin de contrainte commence à migrer vers la droite, la décharge a lieu, l'obligeant ainsi à migrer vers la gauche et donc à s'éloigner de la ligne d'état stable dans le diagramme (e, lnp') même s'il s'en approche dans le plan (q, p'). On pourra supposer que si, après que le minimum de résistance soit atteint, l'échantillon était laissé libre de se dilater, l'état stable serait atteint en grandes déformations.

Les points d'état initial ainsi que les points MR des essais monotones et cycliques effectués ont été reportés dans le digramme (e, lnp') de la figure III-35. Les points MR semblent s'inscrire dans la même zone. Cela permet de retracer la ligne moyenne d'état quasi-stable.

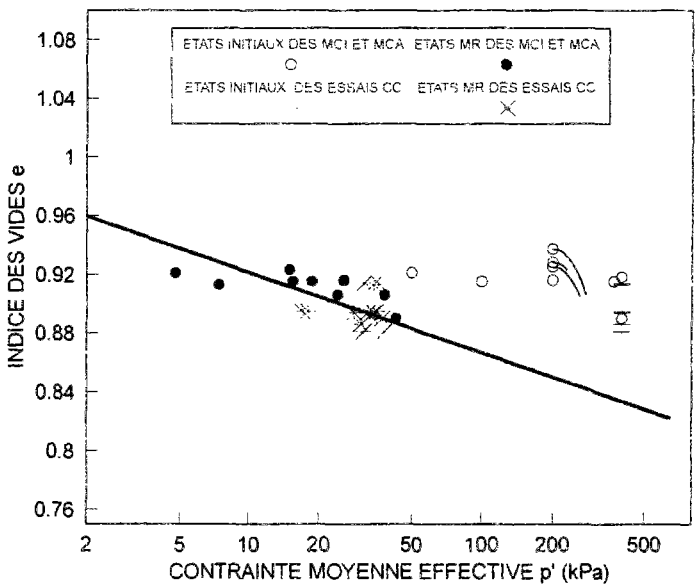


Figure III-35 L'état quasi-stable d'après les essais monotones et cycliques

III.4.1.6 DIAGRAMME DE COMPORTEMENT DU SABLE

Compte tenu des résultats précédents, nous proposons le diagramme de comportement illustré à la figure III- 36. Ce diagramme serait valable pour tout état intial d'un élément de sol grenu. L'état quasi-stable et l'état caractéristique seraient confondus. La droite d'effondrement joindrait les points de pic de résistance et traverserait la droite d'état caractéristique au point de déviateur critique sous chargement monotone et cyclique pour une contrainte de confinement constante. Si un minimum de résistance existe, il serait atteint à l'état caractéristique, après quoi le point de charge se trouverait dans un domaine dilatant. En plus, si le chargement le permet, l'élément de sol pourrait atteindre son état stable. Aussi, nous retrouvons les différentes zones décrites dans la figure III-34.

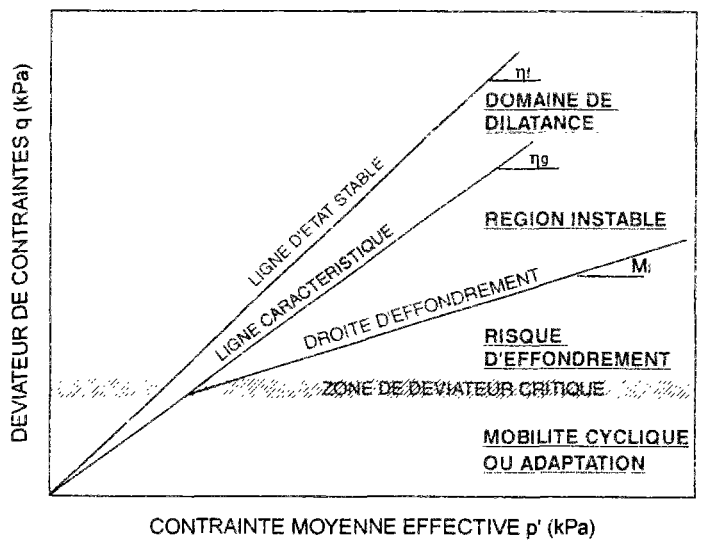


Figure III-36 Diagramme de comportement du sable

À titre d'exemple, ce diagramme peut aider à interpréter les résultats d'essais réalisés par De Gennaro (1995). La figure III-37 montre un essai cyclique non drainé sur un sable moyennement lâche ($I_{Dc} = 0,35$), consolidé isotropiquement à 400 kPa et soumis à un chargement alterné de bornes $q_{min} = -110$ kPa et $q_{max} = 110$ kPa. Après le point d'effondrement atteint en extension, l'échantillon manifeste une petite phase de dilatance, ensuite il montre un comportement de mobilité cyclique (boucle de dilatance) sans aucune chute de résistance en compression. Comme diverses caractéristiques du sable, le déviateur critique est plus faible en extension qu'en compression. Il suffit alors que q_{min} soit supérieur au déviateur critique en extension et que q_{max} lui soit inférieur ou égal en compression pour voir apparaître ce type de comportement.

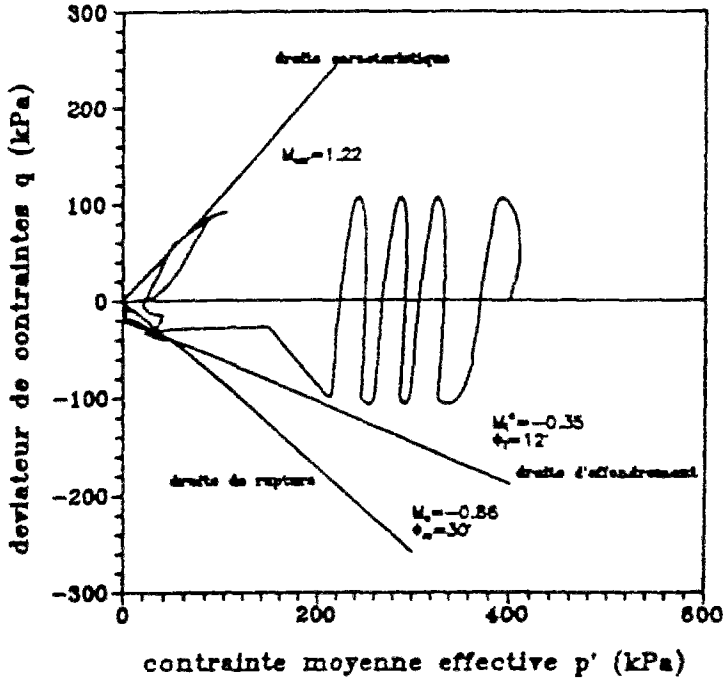


Figure III-37 Essai cyclique alterné, d'après De Gennaro (1995)

III.4.2 ESSAIS CLASSIQUES NON DRAINÉS À AMPLITUDE DE DEVIATEUR VARIABLE

III.4.2.1 INTRODUCTION

Nous avons vu dans le paragraphe III.4.1 que les chemins de contraintes présentent pratiquement, à la décharge, une droite de pente constante au cours des cycles. Cette observation pousse à se demander si ce comportement est dû à une certaine anisotropie élastique, telle qu'elle a été suggérée par Saïtta (1994) et Bahda et *al.* (1995).

Quand un matériau est anisotrope, ses propriétés mécaniques dépendent des coordonnées, dans l'espace, du point où elles sont déterminées. Comme l'ont été suggéré Casagrande et Carrillo (1944), il existe deux formes d'anisotropie, appelées anisotropie initiale ou structurale et anisotropie induite. L'anisotropie initiale a été définie comme une caractéristique physique propre au matériau et entièrement indépendante de l'histoire des déformations. L'anisotropie induite a été définie comme une caractéristique physique due exclusivement aux déformations associées aux contraintes appliquées.

Plusieurs études expérimentales ont montré que l'anisotropie structurale dans les sables résulte de la méthode de fabrication des échantillons au laboratoire. Ainsi, Oda (1972) et Arthur et Menzies (1972) ont mis en évidence l'influence de l'histoire de déposition du sable sur le mécanisme de déformation et de résistance. Oda et Koishikawa (1977) ont montré que le degré d'anisotropie structurale dépend de la forme des particules du sable. En outre, il est d'autant plus élevé que le sable est dense et que le niveau de consolidation est faible. Les résultats expérimentaux, au triaxial vrai sur sable lâche, de Yamada et Ishihara (1979) montrent que l'anisotropie initiale exerce une forte influence sur les caractéristiques de déformation à faible et moyen niveaux de cisaillement. Cependant, lorsque le niveau de cisaillement est suffisamment élevé pour produire des grandes déformations, l'effet de cette anisotropie sur le comportement du sol se trouve réduit. Ces essais montrent aussi que les échantillons déposés verticalement exhibent des caractéristiques isotropes dans le plan horizontal. L'anisotropie dans le sable pourrait être considérée de type isotrope transverse.

Concernant l'anisotropie induite, les travaux de Cambou et Lanier (1988) et de Lanier, Di Prisco et Nova (1991) montrent, grâce à des essais au triaxial vrai, le rôle important que joue l'anisotropie induite (créée par l'histoire de chargement) dans l'évaluation des propriétés mécaniques d'un matériau granulaire, notamment sa rigidité et sa compressibilité.

L'objectif de ces essais est d'étudier d'une façon plus approfondie le comportement des sables à la décharge à différents niveaux de cisaillement. Grâce à l'application de faibles niveaux de décharge à différents niveaux de déformation, ils permettront de vérifier si une partie de la décharge est élastique et si cette élasticité est anisotrope.

III.4.2.2 PROGRAMME EXPÉRIMENTAL

Des échantillons de sable d'Hostun RF ont été fabriqués par la méthode de déposition sèche à différentes densités initiales. Les niveaux de densités élevées ont été achevés par damage de chaque couche de sable au cours de la fabrication. Ont été testées les densités comprises entre l'état le plus lâche et l'état le plus dense que l'on peut obtenir avec cette méthode de fabrication (I_{Dc} = 0,45 à 0,95). L'essai consiste à soumettre l'échantillon, après consolidation isotrope, à plusieurs cycles de charge-décharge à différents niveaux de cisaillement. Ces essais ont été réalisés sur la cellule type Bishop et Wesley à déformation contrôlée. Les points de décharge sont choisis à fur et à mesure sur le chemin de contraintes visuel à l'écran. À chaque changement de chargement, le GDS est reprogrammé manuellement. Le programme comporte des essais de compression et un essai en extension.

III.4.2.3 RÉSULTAT TYPIQUE

Un résultat typique de compression est présenté sur la figure III-38. Il s'agit d'un échantillon de sable dense avec un indice des vides e égal à 0,699 (I_{Dc} = 0,90) et consolidé sous une contrainte de consolidation isotrope σ_c de 150 kPa. Les trois courbes de l'essai (q, ε_1), (Δu, ε_1) et (q, p') suscitent les observations suivantes :

- globalement, nous retrouvons un comportement de type sable dense avec, initialement, une phase de contractance où la pression interstitielle augmente, suivie d'une phase de dilatance entamée au passage de l'état caractéristique (Luong, 1978) et qui correspond à une migration du chemin de contraintes vers la droite. L'état caractéristique est atteint pour une valeur de rapport de contraintes η_c de l'ordre de 1,20 ;
- tant que le niveau de décharge n'excède pas un certain rapport de contraintes limite, la recharge se produit selon le même chemin que celui suivi par la décharge dans les trois plans de l'essai ;
- au retour au point de décharge, aucune pression interstitielle n'a été développée et par conséquent aucune dissipation d'énergie n'a eu lieu ;
- pour un faible niveau de décharge, le chemin de décharge-recharge CDR est un segment de droite incliné ;
- ce niveau ainsi que l'inclinaison du CDR augmentent au cours de l'essai.

III.4.2.4 INFLUENCE DE LA DENSITÉ ET DE LA CONSOLIDATION

Les caractéristiques des essais à différentes densités et à deux niveaux de consolidation sont résumées dans le tableau III-7 et les résultats sont représentés sur les figures III-39 à III-43.

Tableau III-7 Présentation des essais CDR

ESSAI	σ_c (kPa)	e_c	I_{Dc}	η_c	η_F
CDRC95_1	300	0,680	0,94	1,13	1,51
CDRC70_1	300	0,742	0,75	1,06	1,39
CDRC90_1	150	0,699	0,90	1,25	1,53
CDRC70_3	150	0,747	0,74	1,07	1,60
CDRC50_2	150	0,833	0,48	1,10	1,34
CDRC45_1	150	0,850	0,44	1,17	1,53

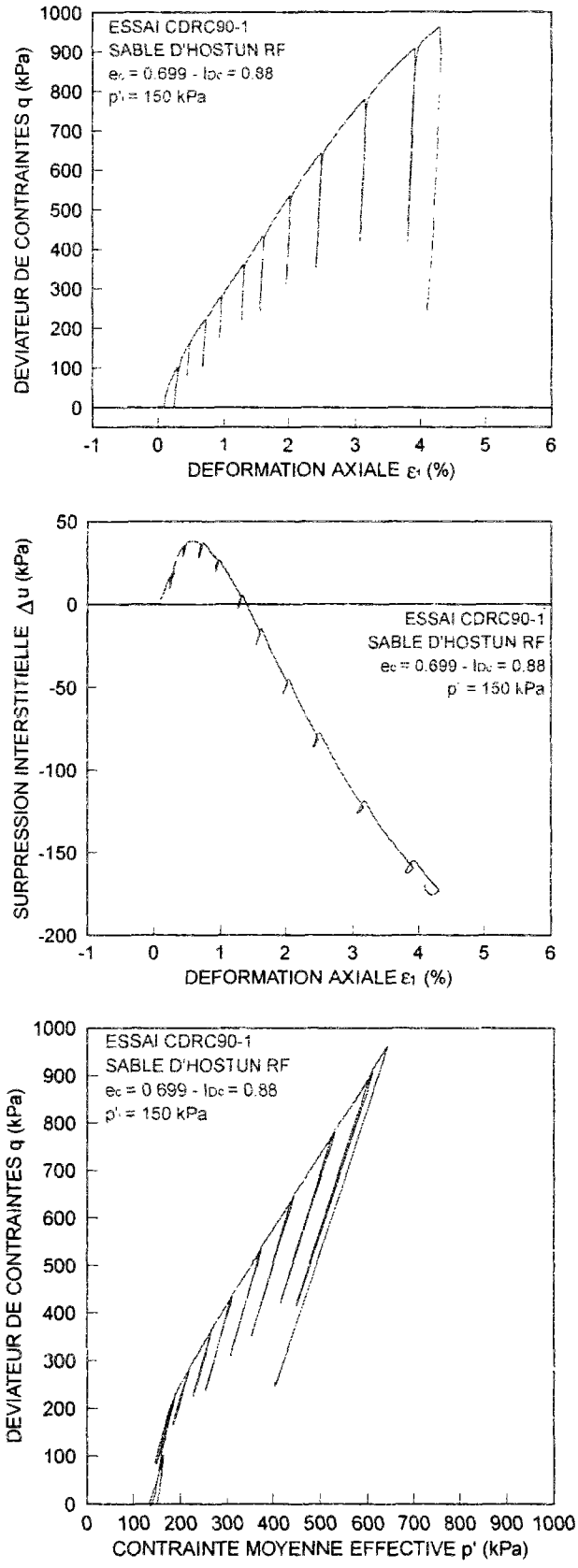


Figure III-38 Essai de charges-décharges typique

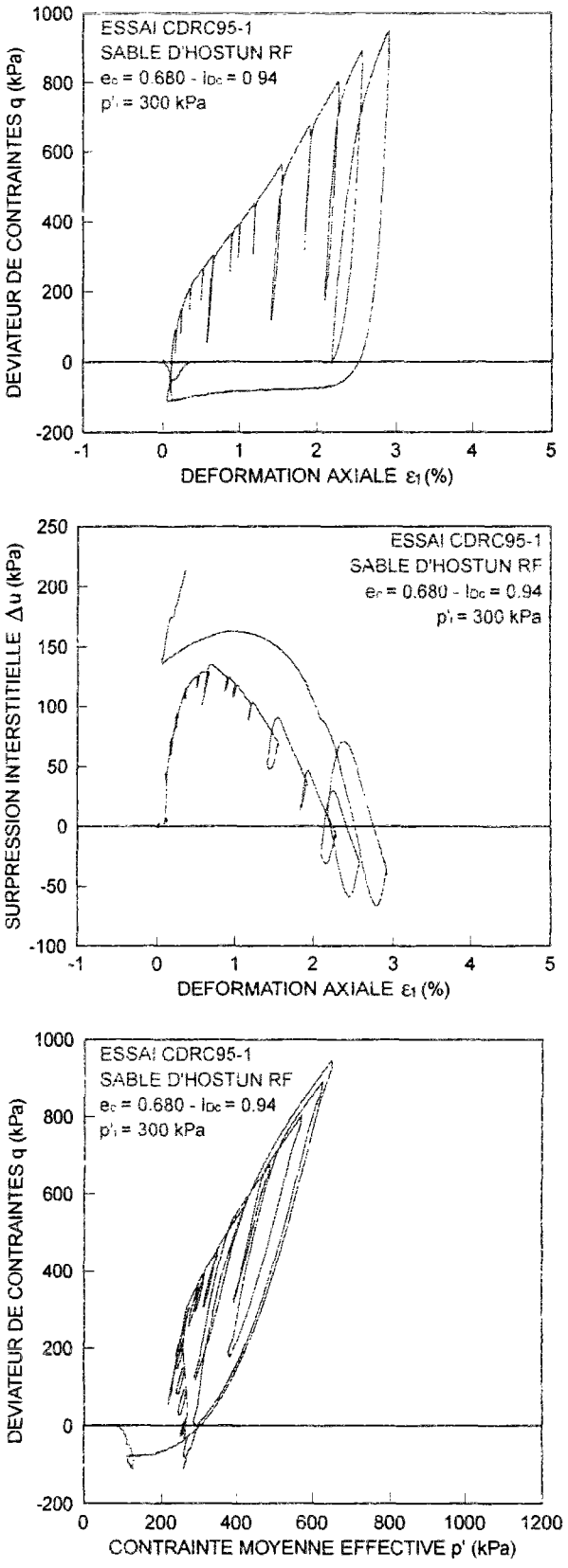


Figure III-39 Résultats de l'essai CDRC95-1

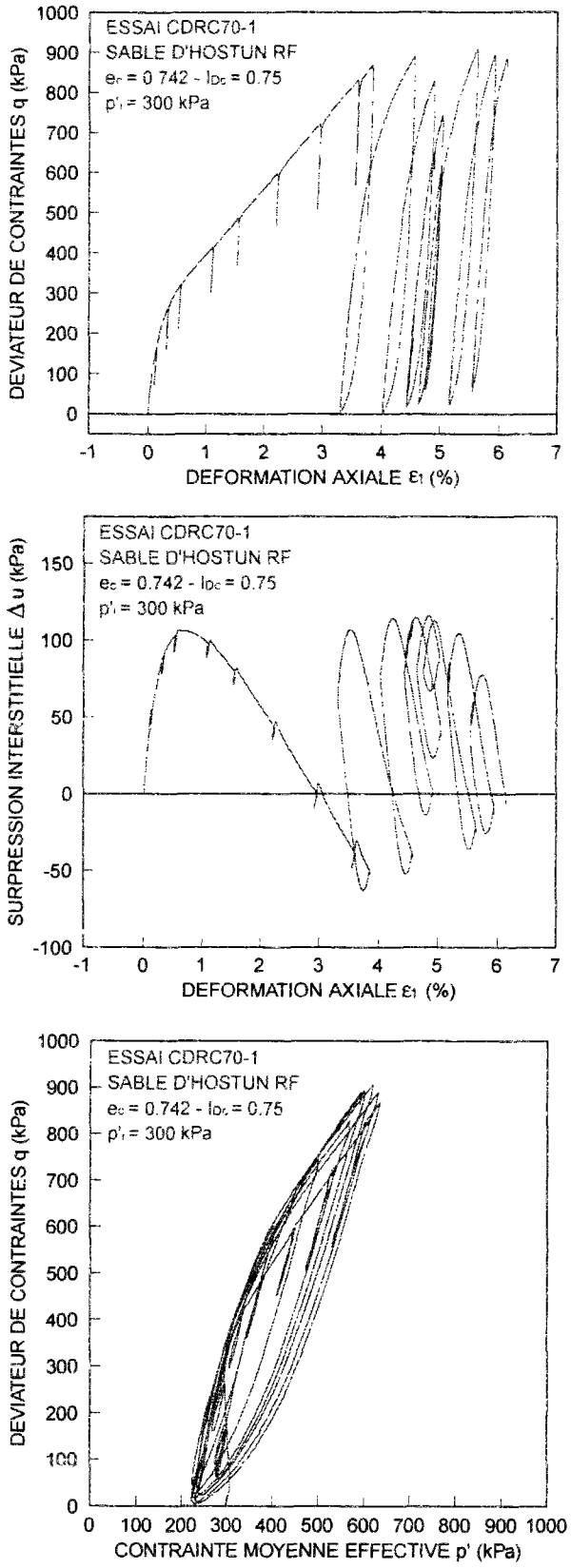


Figure III-40 Résultats de l'essai CDRC70-1

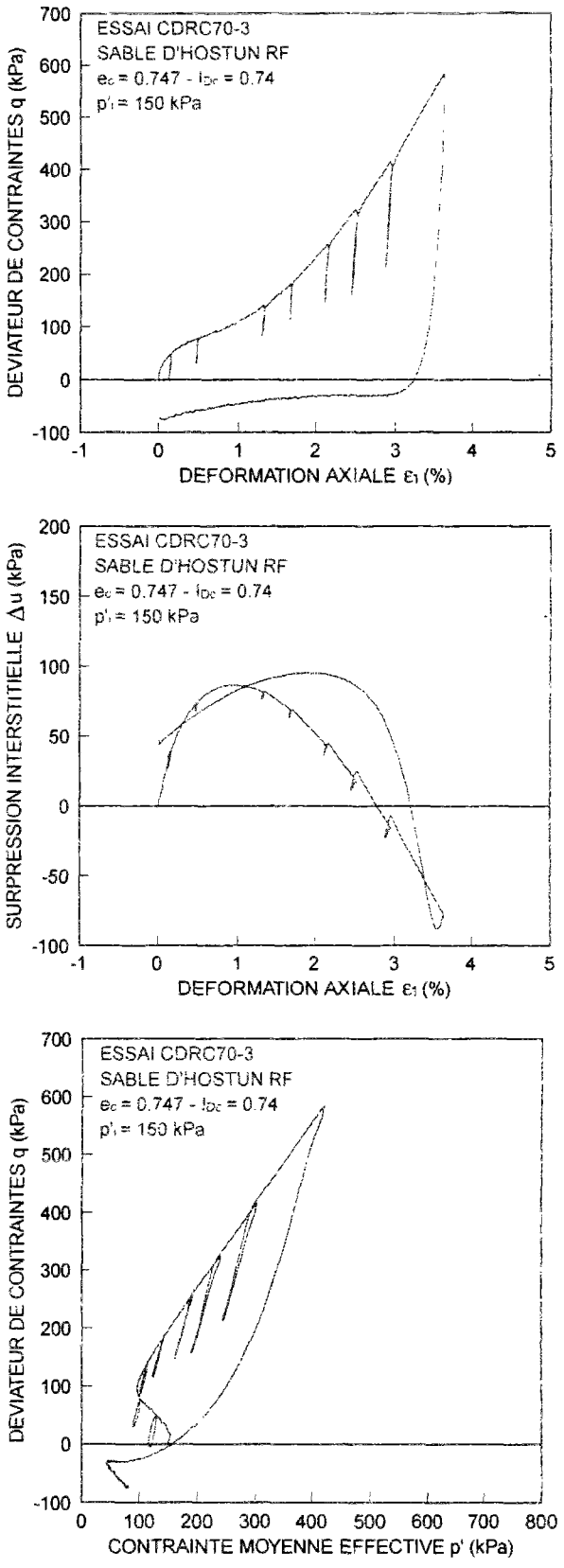
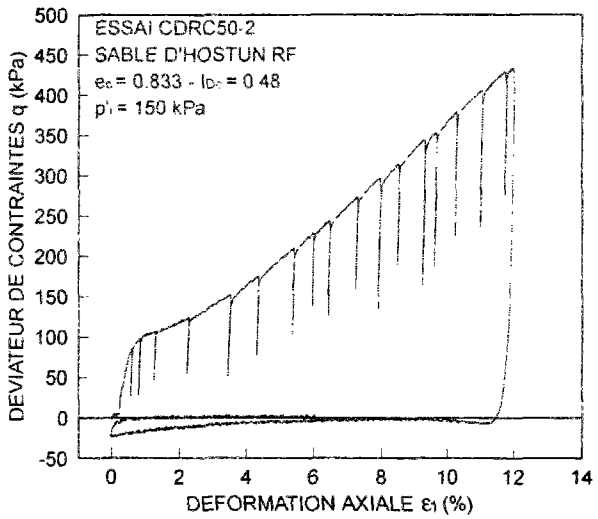
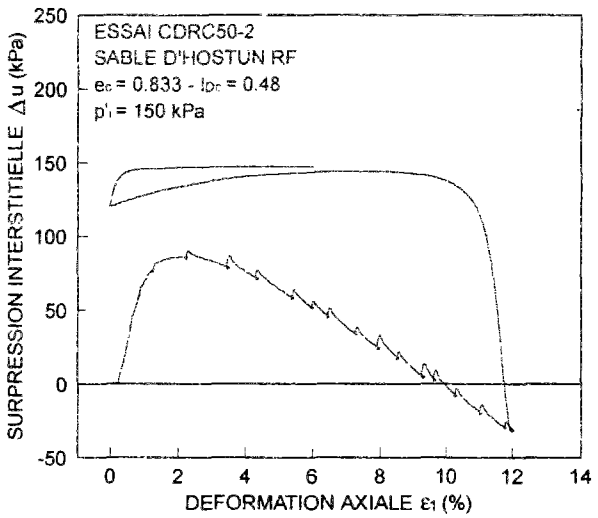


Figure III-41 Résultats de l'essai CDRC70-3





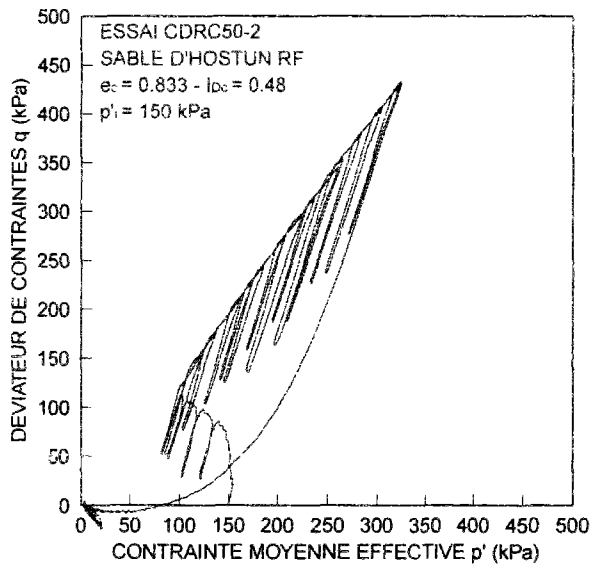


Figure III-42 Résultats de l'essai CDRC50-2

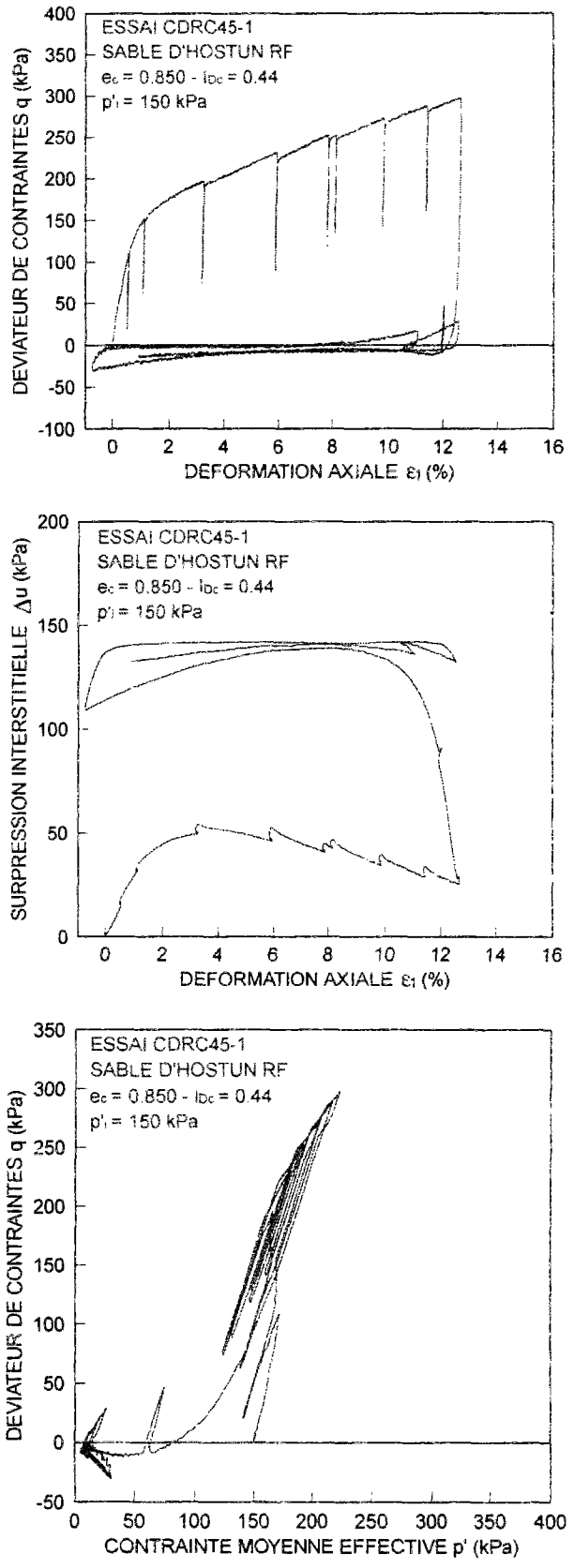


Figure III-43 Résultats de l'essai CDRC45-1

Les remarques précédentes concernant l'essai typique restent valables pour toutes les densités. Néanmoins, dans certains essais, des hystérésis sont observés à la décharge-recharge. Mais, comme les chemins restent parallèles, cela n'est probablement dû qu'à la relaxation du matériau durant le temps nécessaire pour programmer la recharge.

Sur les grands cycles de décharge ayant lieu au-delà de l'état caractéristique, la pression interstitielle augmente de manière significative. À la recharge, après une petite phase de contractance où elle continue d'augmenter, sa décroissance fait migrer le chemin de contraintes vers la gauche, créant ainsi des boucles de charge-décharge caractéristiques du phénomène de la mobilité cyclique. En outre, les asymptotes suivies par le chemin de contraintes au-delà de l'état caractéristique semblent de plus en plus raides après un grand cycle de décharge-recharge. L'état de contraintes s'approche alors plus vite de la rupture. Aussi, la pente de la droite caractéristique et de la droite de rupture sont influencées par la densité et la contrainte de consolidation. Mais cette influence est difficile à quantifier dans notre cas car ces pentes semblent influencées aussi par les cycles de décharge-recharge effectués avant d'atteindre ces états.

III.4.2.5 ÉLASTICITÉ ANISOTROPE

À l'issue de ces observations, nous pouvons raisonnablement supposer que la décharge-recharge est élastique pour les faibles niveaux de décharge tel que cela a été suggéré par Bahda et *al.* (1995). Comme, en outre, les chemins CDR sont inclinés, il existerait un couplage entre les termes volumiques et déviatoriques des variables de déformations élastiques. La matrice élastique admettrait alors des termes non diagonaux non nuls et, par conséquent, l'élasticité est anisotrope. Cette élasticité dépend du rapport de contraintes et du niveau de déformation atteint. Son importance augmente avec le cisaillement. L'inclinaison des chemins CDR apparaît à partir de faibles niveaux de déformations ; l'anisotropie serait plutôt de type structural, et due à la méthode de mise en place des échantillons. Cette anisotropie est quantifiée par la pente des chemins CDR notée $(dq/dp')_{UR}$.

Comparées aux pentes initiales de décharge obtenues dans les essais cycliques à amplitudes de déviateur fixes au même ordre de déformation axiale (Tableau III-8), les pentes $(dq/dp')_{UR}$ sont globalement moins importantes. Cela pourrait être expliqué par le fait que l'anisotropie initiale est très influencée par le mode de déposition. En effet, on peut penser que la mise en place des sables lâches (par damage humide), comme dans les essais à q_{max} constant, accentue la stratification et favorise donc davantage l'anisotropie.

Tableau III-8 Estimation de la pente CDR dans les deux types d'essais cycliques

ESSAI q_{max}=cste	$(dq/dp')_{UR}$	ε_1 (%)	ESSAI q_{max} variable	$(dq/dp')_{UR}$	ε_1 (%)
CC180-1	4	0,2	**CDRC95_1**	3,63	0,30
CC160-1	4	0,2	**CDRC70_1**	3,43	0,14
CC160-2	3,9	0,2	**CDRC90_1**	3,3	0,22
CC140-2	4	0,15	**CDRC70_3**	3,32	0,15
CC140-3	5,5	0,15	**CDRC50_2**	3,30	0,60
CC110-2	3,3	0,10	**CDRC45_1**	3,21	0,56

III.4.2.6 ANISOTROPIE INDUITE

Afin d'évaluer leurs évolutions au cours du cisaillement, les pentes $(dq/dp')_{UR}$ d'essais à faible et forte densités (Essais CDRC45-1 et CDRC90-1) ont été reportées en fonction du rapport de contraintes dans le diagramme de la figure III-44. Dans les deux cas de densité, la pente $(dq/dp')_{UR}$ décroît jusqu'à une valeur minimale atteinte à un niveau de rapport de contraintes η proche de celui correspondant à l'état caractéristique ($\eta_c \approx 1{,}20$). Ensuite, elle augmente rapidement durant une petite variation de η pour finalement tendre en diminuant vers une valeur limite d'environ 3.

La variation de la pente est moins marquée dans l'essai à faible densité. Ainsi, il est possible que la perturbation autour de l'état caractéristique décroisse avec la densité jusqu'à disparaître complètement pour les sables tellement lâches qu'ils n'admettent pas de phase de dilatance (pour lesquels l'indice des vides est supérieur à e_{eff}).

Ce changement de pente de décharge-recharge, essentiellement marqué autour de l'état caractéristique, peut être interprété par une anisotropie induite due au réarrangement des grains ayant lieu habituellement à cet état. Afin de distinguer la part due à l'anisotropie initiale de celle due à l'anisotropie induite, nous suggérons la procédure suivante : pour l'état le plus lâche que l'on peut achever par une méthode de mise en place donnée, l'anisotropie induite n'est pas significative. La pente $(dq/dp')_{UR}$ obtenue dans un essai pour cet état peut, par conséquent, être considérée comme pente de référence, correspondant à la part de l'anisotropie initiale. La différence avec des pentes obtenues dans les tests à plus forte densité peut servir à l'évaluation de l'anisotropie induite.

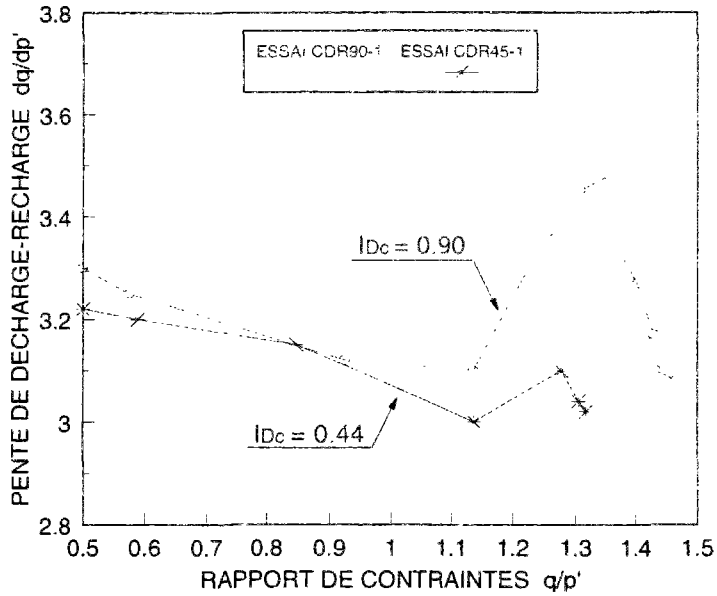


Figure 44 Variation de la pente de décharge-recharge en fonction du rapport de contraintes et de la densité

III.4.2.7 ESSAI EN EXTENSION

Un échantillon de 0,90 d'indice de densité (e_c = 0,689), consolidé à 150 kPa a été soumis à un chargement de cisaillement en extension avec différents cycles de décharge-recharge. La figure III-45 présente les résultats de cet essai. Pour des raisons de procédure expérimentale, l'essai a été commencé par une petite phase de compression.

Contrairement aux essais de compression, le chemin de décharge dans le plan (q, p') est différent de celui de la recharge quel que soit le niveau de décharge même si, dans les plans (q, ε_1) et (Δu, ε_1), sur certains cycles (3, 4, 5 et 7), ils semblent confondus. Il paraît alors difficile de conclure quant à l'élasticité en extension. De plus amples investigations sont nécessaires pour mieux comprendre le comportement à la décharge en extension.

Avec de grands cycles de décharge-recharge en compression-extension comme les cycles 9, 13 et 15, une importante augmentation de la pression interstitielle est observée à la décharge en extension et en charge en compression. Dès que l'état de contraintes dépasse l'état caractéristique, atteint pour un rapport de contraintes η_c de 0,42, le chemin de contraintes remonte le long de la droite caractéristique grâce à une génération négative de surpression interstitielle due au comportement dilatant du matériau. Cela met en évidence le phénomène de la mobilité cyclique dans le cas d'un chargement alterné. Cet essai présente un rapport de contraintes à la rupture η_F de l'ordre de 0,77.

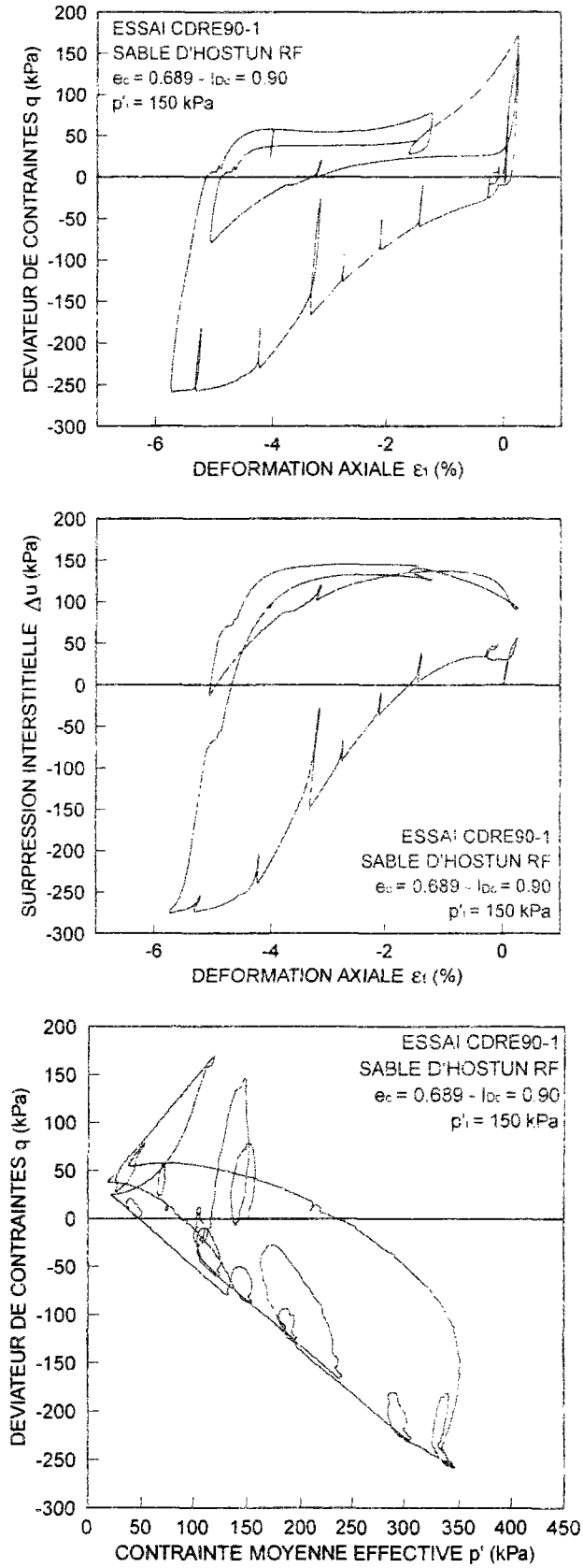


Figure 45 Essai de charges-décharges en extension

III.5. CONCLUSIONS

Le comportement monotone du sable a été étudié au triaxial sur deux chemins de contraintes, le chemin non drainé à σ_3 constante et le chemin drainé à déviateur de contraintes constant. Il a été constaté que ces deux chemins peuvent donner lieu à une instabilité traduite en termes de perte de résistance. Le potentiel d'instabilité (rupture par perte de résistance) de l'élément du sol a été évalué à travers le critère de la droite d'effondrement de Sladen et *al.* (1985). Après avoir évalué ce critère sur les chemins non drainés à σ_3 constante, nous avons montré qu'il n'est pas valable pour les chemins à déviateur de contraintes constant. Il ne constitue que la limite inférieure d'une surface d'instabilité dans l'espace (q, p', e) impossible à franchir sous n'importe quel type de chargement ou de drainage. Cette surface est définie par la portion post-pic du chemin monotone non drainé à σ_3 constante et à consolidation isotrope.

Sous chargement cyclique, il a été confirmé que les seuils d'effondrement dans les sales lâches sont similaires à ceux observés sous chargement monotone pour le même type de trajet triaxial, en l'occurrence le trajet « σ_3 constante ». Le critère de perte de stabilité type droite d'effondrement est donc valable aussi en cyclique.

Il a été aussi mis en évidence l'existence d'un état quasi-stable et donc d'un domaine dilatant pour les sables lâches ainsi que l'existence d'une amplitude critique du déviateur cyclique, au-dessous de laquelle aucun effondrement ne peut être observé. La localisation du point d'état quasi-stable dans le plan (q, p') dépend de l'amplitude du déviateur cyclique appliquée.

L'existence de l'état quasi-stable en monotone et en cyclique incite à définir la droite d'effondrement dans le plan normalisé (q/q_{MR}, p'/p'_{MR}) où (q_{MR},p'_{MR}) représente l'état de contrainte aux points d'état quasi-stable. Cependant, dans le plan (q, p'), la droite d'effondrement peut servir à évaluer le déviateur critique. En effet, on peut tracer cette droite à partir des pics des chemins de contraintes obtenus dans des essais d'effondrement monotones. Dans ce cas, le déviateur correspondant au point d'intersection de la droite d'effondrement avec la droite d'état quasi-stable serait le déviateur cyclique critique. Il représenterait alors le déviateur cyclique pour lequel le point d'effondrement et le point d'état quasi-stable seraient confondus. Cette nouvelle définition favorise la mise au point d'un diagramme de comportement des sables valable pour tout état initial de déposition et qui

permet de mieux délimiter les différentes zones de comportement, notamment celles présentant un risque de perte de stabilité.

L'hypothèse de l'existence d'un état quasi-stable et d'un état stable permet de mieux comprendre le comportement du sol à la rupture. La dispersion des points de minimum de résistance, en fonction de la contrainte de consolidation et de l'amplitude du déviateur cyclique, dans les essais non drainés classiques trouve ainsi son explication dans le fait que ces points correspondent à l'état quasi-stable, représenté par une infinité de lignes dans le plan (e, lnp'). Ces lignes peuvent être obtenues par des essais à déviateur de contraintes constant réalisés sur des structures lâches. Comme l'état stable est difficile à atteindre pour l'ordre des déformations axiales fixées dans l'étude du comportement monotone et que le chargement cyclique choisi ne permet pas de l'observer, l'hypothèse de son unicité est préservée.

L'étude sous chargement cyclique a aussi permis de mettre en évidence une forme d'anisotropie élastique grâce à un simple essai triaxial non drainé de compression. En outre, il a été montré que cette anisotropie est de deux types. Une anisotropie structurale due au mode de mise en place et l'autre induite, essentiellement importante au passage de l'état caractéristique. Cette anisotropie a été évaluée à travers les pentes de décharge-recharge pour des faibles niveaux de décharge à différentes valeurs de déformations axiales. Il serait aussi intéressant de l'évaluer par des essais du même type mais en condition drainée et pouvoir ainsi la quantifier d'une manière intrinsèque. En revanche, cette anisotropie paraît plus difficile à observer en extension. De plus amples explorations sont nécessaires pour sa mise en évidence dans ce domaine.

CHAPITRE IV

FORMULATION D'UN MODÈLE ADAPTÉ AU COMPORTEMENT MONOTONE ET CYCLIQUE DES SABLES

IV.1. INTRODUCTION

Le modèle développé dans ce qui suit s'inscrit dans le cadre de la plasticité généralisée. L'utilisation d'un tel contexte dans plusieurs modèles (Zienkiewicz et Mroz, 1984 ; Zienkiewicz et *al.*, 1985 ; Pastor et *al.*, 1985, 1990) montre qu'il permet une description relativement simple des phénomènes observés expérimentalement dans les sols. L'originalité du modèle proposé réside, d'une part, dans la considération dans un tel contexte d'un double mécanisme de plasticité ; cela nous permet de tenir compte de l'influence du trajet de chargement sur la réponse du sol. D'autre part, elle réside dans l'introduction de la notion de paramètres d'état directement dans les expressions des modules plastiques. Parmi les avantages d'une modélisation basée sur la notion de paramètres d'état, comme l'a montré le modèle développé par Saïtta (1994) dans le cadre de sa thèse, nous citons d'abord la prise en compte de l'influence combinée de la densité et de la contrainte de consolidation initiale sur le comportement du sable, puis la réduction de nombre de paramètres du modèle nécessaires pour la simulation des différents types de comportement. Malheureusement, les paramètres d'état existants ne sont valables que pour des conditions initiales où le déviateur de contraintes n'intervient pas. Il est alors nécessaire de généraliser cette notion à n'importe quelle condition initiale de mise en place et de chargement pour que son utilisation dans le modèle soit plus complète.

IV.2. ÉCRITURE D'UNE LOI DE COMPORTEMENT ÉLASTOPLASTIQUE DANS LE PLAN DU TRIAXIAL

IV.2.1 HYPOTHÈSES

- Les grains sont incompressibles ;
- la loi est non associée ;
- l'écrouissage est isotrope ;
- le paramètre d'écrouissage p_c dépend des déformations volumiques ε_v et déviatoriques ε_d ;
- une seule surface de charge est considérée.

IV.2.2 GÉNÉRALITÉS

La loi de comportement est liée au squelette, elle relie donc les contraintes effectives aux déformations. L'hypothèse d'isotropie conduit à exprimer cette loi en fonction des invariants de contraintes et de leurs variables associées. Ainsi, le tenseur de contraintes

peut être décomposé en fonction de ses invariants en parties volumique et déviatorique comme suit :

$$\underline{\underline{\sigma}}' = \frac{1}{3}\,\mathrm{Tr}(\underline{\underline{\sigma}}').\,\underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\sigma}}'_{d} \qquad \text{(IV-1)}$$

Au triaxial, cette décomposition est réduite à :

$$\begin{pmatrix} \sigma'_1 & & \\ & \sigma'_3 & \\ & & \sigma'_3 \end{pmatrix} = \frac{\sigma'_1 + 2\sigma'_3}{3}.\underline{\underline{I}} + (\sigma'_1 - \sigma'_3).\begin{pmatrix} \frac{2}{3} & & \\ & \frac{-1}{3} & \\ & & \frac{-1}{3} \end{pmatrix} \qquad \text{(IV-2)}$$

Dans ce cas, deux invariants sont suffisants pour exprimer la loi de comportement d'un matériau. Par conséquent, seuls le premier invariant du tenseur des contraintes p' et le deuxième invariant du tenseur déviatorique des contraintes q' sont considérés. Ils sont associés aux variables ε_v et ε_d respectivement et s'écrivent de la manière suivante :

$$p' = \frac{\sigma'_1 + 2\sigma'_3}{3} \quad \text{et} \quad q' = \sigma'_1 - \sigma'_3 \qquad \text{(IV-3)}$$

$$\varepsilon_v = \varepsilon_1 + 2\varepsilon_3 \quad \text{et} \quad \varepsilon_d = \frac{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)}{3} \qquad \text{(IV-4)}$$

ε_v et ε_d étant les déformations volumiques et déviatoriques respectivement.
Les contraintes effectives p' et q' sont liées aux contraintes totales par la loi de Terzaghi :

$$\begin{cases} p' = p - \Delta u \\ q' = q \end{cases} \qquad \text{(IV-5)}$$

La loi de comportement s'écrit donc sous sa forme incrémentale générale de la manière suivante :

$$d\underline{\varepsilon} = \underline{\underline{L}}^{-1}:d\underline{\sigma} \quad \text{ou} \quad \begin{bmatrix} d\varepsilon_v \\ d\varepsilon_d \end{bmatrix} = \underline{\underline{L}}^{-1}:\begin{bmatrix} dp' \\ dq \end{bmatrix} \qquad \text{(IV-6)}$$

$d\varepsilon_v$ et $d\varepsilon_d$ sont les composantes du vecteur incrément de déformations $d\underline{\varepsilon}$.
dp' et dq sont les composantes du vecteur incrément de contraintes effectives $d\underline{\sigma}'$.
Selon la formulation élastoplastique, $d\underline{\varepsilon}$ peut s'écrire :

$$d\varepsilon = d\varepsilon^e + d\varepsilon^p \qquad \text{(IV-7)}$$

où $d\underline{\varepsilon}^e$ désigne la partie élastique de $d\underline{\varepsilon}$ et $d\underline{\varepsilon}^p$ sa partie plastique.
La partie élastique est exprimée comme suit :

$$\begin{bmatrix} d\varepsilon_v^e \\ d\varepsilon_d^e \end{bmatrix} = (\underline{\underline{L}}^e)^{-1} : \begin{bmatrix} dp' \\ dq \end{bmatrix} \qquad \text{(IV-8)}$$

$\underline{\underline{L}}^e$ est la matrice de rigidité élastique. Dans le cas d'une élasticité isotrope, elle est donnée comme suit par la loi de Hooke :

$$\underline{\underline{L}}^e = \begin{bmatrix} \dfrac{E}{3(1-2\upsilon)} & 0 \\ 0 & \dfrac{3E}{2(1+\upsilon)} \end{bmatrix} \qquad \text{(IV-9)}$$

Il reste donc à relier la déformation plastique aux contraintes.

IV.2.3 DÉTERMINATION DE LA CONTRIBUTION PLASTIQUE PAR LA FORMULATION CLASSIQUE

La relation qui lie les déformations plastiques aux contraintes est établie en exprimant trois conditions, à savoir :

- <u>la condition de cohérence</u> :

$$dF(p', q, p_c) = \frac{\partial F}{\partial p'} dp' + \frac{\partial F}{\partial q} dq + \frac{\partial F}{\partial p_c} dp_c = 0 \qquad \text{(IV-10)}$$

$F(p', q', p_c)$ désigne la surface de charge ;

- <u>la règle d'écrouissage</u> :

$$dp_c = \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_v^p} d\varepsilon_v^p + \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_d^p} d\varepsilon_d^p \qquad \text{(IV-11)}$$

p_c est la variable d'écrouissage. $d\underline{\varepsilon}_v^p$ et $d\underline{\varepsilon}_d^p$ désignent les composantes du vecteur $d\underline{\varepsilon}^p$.

- la loi de normalité :

$$d\varepsilon_v^p = d\lambda \frac{\partial G}{\partial p'}$$
$$d\varepsilon_d^p = d\lambda \frac{\partial G}{\partial q} \qquad \text{(IV-12)}$$

G(p', q) est le potentiel d'écoulement. dλ étant le multiplicateur plastique.

En introduisant les équations (IV-11) et (IV-12) dans (IV-10), on obtient :

$$d\lambda = \frac{1}{h}\left(\frac{\partial F}{\partial p'}dp' + \frac{\partial F}{\partial q}dq\right) \qquad \text{(IV-13)}$$

avec
$$h = -\frac{\partial F}{\partial p_c}\left(\frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_v^p}\frac{\partial G}{\partial p'} + \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_d^p}\frac{\partial G}{\partial q}\right) \qquad \text{(IV-14)}$$

h est le module plastique.

En remplaçant dλ par sa valeur dans l'équation (IV-12), on obtient l'expression de l'inverse de la matrice plastique $(\underline{\underline{L}}^p)^{-1}$ suivante :

$$(\underline{\underline{L}}^p)^{-1} = \frac{1}{h}\begin{bmatrix} \frac{\partial G}{\partial p'} \\ \frac{\partial G}{\partial q} \end{bmatrix} \otimes \begin{bmatrix} \frac{\partial F}{\partial p'} & \frac{\partial F}{\partial q} \end{bmatrix} \qquad \text{(IV-15)}$$

avec
$$\begin{bmatrix} d\varepsilon_v^p \\ d\varepsilon_d^p \end{bmatrix} = (\underline{\underline{L}}^p)^{-1} : \begin{bmatrix} dp' \\ dq \end{bmatrix} \qquad \text{(IV-16)}$$

IV.2.4 DÉTERMINATION DE LA CONTRIBUTION PLASTIQUE EN ELASTOPLASTICITÉ GÉNÉRALISÉE

Dans le cadre de l'élastoplasticité généralisée, la règle d'écrouissage n'est pas donnée explicitement. En revanche, le module plastique h est directement postulé. Pour l'écriture de la déformation plastique, seule est nécessaire la donnée des expressions des normales à la surface de charge $\underline{n}_F$ et au potentiel plastique $\underline{n}_G$. En effet, le vecteur incrément de déformation plastique $d\underline{\varepsilon}^p$ peut aussi s'écrire :

$$d\underline{\varepsilon}^p = \frac{1}{h}\underline{n}_G(\underline{n}_F^T . d\underline{\sigma}') \qquad \text{(IV-17)}$$

IV.2.5 DÉTERMINATION DE LA MATRICE ÉLASTOPLASTIQUE

Grâce aux équations (IV-7), (IV-8) et (IV-16), la matrice élastoplastique $\underline{\underline{L}}$ s'écrit sous la forme suivante :

$$(\underline{\underline{L}})^{-1} = (\underline{\underline{L}}^{e})^{-1} + (\underline{\underline{L}}^{p})^{-1} \qquad \text{(IV-18)}$$

On en déduit son expression comme suit :

$$\underline{\underline{L}} = \underline{\underline{L}}^{e} - \frac{1}{H}(\underline{\underline{L}}^{e} : \begin{bmatrix} \frac{\partial G}{\partial p'} \\ \frac{\partial G}{\partial q} \end{bmatrix} \otimes \begin{bmatrix} \frac{\partial F}{\partial p'} & \frac{\partial F}{\partial q} \end{bmatrix} : \underline{\underline{L}}^{e}) \qquad \text{(IV-19)}$$

avec

$$H = h + \begin{bmatrix} \frac{\partial F}{\partial p'} & \frac{\partial F}{\partial q} \end{bmatrix} : \underline{\underline{L}}^{e} : \begin{bmatrix} \frac{\partial G}{\partial p'} \\ \frac{\partial G}{\partial q} \end{bmatrix} \qquad \text{(IV-20)}$$

À la différence de la formulation classique, en plasticité généralisée, les vecteurs $(\frac{\partial F}{\partial p'}, \frac{\partial F}{\partial q})$ et $(\frac{\partial G}{\partial p'}, \frac{\partial G}{\partial q})$ sont normalisés. Le module plastique h est soit postulé (plasticité généralisée), soit donné par l'équation (IV-14) (formulation classique).

IV.3. INTRODUCTION DE L'ANISOTROPIE ÉLASTIQUE

L'objet de cette partie est de proposer une méthode pour tenir compte d'une forme d'anisotropie dans l'écriture de la matrice élastique dans le cas d'un matériau anisotrope, comme c'est le cas du sable d'Hostun étudié au chapitre II. En effet, les essais ont montré qu'il existe une forme d'isotropie transverse dans le comportement élastique de ce sable.

IV.3.1 CHOIX D'UNE FORMULATION DE L'ANISOTROPIE ÉLASTIQUE

Dans un repère d'isotropie transverse (O, $\underline{e}_v$, $\underline{e}_t$, $\underline{e}_l$) dont l'axe principal est l'axe vertical $\underline{e}_v$, la loi de comportement élastique s'écrit comme suit :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{31} \\ 2\varepsilon_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_v} & \frac{-\nu_{tv}}{E_v} & \frac{-\nu_{tv}}{E_v} & & & \\ \frac{-\nu_{tv}}{E_v} & \frac{1}{E_t} & \frac{-\nu_{lt}}{E_t} & & & \\ \frac{-\nu_{tv}}{E_v} & \frac{-\nu_{lt}}{E_t} & \frac{1}{E_t} & & & \\ & & & \frac{1+\nu_{lt}}{2E_t} & & \\ & & & & \frac{1}{G_{vt}} & \\ & & & & & \frac{1}{G_{vt}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} \qquad \text{(IV-21)}$$

E_v, E_t sont les modules de Young vertical et transversal ou horizontal respectivement,
ν_{tv} est le coefficient de Poisson transversal sous chargement vertical,
ν_{lt} est le coefficient de Poisson longitudinal sous chargement transversal,
G_{vt} est le module de cisaillement vertical transverse.

Ces cinq constantes sont à déterminer expérimentalement. Néanmoins, au triaxial classique, Graham et Houlsby (1983) ont montré qu'il n'est pas possible d'identifier plus de trois constantes élastiques. Comme deux constantes sont nécessaires pour la description de la réponse élastique isotrope, cela ne permet la prise en compte que d'une seule constante pour l'incorporation d'une certaine forme d'anisotropie. Ainsi, Graham et Houlsby (1983) ont proposé de multiplier les termes de rigidité dans le plan transverse par un paramètre α. Cela permet d'écrire la matrice de rigidité tangentielle sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} dp' \\ dq \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K^* & J \\ J & 3G^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\varepsilon_v^e \\ d\varepsilon_d^e \end{pmatrix} \qquad \text{(IV-22)}$$

où K^* et G^* sont les modules de compression et de cisaillement modifiés respectivement. Les deux termes non diagonaux J traduisent le couplage existant entre les effets volumique et déviatorique. K^*, G^* et J peuvent être exprimés en fonction du module de Young modifié E^*, du coefficient de Poisson modifié ν^* et du paramètre d'anisotropie α comme suit :

$$K^* = \frac{E^*(1-\nu^*+4\alpha\nu^*+2\alpha^2)}{9(1+\nu^*)(1-2\nu^*)} \qquad \text{(IV-23)}$$

$$G^* = \frac{E^*(2 - 2\nu^* - 4\alpha\nu^* + \alpha^2)}{6(1+\nu^*)(1-2\nu^*)} \qquad \text{(IV-24)}$$

$$J = \frac{E^*(1 - \nu^* + \alpha\nu^* - \alpha^2)}{3(1+\nu^*)(1-2\nu^*)} \qquad \text{(IV-25)}$$

En comparant la matrice de rigidité de (IV-21) avec celle d'une isotropie transverse classique (IV-22), Graham et Houlsby (1983) déduisent les relations suivantes :

$$E_v = E^* \qquad \text{(IV-26)}$$

$$E_t = \alpha^2 E^* \qquad \text{(IV-27)}$$

$$G_{vt} = \frac{\alpha E^*}{2(1+\nu^*)} \qquad \text{(IV-28)}$$

$$\nu_{tv} = \frac{\nu^*}{\alpha} \qquad \text{(IV-29)}$$

$$\nu_{tt} = \nu^* \qquad \text{(IV-30)}$$

Remarquons que α^2 représente le rapport entre les modules de Young horizontal E_t et vertical E_v. α permet d'accéder à une information directe concernant le degré d'anisotropie du sol. Selon la valeur de α, trois cas sont envisageables, à savoir :

-si $\alpha < 1$, le sol est plus rigide verticalement que horizontalement ;

-si $\alpha = 1$, le sol est isotrope ;

-si $\alpha > 1$, le sol est plus rigide dans le plan horizontal que suivant l'axe vertical.

La connaissance des caractéristiques élastiques suivant une direction et du paramètre d'anisotropie α permet de déterminer tous les termes de la matrice élastique.

IV.3.2 DÉTERMINATION DU PARAMÈTRE D'ANISOTROPIE α

Ce paramètre peut être déterminé grâce à un essai triaxial classique non drainé. En effet, sous l'hypothèse d'un comportement élastique et en utilisant l'équation (IV-22), la direction des contraintes effectives est donnée par :

$$\frac{dq}{dp'} = \frac{3G^*}{K^*} = \frac{3(2 - 2\nu^* - 4\alpha\nu^* + \alpha^2)}{2(1 - \nu^* + \alpha\nu^* - \alpha^2)} \qquad \text{(IV-31)}$$

La connaissance de ce rapport nous permet la détermination de α.

α peut prendre des valeurs entre 0 et $+\infty$. Le rapport dq/dp' peut alors varier entre les valeurs 3 et -3/2 respectivement. Ces deux cas extrêmes correspondent aux chemins de contraintes q/p constant et σ_1 constant respectivement. La figure IV-1 montre l'allure des chemins de contraintes élastique en fonction des valeurs de α et de dq/dp'.

Par ailleurs, nous avons vu au chapitre II que, lors d'un essai triaxial de charge-décharge-recharge, le sol manifeste un comportement élastique sur une partie du chemin de contraintes. La pente dq/dp' du chemin élastique a été dans ce cas aisément déterminée.
Pour le sable d'Hostun, cette pente avait une valeur moyenne comprise entre 3,5 et 4,5 (selon le type d'essai utilisé pour sa détermination, voir tableau III-18). Cela donne lieu à des valeurs de α comprise entre 0,65 et 0,75 et des rapports entre les modules de Young vertical et horizontal E_v / E_t compris entre 1,77 et 2,36. A titre de comparaison, Holubec (1968) trouve pour le sable dense d'Ottawa des valeurs de ce rapport de l'ordre de 1,60 à 2,60 suivant le niveau de cisaillement choisi.
En outre, la pente dq/dp' variait au cours de l'essai. Nous avons d'ailleurs remarqué que sur la figure II-44, la pente dq/dp' tend vers la valeur 3 quand l'échantillon s'approche de son état critique. Notons que l'état critique correspond à un rapport de contraintes η constant. Cette variation a été interprétée par une sorte d'anisotropie induite qui était surtout prononcée au voisinage de l'état caractéristique. Par conséquent, le paramètre d'anisotropie α peut être considéré variable si l'on veut tenir compte de ce phénomène, auquel cas il reste à établir l'expression de variation de α.

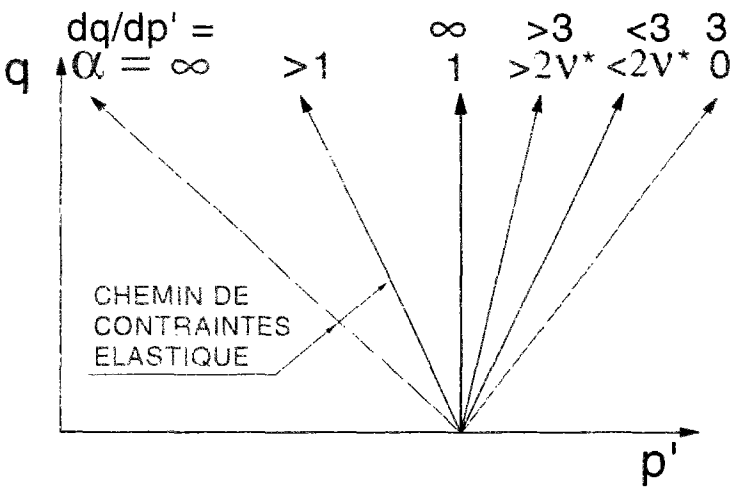


Figure IV-1 Allure des chemins de contraintes élastiques anisotropes

IV.4. MODÈLE À DOUBLE SURFACE DE CHARGE BASÉ SUR LA THÉORIE DE L'ÉLASTOPLASTICITÉ GÉNÉRALISÉE ET SUR LA DÉFINITION DU COUPLE D'ÉTAT

IV.4.1 DÉFINITION DU COUPLE D'ÉTAT

Nous avons vu au chapitre I comment la notion de paramètre et indice d'état est importante pour la mesure du comportement du sol. Cette notion nous permet de prendre en compte l'influence combinée, sur le comportement, de l'indice des vides et de la contrainte de consolidation isotrope. Ainsi, en l'introduisant dans un cadre élastoplastique de modélisation, Saïtta (1994) a montré qu'un seul jeu de paramètres est nécessaire pour simuler le comportement monotone d'un sable lâche, moyennement dense et dense. Cette idée est intéressante car elle permet de rendre les constantes du modèle indépendantes des conditions initiales, c'est-à-dire intrinsèques au matériau étudié. Le comportement réel du matériau peut ainsi être mieux approché.

Malheureusement, dans leur définition actuelle, le paramètre d'état et l'indice d'état paraissent très vite insuffisants dès que les conditions initiales admettent une donnée non nulle rattachée au déviateur de contraintes, comme c'est le cas pour une consolidation anisotrope ou pour un chargement cyclique. Cette lacune était prévisible du fait que ces paramètres n'ont été définis que dans le plan (e, p') et non dans l'espace triaxial (q, p', e). Par conséquent l'utilisation d'une telle notion dans un cadre de modélisation de comportement plus complet passe d'abord par son adaptation à des conditions initiales plus larges.

IV.4.1.1 LIMITATION DES PARAMÈTRES D'ÉTAT ACTUELS

L'indice d'état I_s introduit par Ishihara (1993) a déjà apporté une amélioration intéressante au paramètre d'état ψ défini par Been et Jefferies (1985) qui, rappelons-le, se résume dans les points suivants :

- prise en compte de l'indice des vides d'effondrement e_{eff} (Canou, 1989 ; Canou et *al.*, 1990), densité à partir de laquelle le sable admettrait une résistance résiduelle de cisaillement nulle dans un essai triaxial classique non drainé ;
- validité dans le cas de fortes contraintes de consolidation isotrope ;
- prise en compte de l'influence du mode du déposition du sable ;
- introduction de l'état quasi-stable dans la définition de I_s.

Comme le paramètre d'état, l'indice d'état I_s reste toutefois limité aux contraintes de consolidation isotropes. En effet, considérons les deux essais triaxiaux monotones MCI25201 et MCA28240 décrits au chapitre III. Les échantillons de ces deux essais, qui sont du même type (dq = 3dp), sont constitués du même sable, ont pratiquement les mêmes indices des vides (e_c=0,902 - 0,904), ont été consolidés sous la même contrainte de consolidation isotrope (σ_c=200 kPa) et ont été fabriqués selon la même procédure. Par conséquent, ils sont au même indice d'état I_s. Pourtant, comme l'échantillon MCA28240 a subi une consolidation anisotrope sous un déviateur de contraintes q_c de 240 kPa, les chemins de contraintes ne sont pas du tout homothétiques (Figure IV-2).

Dans le cas d'un chargement cyclique, nous avons vu que, toutes les autres données de l'essai étant identiques, le chemin de contraintes effectives est très influencé par l'amplitude du déviateur de contraintes fixé, dans la mesure où le nombre de cycles nécessaires pour atteindre la rupture en dépend.

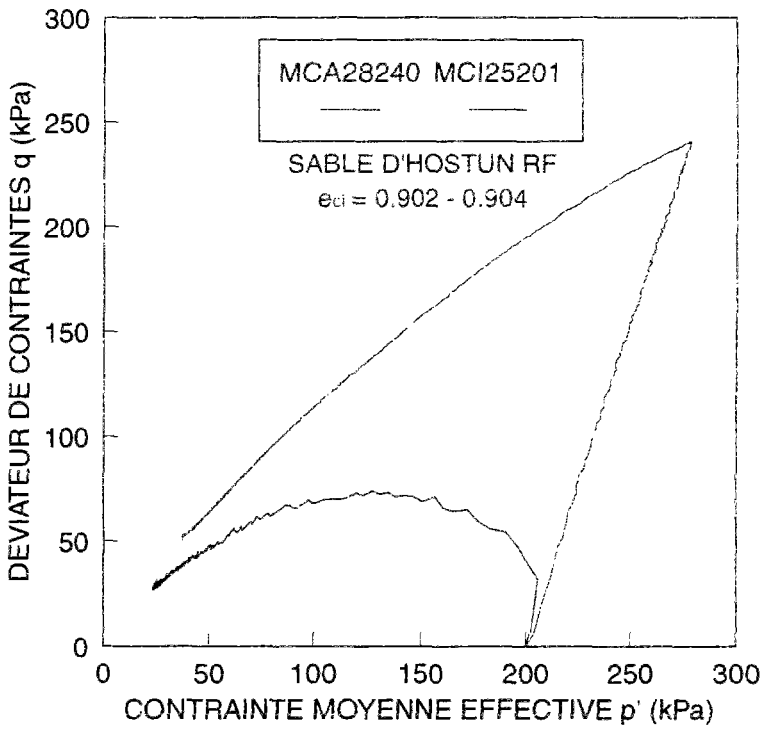


Figure IV-2 Limitation de l'indice d'état dans un essai à consolidation anisotrope

IV.4.1.2 NOUVEAUX PARAMÈTRES PROPOSÉS

L'amélioration de la notion de paramètres d'état semble devoir passer par la prise en compte de l'existence d'un déviateur initial non nul. Pour cela, nous proposons de considérer deux paramètres. L'un défini dans le plan (e, p') et l'autre dans le plan (q, p'). Ainsi tout l'espace (q, p', e) est effectivement pris en compte.

Le premier paramètre, noté I_v, est appelé indice volumique. Equivalent à I_s, il est défini dans le plan (e, p') comme suit:

$$I_v = \frac{p'_{ss}}{p'_0} \qquad \text{(IV-32)}$$

p'_{ss} est la contrainte moyenne effective de la projection du point initial sur la ligne d'état stable. p'_0 est la contrainte moyenne effective initiale.
À titre d'exemple, pour le sable de Toyoura, I_v et I_s sont liés par la relation suivante :

$$I_v = \frac{I_s}{1,6} \qquad \text{(IV-33)}$$

(D'après Ishihara (1993), $I_s = 1,6\ p'_{ss} / p'_0$).

Le deuxième paramètre, noté I_d, est l'indice déviatorique. Rattaché au plan (q, p'), il s'écrit comme suit :

$$I_d = \frac{\eta_0}{\eta_f} \qquad \text{(IV-34)}$$

η_0 désigne le rapport de contraintes initial, η_f le rapport de contraintes à l'état stable.
Ces deux indices constituent le couple d'état.

Le couple d'état résout le problème de la consolidation anisotrope. En effet, deux essais ne peuvent amener à des chemins de contraintes effectives homothétiques que s'ils ont le même couple d'état. Cependant, le problème d'un chargement cyclique est toujours posé car, quelle que soit l'amplitude du déviateur fixé (condition de chargement), l'essai peut toujours commencer au même couple d'état (conditions de mise en place). Or, pour des essais à différentes amplitudes du déviateur et au même couple d'état, le chemin de contraintes n'est le même que jusqu'à ce que l'une des bornes du chargement soit atteinte.

Pour pallier cet inconvénient, nous proposons de ne plus astreindre la notion de couple d'état seulement aux conditions initiales mais de faire en sorte qu'il soit un véritable indice qui rend compte du trajet suivi durant tout l'essai. Pour cela, il serait intéressant de

variabiliser les paramètres utilisés pour la détermination du couple d'état. Ainsi les nouvelles définitions sont :

$$\begin{cases} I_v = \dfrac{p'_s}{p'} \\ I_d = \dfrac{\eta}{\eta_f} \end{cases} \qquad \text{(IV-35)}$$

p'_s est la contrainte moyenne effective de la projection du point de charge sur la ligne d'état stable dans le plan (e, p') ou (e, lnp'). p' est la contrainte moyenne effective. η est le rapport de contraintes.

Quand le point de charge est au point initial, le couple d'état (I_v, I_d) vaut une certaine valeur initiale (I_{v0}, I_{d0}). A l'état stable, le couple d'état vaut (1, 1).

IV.4.2 DESCRIPTION DU MODÈLE PROPOSÉ

IV.4.2.1 CONTEXTE DU TRAVAIL

- Les grains sont incompressibles.
- Les déformations restent limitées.
- l'élasticité est non linéaire, de type isotrope ou isotrope transverse.
- la charge et la décharge sont élastoplastiques.
- la loi est non associée.
- une double surface de charge est considéré.
- un seul potentiel plastique est pris en compte.
- l'état stable est supposé unique.
- l'état quasi-stable est supposé valable pour toute condition initiale de mise en place.

IV.4.2.2 DÉFORMATION ÉLASTIQUE

Si le matériau est isotrope transverse, la matrice d'élasticité $\underline{\underline{L}}^e$ est déterminée grâce aux formules données par Graham et Houlsby (1983), aux équations de (IV-22) à (IV-30). S'il est isotrope, l'écriture de la loi de Hooke suffit (équation IV-9).

IV.4.2.3 DÉFORMATION PLASTIQUE

L'incrément de déformation plastique $d\underline{\varepsilon}^P$, dans un modèle à double surface de charge s'écrit, dans le cas général, comme la somme des incréments de déformations plastiques dues à chacun des deux mécanismes. Soient $d\underline{\varepsilon}_1^P$ et $d\underline{\varepsilon}_2^P$ les incréments de déformations plastiques rattachés aux surfaces de charges F1 et F2 respectivement. En fonction de l'incrément de contraintes $d\underline{\sigma}$, ils s'écrivent :

$$\begin{cases} d\underline{\varepsilon}_1^p = \dfrac{1}{h_1^2}\underline{n}_{G1}(\underline{n}_{F1}^T d\underline{\sigma}) \\ d\underline{\varepsilon}_2^p = \dfrac{1}{h_2^1}\underline{n}_{G2}(\underline{n}_{F2}^T d\underline{\sigma}) \end{cases} \qquad \text{(IV-36)}$$

h_1^2 et h_2^1 sont les modules plastiques des premier et deuxième mécanismes de plasticité, respectivement. Leurs expressions sont données dans le paragraphe IV 4.2.6.

$\underline{n}_{F1}$ et $\underline{n}_{G1}$ désignent les normales extérieures à la surface de charge et au potentiel d'ecoulement du premier mécanisme de plasticité. $\underline{n}_{F2}$ et $\underline{n}_{G2}$ sont celles du deuxième mécanisme. Comme l'on considère le même potentiel plastique G pour les deux mécanismes de plasticité, on a alors :

$$\underline{n}_{G1} = \underline{n}_{G2} = \underline{n}_G \qquad \text{(IV-37)}$$

IV.4.2.4 SURFACES DE CHARGE

À partir de résultats expérimentaux concernant la détermination de la surface de charge, Tatsuoka et *al.* (1974) proposent une forme de surface de charge pour les sables. Aussi mettent-ils en évidence l'influence de la densité du matériau sur la localisation de la surface de charge initiale dans l'espace des contraintes (Figure IV-3). En particulier, ils montrent que le domaine élastique (la taille de la surface) est d'autant plus réduit que le sable est dense. En outre, cette surface admet une tangente à la rupture constante (elle ne varie pas avec l'écrouissage).

À l'issue de ces observations, nous proposons que la première surface de charge F1 soit fermée et qu'elle dépende de la densité.

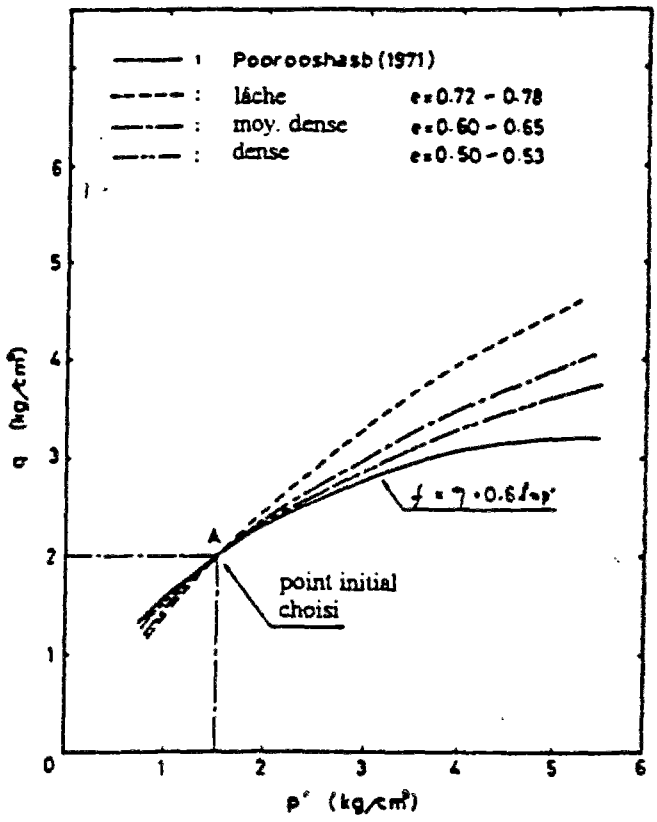


Figure IV- 3 Allure de la surface de charge expérimentale, d'après Tatsuoka et *al.* (1974)

IV.4.2.4.1 EXPRESSIONS ANALYTIQUES

La surface de charge F1, dont l'allure est représentée sur la figure IV-4, a pour équation :

$$F_1 = (I_d)^2 + \left(\frac{p'}{p_c}\right)^{2n} - 1 = 0 \qquad \text{(IV-38)}$$

avec $$I_d = \frac{\eta}{\eta_f} \qquad \text{(IV-39)}$$

I_d est le deuxième composant du couple d'état, η_f est la pente de l'état stable dans le plan des contraintes (q,p') et p_c est le paramètre d'écrouissage. n est un paramètre qui dépend de la densité initiale. Sous une forme simple, il peut s'écrire :

$$\begin{cases} n = n_0 \dfrac{e}{e_{eff}} & pour \quad e \leq e_{eff} \\ n = n_0 & pour \quad e \geq e_{eff} \end{cases} \qquad \text{(IV-40)}$$

e est l'indice des vides initial. e_{eff} est l'indice des vides à partir duquel la résistance résiduelle d'un échantillon de sable est nulle dans un essai de liquéfaction. n_0 est un paramètre du modèle.

Les composantes du vecteur unitaire $\underline{n}_{F1}$ normal à la surface F1 sont :

$$\begin{cases} n_{F1}^{p} = \dfrac{n - (n+1)I_d^2}{\sqrt{\left(n - (n+1)I_d^2\right)^2 + \left(\dfrac{I_d}{\eta_f}\right)^2}} \\ n_{F1}^{q} = \dfrac{I_d}{\eta_f \sqrt{\left(n - (n+1)I_d^2\right)^2 + \left(\dfrac{I_d}{\eta_f}\right)^2}} \end{cases} \qquad \text{(IV-41)}$$

La deuxième surface de charge F2 est de type « surface déviatorique de Vermeer ». Elle est de la forme :

$$F2 = I_d - I_d^0 = 0 \qquad \text{(IV-42)}$$

$$I_d^0 = \frac{\eta^0}{\eta_f} \qquad \text{(IV-43)}$$

I_d^0 est la variable d'écrouissage. Dans un essai de charge-décharge, η^0 correspond au rapport de contraintes maximal atteint avant la décharge, I_d^0 est la valeur de l'indice déviatorique d'état maximal atteint avant la décharge. Le vecteur unitaire normal $\underline{n}_{F2}$ a pour composantes :

$$\begin{cases} n_{F2}^{p} = \dfrac{-I_d}{\sqrt{\dfrac{1}{\eta_f^2} + I_d^2}} \\ n_{F2}^{q} = \dfrac{1/\eta_f}{\sqrt{\dfrac{1}{\eta_f^2} + I_d^2}} \end{cases} \qquad \text{(IV-44)}$$

Le choix de telles surfaces de charge présente plusieurs avantages. En effet, la considération d'une double surface de charge permet de tenir compte de la direction du chargement. En outre, les expressions de ces surfaces restent simples. Par ailleurs, conformément aux résultats expérimentaux de Tatsuoka et *al.* (1974), l'introduction de l'influence de la densité directement dans l'expression de la surface de charge F1 (Figure IV-5) ainsi qu'un tel choix d'écrouissage (Figure IV-6) sont réalistes. Cela contribuera, comme nous le verrons plus loin, à disposer d'un même jeu de paramètres du modèle quel que soit l'état initial du massif considéré.

Le plus simple aurait été peut-être de ne considérer que la surface de charge F1. Mais le choix d'un modèle à double surface était surtout conditionné par la formulation des modules plastiques qui nécessite, d'une part, la donnée d'une direction de chargement quand le point courant est à l'intérieur de la surface F1 et, d'autre part, la prise en compte d'un critère de charge type $d|\eta|>0$. C'est surtout là où réside l'avantage de la surface F2.

IV.4.2.4.2 CRITERES DE CHARGE

Dans le cas d'un écrouissage positif, le critère de charge s'écrit :

$$\underline{n}_F^T d\underline{\sigma} > 0 \qquad \text{(IV-45)}$$

Pour la deuxième surface, ce critère peut aussi s'écrire :

$$\underline{n}_{F2}^T d\underline{\sigma} = \frac{1/\eta_f}{\sqrt{\dfrac{1}{\eta_f^2} + I_d^2}}\left(-\eta dp' + dq\right) = \frac{p'/\eta_f}{\sqrt{\dfrac{1}{\eta_f^2} + I_d^2}} d\eta > 0 \qquad \text{(IV-46)}$$

Comme p' est toujours positive, on peut déduire :

$$\underline{n}_{F2}^T d\underline{\sigma} > 0 \Leftrightarrow dI_d > 0 \qquad \text{(IV-47)}$$

Remarque :

En tridimensionnel, le critère de charge ci-dessus peut aussi s'écrire :

$$d\eta > 0 \qquad \text{(IV-48)}$$

Mais, dans le plan du triaxial, η et η_f sont négatifs en extension. C'est pourquoi il est plus général d'exprimer toutes les relations en fonction de I_d, qui reste toujours positif.

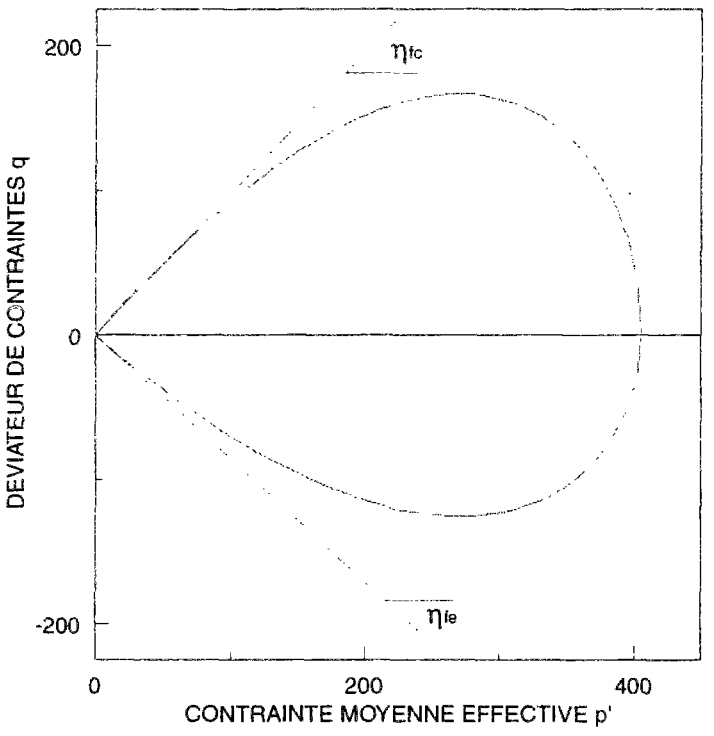


Figure IV-4 Allure de la surface de charge F1

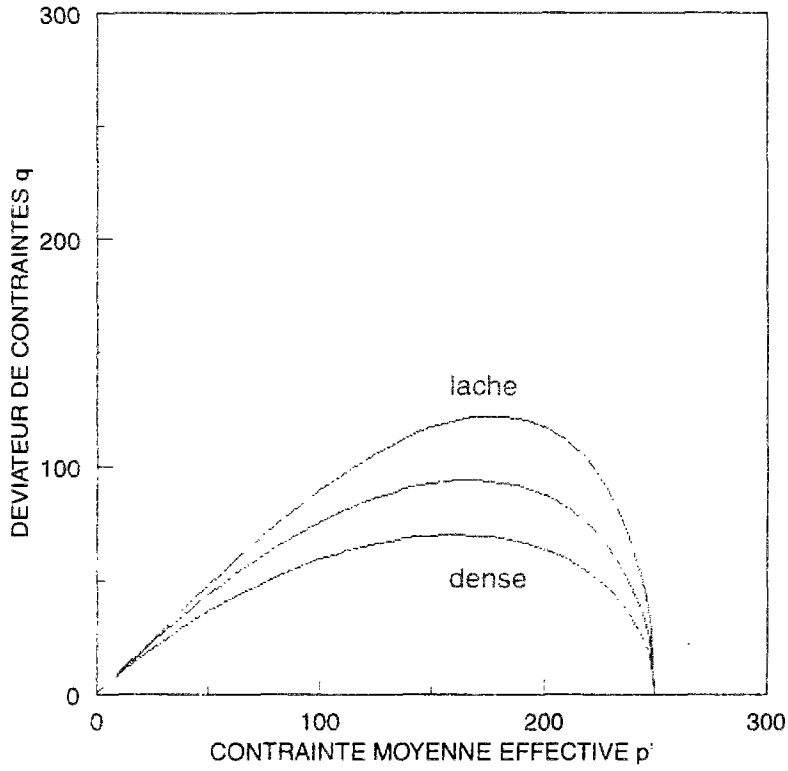


Figure IV-5 Influence de la densité sur la surface de charge F1

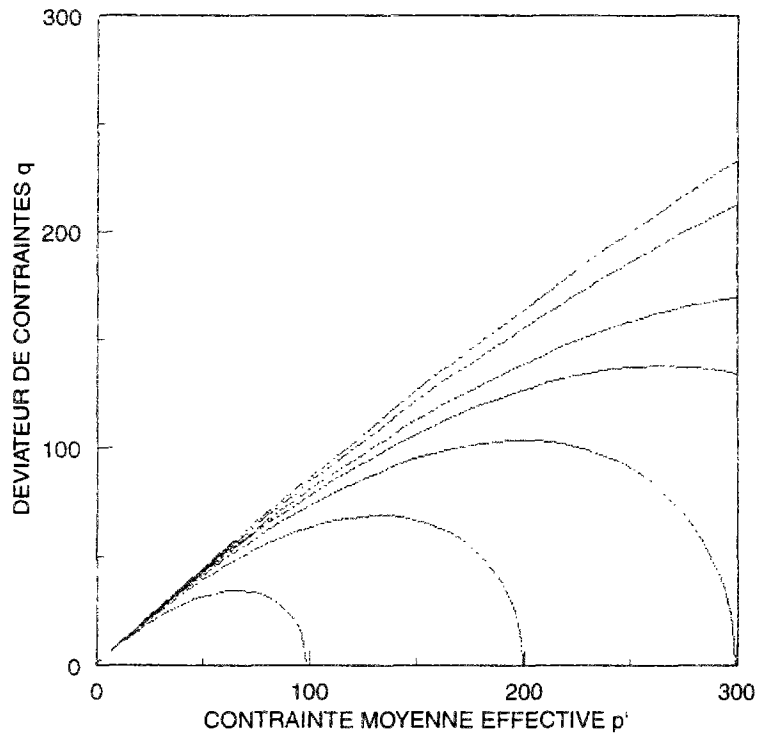


Figure IV-6 Influence de l'écrouissage sur la surface de charge F1

IV.4.2.5 LOI ET DIRECTIONS D'ÉCOULEMENT

Sur la base de différents travaux expérimentaux (Stroud, 1971; Lanier et *al.*, 1991), la dilatance d (équivalente à la loi d'écoulement, voir chapitre II) est supposée ne dépendre que de l'état de contrainte. Ainsi, sous sa forme générale, d peut s'écrire :

$$d = f(\eta) \qquad \text{(IV-49)}$$

La fonction $f(\eta)$ peut être approchée à partir d'observations expérimentales. En effet, la figure IV-7 présente les courbes de variation de la dilatance d en fonction du rapport de contraintes η, paramétrées par la contrainte de consolidation σ_c, d'après Touati (1982). Nous remarquons que ces courbes ont la même forme. De plus, la courbure est d'autant plus importante que σ_c est grande et que donc le sable est contractant. Par analogie entre l'effet du niveau de consolidation et celui de la densité sur le comportement des sables, on peut supposer que la courbure augmente quand la densité diminue. A l'issue de ces remarques, nous suggérons l'expression suivante de la dilatance d :

$$d = e\,(\eta_c^{\,2} - \eta^2) \qquad \text{(IV-50)}$$

η_c est la valeur du rapport des contraintes effectives à l'état caractéristique, e est l'indice des vides initial. Cette expression de la dilatance approche d'une manière satisfaisante la forme observée expérimentalement, comme le montrent les figures IV-7 et IV-8. Cela correspond au vecteur unitaire $\underline{n}_G$, normal au potentiel d'écoulement, suivant :

$$\begin{cases} n_{Gp} = \dfrac{d}{\sqrt{1+d^2}} \\ n_{Gq} = \dfrac{1}{\sqrt{1+d^2}} \end{cases} \qquad \text{(IV-51)}$$

Ces vecteurs unitaires permettent la détermination du potentiel plastique associé G(q, p') dont l'allure est représentée à la figure IV-9.

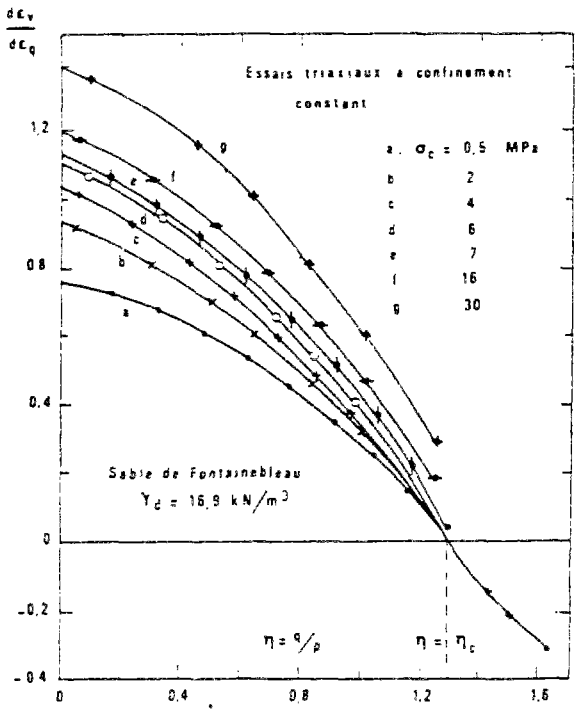


Figure IV-7 Courbes expérimentales de dilatance, d'après Touati (1982)

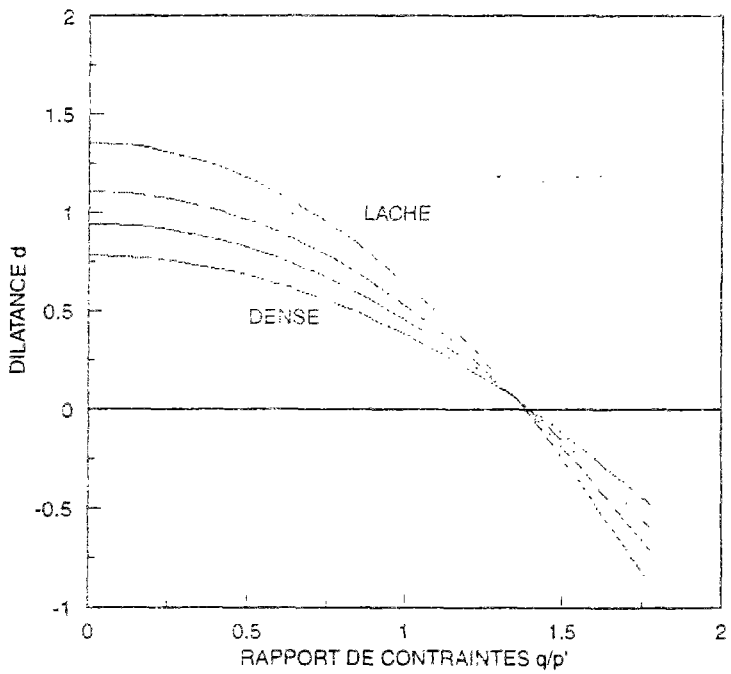


Figure IV-8 Courbes de dilatance en fonction de la densité

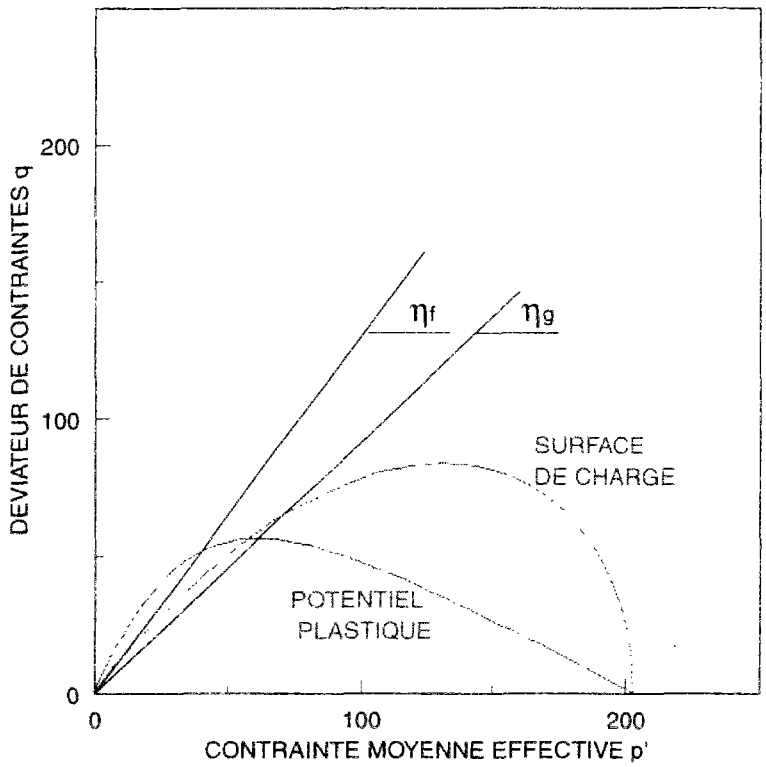


Figure IV-9 Allure du potentiel d'écoulement utilisé

IV.4.2.6 EXPRESSIONS DES MODULES PLASTIQUES

Les modules plastiques h_1^2 et h_2^1 correspondant à chacun des deux mécanismes de plasticité (équation IV-36) sont proposés sous la forme suivante :

$$\begin{cases} h_1^2 = h_1 \left\| h_1 \underline{n}_{F2} + h_2 \underline{n}_{F1} \right\| \\ h_2^1 = h_2 \left\| h_1 \underline{n}_{F2} + h_2 \underline{n}_{F1} \right\| \end{cases} \qquad \text{(IV- 52)}$$

Cette forme d'expression facilitera, comme nous le verrons au paragraphe 4.2.8, l'écriture de la déformation plastique totale. Elle a aussi l'avantage d'incorporer une forme de couplage entre les deux mécanismes de plasticité.

Les variables h_1 et h_2 sont données en fonction du couple d'état (I_v, I_d) comme suit :

$$\begin{cases} h_1 = h_1^0 p' I(t) \\ h_2 = h_2^0 D(I_d^0)(h_v + h_d) \end{cases} \qquad \text{(IV-53)}$$

avec
$$\begin{cases} h_v = I_v \\ h_d = h_d^0\left(\dfrac{\eta_c}{\eta_f} - I_d^2\right) \\ D(I_d^0) = (1-(I_d^0)^2) \end{cases} \qquad \text{(IV-54)}$$

I(t) est une fonction d'extrapolation qui informe de la distance parcourue à l'intérieur de la surface F1 par rapport à cette surface et que nous définirons dans ce qui suit. Elle rend compte de l'histoire du matériau par rapport à la surface F1.

I_d^0 est la valeur de I_d au début de la décharge à partir de la surface F2. Si $I_d \geq I_d^0$, alors I_d^0 prend la valeur de I_d. La fonction $D(I_d^0)$ permet de rendre compte de la distance parcourue par rapport à la surface F2. À l'approche de l'état stable, cette fonction tend vers zéro. Cela permet la simulation d'un écoulement plastique puisque, dans ce cas les déformations plastiques tendent vers l'infini.

h_1^0, h_2^0, h_d^0 sont des paramètres du modèle.

IV.4.2.7 CARACTÉRISATION DE L'EXTRAPOLATION

Sur la base du concept de surface frontière (Dafalias et Herrmann, 1978), comme cela a été exposé au chapitre II, la caractérisation de l'extrapolation passe par la donnée d'un point de référence, d'un point image, d'une règle et d'une fonction d'extrapolation et des directions de chargement et d'écoulement. Dans notre cas, la direction de chargement n'est pas obtenue par extrapolation mais elle est donnée directement par la surface de charge F2. Comme la loi d'écoulement ne dépend que du rapport de contraintes η, la direction d'écoulement est calculée directement au point de charge.

Nous proposons de prendre comme point de référence M_R le dernier point au-delà duquel une charge ou une décharge est effectuée (à partir de la surface F1 ou F2). Le point image M_I est l'intersection entre la surface frontière F1 et la droite passant par le point de charge M et de pente, la pente élastique due à l'isotropie transverse du matériau (chapitre II). S'il s'agit d'un matériau isotrope, il suffit de considérer la droite verticale passant par le point de charge. La figure IV-10 montre quelques exemples de détermination des points de référence et d'image selon le type de chargement.

La règle d'extrapolation proposée s'écrit :

$$t = \frac{\eta - \eta_R}{\eta_I - \eta_R} \qquad \text{(IV-55)}$$

η, η_R, et η_I sont les rapports de contraintes aux points M, M_R et M_I respectivement.

En général, la fonction d'extrapolation I(t) a pour rôle de quantifier l'amplitude des déformations plastiques à l'intérieur de la surface frontière, en écrivant que le module plastique au point de charge M est une fraction du module plastique à un point image M_I situé sur la surface frontière. Dans notre cas, ce n'est plus le module plastique en entier qui est concerné par cette extrapolation mais uniquement la variable h_1 car l'influence de la surface F1 sur le comportement ultérieur modélisé du matériau a été incorporée dans cette variable. La fonction I(t) doit répondre à certaines conditions, à savoir :

- I(t) = 1 quand M = M_I, c'est-à-dire pour t=1 ;
- I(t) est décroissante à partir du point de référence M_R (t = 0) jusqu'au point image M_I (t=1).

D'où le choix de la fonction suivante :

$$I(t) = \left(\frac{2}{1+t}\right)^{\gamma} \qquad \text{(IV-56)}$$

γ est un paramètre du modèle qui permet de contrôler l'amplitude des déformations irréversibles à la décharge de la surface frontière F1. Sa mise en jeu est indépendante du type de chargement (monotone ou cyclique). Il est pris en considération dès que le point de charge est à l'intérieur de la surface F1. Cette dernière devient ainsi une surface frontière.
Ce choix d'expression permet de disposer d'une fonction bornée quelle que soit t, cela évite tout problème numérique pouvant résulter d'une valeur indéfinie comme c'est le cas de la fonction $\left(\frac{1}{t}\right)^{\gamma}$, utilisé dans plusieurs modèles (Zienkiewicz et *al.* 1985; Pastor et *al.*, 1985).

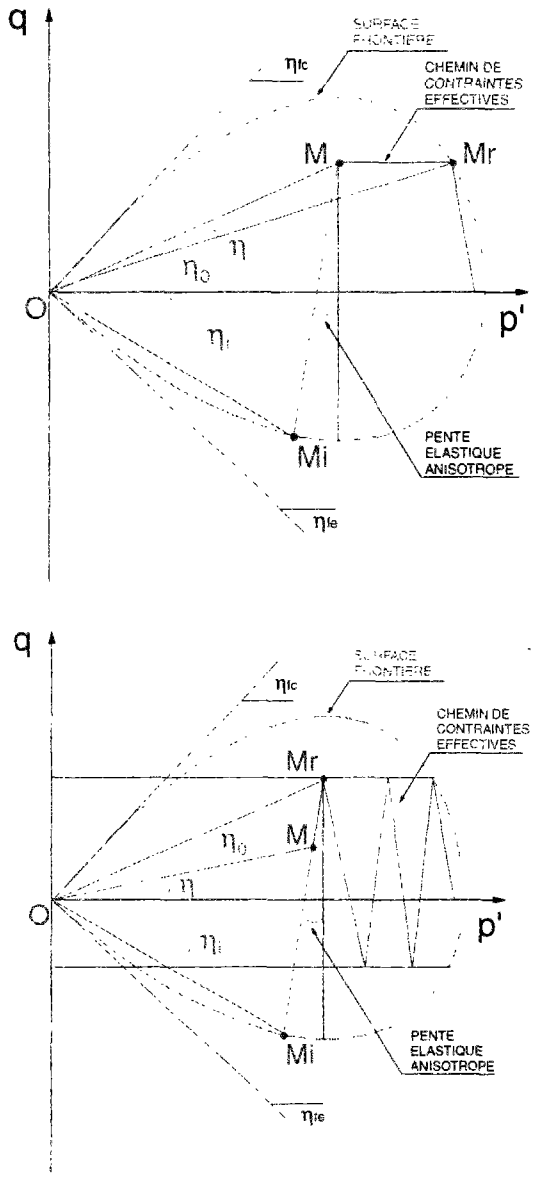


Figure IV-10 Exemples de détermination des points nécessaires à l'extrapolation

IV.4.2.8 ÉCRITURE DE LA DÉFORMATION PLASTIQUE

L'écriture de la déformation plastique totale dépend de la nature du chargement et donc de l'écrouissage de chacune des surfaces. Dans le plan des contraintes, nous considérons quatre zones (Figue IV-11) :

Zone 1 : $\underline{n}_{F1}^{T} d\underline{\sigma} \geq 0$ et $\underline{n}_{F2}^{T} d\underline{\sigma} \geq 0$

Les deux surfaces s'écrouissent, l'incrément de déformation plastique totale s'écrit :

$$d\underline{\varepsilon}^P = d\underline{\varepsilon}_1^P + d\underline{\varepsilon}_2^P = \frac{1}{h_1 h_2}\underline{n}_G\left(\underline{n}^T d\underline{\sigma}\right) \qquad \text{(IV-57)}$$

avec $\underline{n} = \dfrac{h_2\underline{n}_{F1} + h_1\underline{n}_{F2}}{\left\|h_2\underline{n}_{F1} + h_1\underline{n}_{F2}\right\|}$, vecteur unitaire total.

Zone 2 : $\underline{n}_{F1}^T d\underline{\sigma} < 0$ et $\underline{n}_{F2}^T d\underline{\sigma} \geq 0$

Le point courant est à l'intérieur de la surface de charge F1. La normale $\underline{n}_{F1}$ n'est pas prise en compte. Mais la surface F2 s'écrouit continuellement et seule la déformation plastique due à F2 intervient, d'où :

$$\underline{n} = \underline{n}_{F2} \qquad \text{(IV-58)}$$

$$d\underline{\varepsilon}^P = d\varepsilon_2^P = \frac{1}{h_1 h_2}\underline{n}_G\left(\underline{n}_{F2}^T d\underline{\sigma}\right) \qquad \text{(IV-59)}$$

Zone 3 : $\underline{n}_{F1}^T d\underline{\sigma} < 0$ et $\underline{n}_{F2}^T d\underline{\sigma} < 0$

Le point de charge est à l'intérieur des deux surfaces. La déformation plastique est due à un mécanisme de plasticité F'2 équivalent au mécanisme F2 et qui s'active à la décharge de la surface F2 (Figure IV-12), d'où :

$$\underline{n}'_{F2} = -\underline{n}_{F2}\ ,\ \underline{n}'_G = \begin{pmatrix} n_{Gp} \\ -n_{Gq} \end{pmatrix} \qquad \text{(IV-60)}$$

$$d\underline{\varepsilon}^P = d\varepsilon'^P_2 = \frac{1}{h_1 h_2}\underline{n}'_G\left(\underline{n}'^T_{F2} d\underline{\sigma}\right) \qquad \text{(IV-61)}$$

Zone 4 : $\underline{n}_{F1}^T d\underline{\sigma} \geq 0$ et $\underline{n}_{F2}^T d\underline{\sigma} < 0$

Le point de charge est sur la surface F1 mais à l'intérieur de la surface F2. La déformation plastique est alors causée par le mécanisme F1 et celui de la décharge F'2, d'où :

$$\underline{n}' = \frac{h_2\underline{n}_{F1} - h_1\underline{n}_{F2}}{\left\|h_2\underline{n}_{F1} - h_1\underline{n}_{F2}\right\|} \qquad \text{(IV-62)}$$

$$d\underline{\varepsilon}^P = d\underline{\varepsilon}_1^P + d\underline{\varepsilon}'^P_2 = \frac{1}{h_1 h_2}\underline{n}_G\left(\underline{n}'^T d\underline{\sigma}\right) \qquad \text{(IV-63)}$$

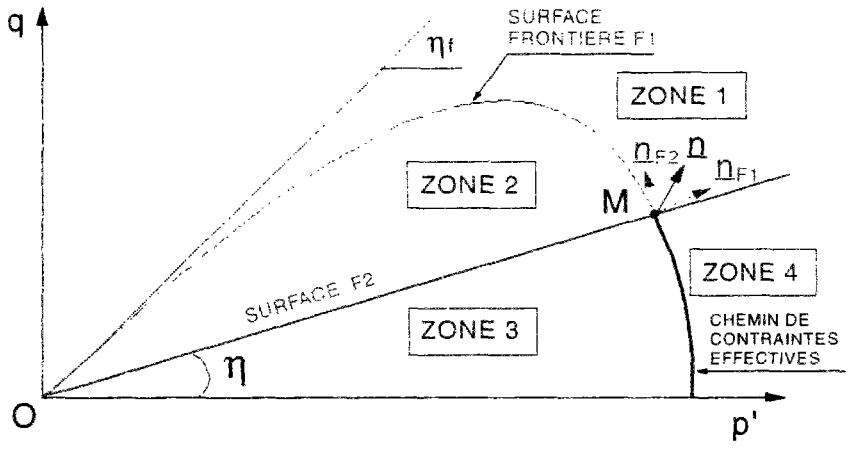


Figure IV-11 Différentes zones de chargement

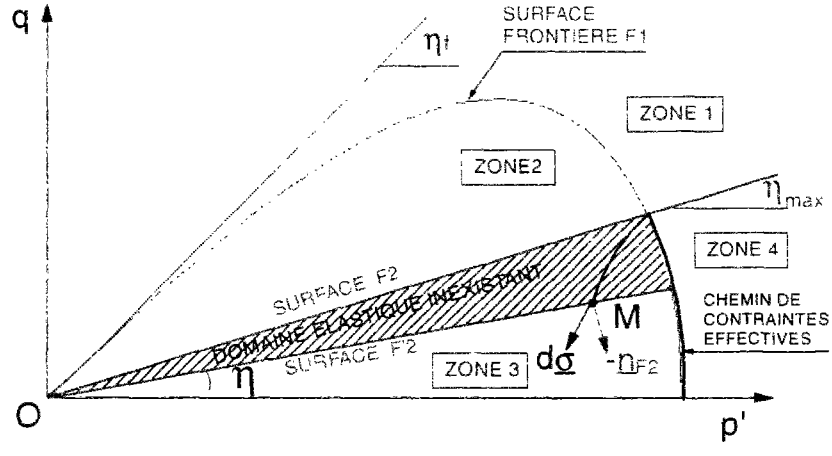


Figure IV-12 Mécanisme de décharge à l'intérieur des deux surfaces de charge

IV.4.3 PARAMÈTRES DU MODÈLE

Les paramètres du modèle sont décomposés en une partie issue de la théorie de l'état critique et une autre rattachée aux modules plastiques et à la surface de charge.

De la théorie de l'état critique sont issus les paramètres suivant :

- les constantes élastiques E (module de Young) et ν (coefficient de Poisson) pour une élasticité isotrope. Si le matériau est supposé isotrope transverse, un paramètre

supplémentaire est à considérer, soit α, dont le carré représente le rapport entre les modules de Young vertical E_v et horizontal E_t (équation IV-26). Dans les sols il est plus pratique de considérer, au lieu du module de Young E, le paramètre κ (pente élastique dans le plan (e, lnp') pour un essai de compression isotrope) en identifiant les modules de compression trouvés dans chaque cas pour ce type d'essais ;

- η_f, qui est la pente de la droite d'état stable dans le plan (q, p') ;
- λ et e_{eff}, paramètres qui définissent la droite d'état stable dans le plan (e, lnp'). λ est sa pente et e_{eff} l'ordonnée à l'origine ;
- η_c, la pente de la droite d'état caractéristique dans le plan (q, p'). Comme nous supposons l'existence d'un état quasi-stable ou état caractéristique quelque soit l'état du sol, nous proposons de considérer que la pente η_c dépend des conditions initiales de la manière suivante :

$$\begin{cases} \eta_c = \eta_f - (\eta_f - \eta_c^0) I_{v0} & I_{v0} \leq 1 \\ \eta_c = \eta_c^0 & I_{v0} \geq 1 \end{cases} \qquad \text{(IV-64)}$$

I_{v0} est la valeur initiale de l'indice d'état volumique. Nous suposons donc qu'à partir d'une certaine densité, pour une consolidation donnée, cette pente ne varie plus.
Le paramètre représentant l'état caractéristique sera η_c^0. Il correspond à la pente de l'état caractéristique pour un sable très dense.

Ces paramètres peuvent tous être déterminés à partir d'essais triaxiaux classiques. Les paramètres élastiques nécessitent un essai triaxial monotone avec une décharge-recharge durant la première phase de cisaillement. Concernant l'état stable, il est préférable de disposer d'un minimum de trois résultats d'essais triaxiaux effectués sur des sables lâches de différents états initiaux, avec un essai présentant une résistance résiduelle nulle. Les pentes η_c^0 et η_f peuvent être calées sur des essais triaxiaux réalisés sur des sables dense et lâche.

Les autres paramètres sont :

- n_0, rattaché à la surface de charge F1. Il contrôle surtout la valeur du déviateur maximal dans un essai d'effondrement. n_0 joue sur la forme de la surface F1. L'observation expérimentale montre que la surface de charge a plutôt la forme d'une ellipse dont l'axe principal coïncide avec l'axe p' dans le plan (q, p'). Par conséquent, n_0 doit rester inférieur ou égal à 1 (c'est le cas limite où les deux rayons de l'ellipse sont égaux) ;

- γ paramètre issu du concept de la surface frontière. Plus la valeur de γ est élevé, important est le niveau de plastification à l'intérieur de la surface de charge F1. Quoique γ intervient même sur un chemin monotone, seul le chemin cyclique y est très sensible ;
- h_1^0, h_2^0, h_d^0, constantes liées aux modules plastiques. h_d^0 Contrôle l'envergure du domaine dilatant. Pour éviter tout écrouissage négative, le module plastique devrait rester toujours positif. Par conséquent et d'après les équations (IV-53) et (IV-54) :

$$I_v + h_d^0\left(\frac{\eta_c}{\eta_f} - I_d^2\right) > 0 \qquad \text{(IV-65)}$$

Le deuxième terme de cette équation devient négatif pour des valeurs de rapport de contraintes η supérieures à η_c avec h_d^0 positif, c'est à dire quand le point de charge se trouve dans le domaine dilatant. En outre, à partir de ce moment, I_v devient décroissante jusqu'à tendre vers 1 à l'approche de l'état stable où η tend vers η_f. A cet état, nous avons :

$$1 + h_d^0\left(\frac{\eta_c}{\eta_f} - 1\right) > 0 \qquad \text{(IV-66)}$$

Comme h_d^0 est constant quel que soit l'état initial du sol, la pente η_c est prise égal à sa plus petite valeur, soit η_c^0.

D'où :

$$0 < h_d^0 < \frac{\eta_f}{\eta_f - \eta_c^0} \qquad \text{(IV-67)}$$

Concernant le choix de h_1^0 et de h_2^0, il est fixé en écrivant que le module plastique total doit respecter la forme obtenue dans un chargement de compression hydrostatique, soit le module plastique de la zone 1 (équation IV-57) :

$$h_1 h_2 = h_1^0 h_2^0\left(I_v + h_d^0\frac{\eta_c}{\eta_f}\right) = \frac{1+e_0}{\lambda - k} \qquad \text{(IV-68)}$$

Or, dans un essai de compression hydrostatique, I_v reste constant et égal à sa valeur initiale. D'où :

$$h_1^0 h_2^0 = \frac{1+e_0}{(\lambda - k)\left(I_v^0 + h_d^0 \dfrac{\eta_c}{\eta_f}\right)} \qquad \text{(IV-69)}$$

Le produit des paramètres h_1^0 et h_2^0 dépend de l'état initial. Cette égalité est en particulier valable pour la ligne de consolidation isotrope correspondant à $I_v^0=0$, c'est à dire la ligne de consolidation correspondant à l'état le plus lâche du matériau (voir la définition de l'indice d'état volumique et de l'indice d'état d'Ishihara, 1993). Cet état offre la valeur maximale pour ce produit. D'où :

$$\left(h_1^0 h_2^0\right)_{max} = \frac{1+e_{eff}}{(\lambda - k)h_d^0} \qquad \text{(IV-70)}$$

Dans ce modèle, h_1^0 et h_2^0 sont considérés constants. Cette majoration peut être alors utilisée comme une valeur indicative dans le choix de ces paramètres. Par conséquent, on supposera que, pour tout chargement et tout état du sol, ces paramètres doivent respecter l'inégalité suivante :

$$h_1^0 h_2^0 \leq \frac{1+e_{eff}}{(\lambda - k)h_d^0} \qquad \text{(IV-71)}$$

Pour caler les paramètres n_0, γ, h_1^0, h_2^0 et h_d^0, il est souhaitable de disposer d'au moins un essai monotone de liquéfaction avec résistance résiduelle nulle et d'un essai d'effondrement cyclique.

En résumé, les paramètres du modèle à déterminer sont :

- κ, ν (+α si élasticité anisotrope);
- λ, e_{eff};
- η_c^0, η_f;
- n_0, γ, h_d^0, h_1^0 et h_2^0.

IV.5. ÉVALUATION QUALITATIVE DU MODÈLE

L'évaluation qualitative du modèle permet de montrer les traits généraux de comportement observés à partir de simulations d'essais triaxiaux obtenues par le modèle proposé. En particulier, elle permet de mettre en évidence la capacité du modèle à prendre en compte les différents facteurs ayant une influence sur le comportement des matériaux granulaires avec les possibilités qu'offre l'introduction de la notion du couple d'état, ainsi qu'à évaluer le potentiel de liquéfaction dans les sables lâches sous chargement monotone et cyclique. Les simulations concernent un sable donné, dont les paramètres sont indiqués dans le tableau IV-1. L'élasticité est considérée comme isotrope.

Tableau IV-1 Valeurs des paramètres du modèle utilisées pour son évaluation qualitative

paramètres	λ	ν	κ	η_f	η^0_c	e_{eff}	h^0_1	h^0_2	h^0_d	n_0	γ
valeurs	0,05	0,3	0,02	1,2	0,9	1	4	4	1	0,5	10

IV.5.1 SIMULATIONS D'ESSAIS MONOTONES NON DRAINÉS

IV.5.1.1 À INDICE DES VIDES CONSTANT

Il s'agit de l'évaluation de l'influence de la contrainte de consolidation isotrope. Tous les autres paramètres restent constants. Dans le cas d'un sable lâche et comme illustré à la figure IV-13, le modèle simule des essais d'effondrement avec un état quasi-stable non nul. Il est en particulier intéressant de remarquer que, comme le prévoit la définition même de l'état quasi-stable, le point de contrainte à cet état dépend de la contrainte de consolidation. Cependant, l'état stable n'est pas observé car il n'est atteint qu'en grandes déformations alors que les simulations obtenues sont réalisées sous l'hypothèse de petites et moyennes déformations.

La figure IV-14 montre que, pour des simulations effectuées sur sable très lâche ($e \geq e_{eff}$), on obtient un effondrement total ou liquéfaction. Dans ce cas, le matériau admet un état quasi stable nul quelle que soit la contrainte de consolidation. Cela est rendu possible grâce au fait, d'une part, que pour le même indice des vides les surfaces de charge intiales, pour différentes contraintes de consolidation, sont homothétiques et, d'autre part, que l'indice volumique d'état I_v (qui intervient dans le calcul du module plastique) pour un $e \geq e_{eff}$ reste nul durant toutes variations de la contrainte moyenne effective (donc le même

pour toute contrainte de consolidation). Quand $e \leq e_{eff}$, l'entité p_s qui intervient dans le calcul de I_v est constante. Néanmoins, I_v varie avec la contrainte moyenne effective p' ($I_v = p_s/p'$). C'est pourquoi le point d'état quasi-stable obtenu n'est pas unique.

Aussi, notons que, le modèle prédit la droite d'effondrement, qui constitue le critère d'instabilité des sables lâches dans un essai non drainé à σ_3 constante. Néanmoins, comme le point de minimum de résistance n'est pas unique, elle n'est prédite que sous l'hypothèse qu'elle joint les pics des chemins de contraintes au plus petit minimum de résistance (et non au point résiduel unique) obtenu en variant la contrainte de consolidation selon les suggestions proposées au chapitre III.

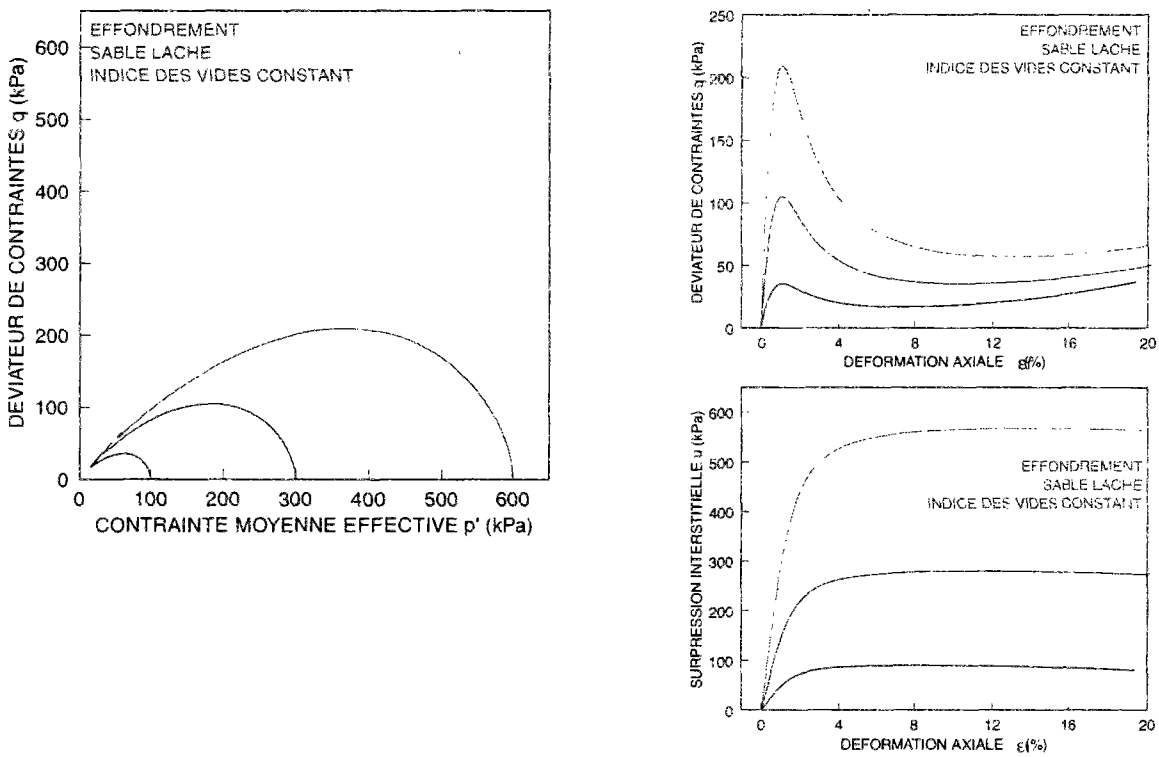


Figure IV-13 Simulations d'essais d'effondrement

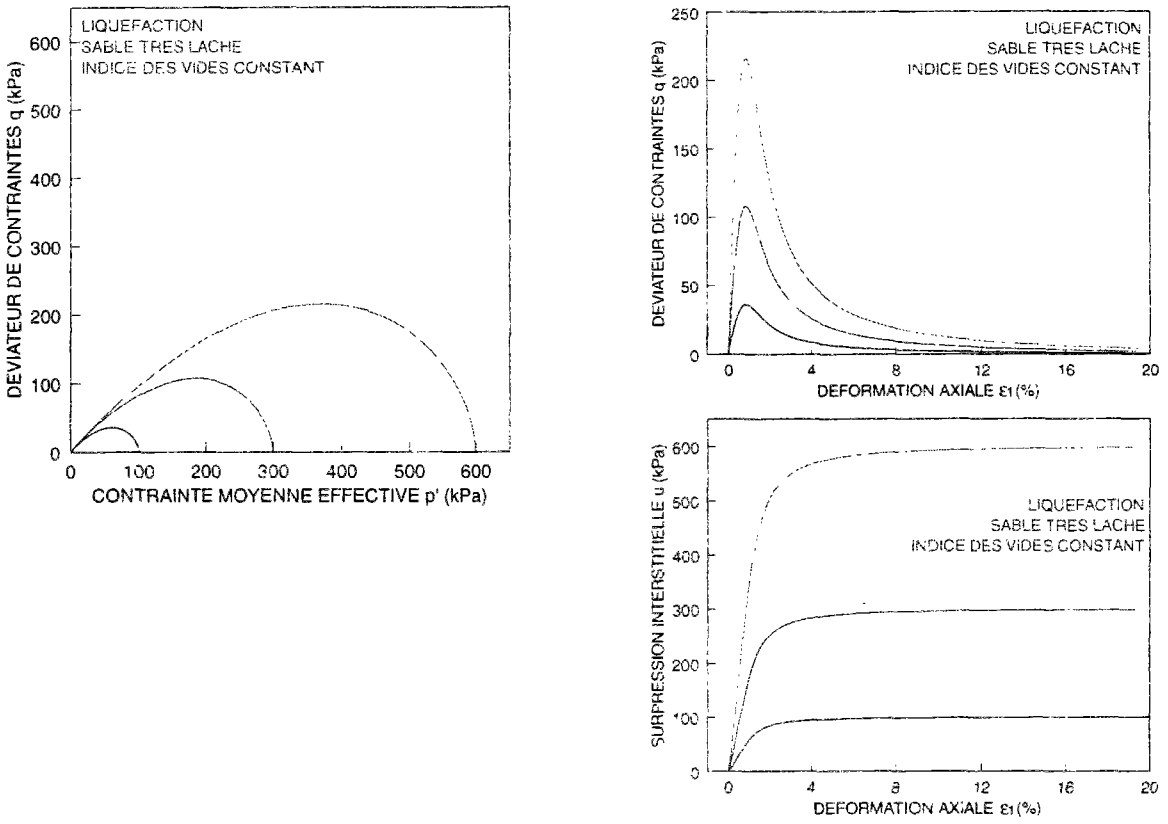


Figure IV-14 Simulations d'essais de liquéfaction

Concernant l'influence du niveau de consolidation isotrope sur le comportement des sables denses, la figure IV-15 montre des simulations obtenues pour des faibles et fortes contraintes de consolidation, mettant ainsi en application le diagramme de comportement proposé au chapitre III pour illustrer les différentes zones de comportement d'un matériau granulaire à l'essai triaxial. En effet, quel que soit son état, un sable peut montrer ou non une perte de résistance avant d'atteindre son domaine dilatant selon l'importance du niveau de consolidation. Le passage au domaine dilatant (état caractéristique) est reproduit grâce au choix de la loi d'écoulement qui introduit le paramètre η_c

IV.5.1.2 INFLUENCE DE LA CONSOLIDATION ANISOTROPE

L'influence de la consolidation anisotrope est reproduite à partir de simulations d'essais réalisés sur sable très lâche à la même densité et à la même contrainte de consolidation isotrope, drainés à différents niveaux de déviateur, puis non drainés jusqu'à un certain niveau de déformation axiale. La figure IV-16 montre que, pour de faibles niveaux de déviateur initial, la résistance au cisaillement continue d'augmenter avant de chuter à cause de l'effondrement. Pour de fortes consolidations anisotropes, le modèle reproduit bien la

chute immédiate observée expérimentalement dans de telles conditions de drainage et de densité.

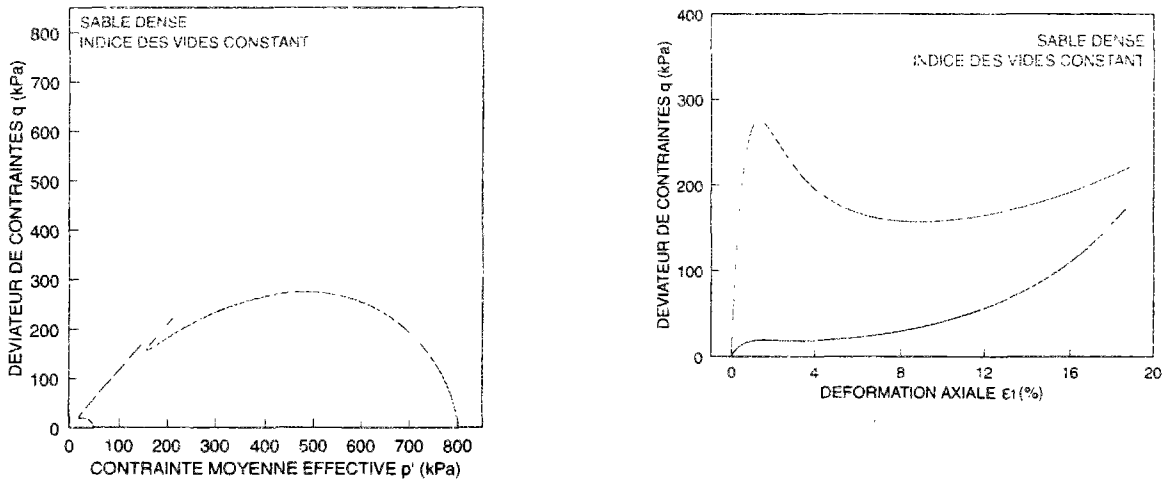


Figure IV-15 Simulations de l'influence de la consolidation sur le comportement d'un sable dense

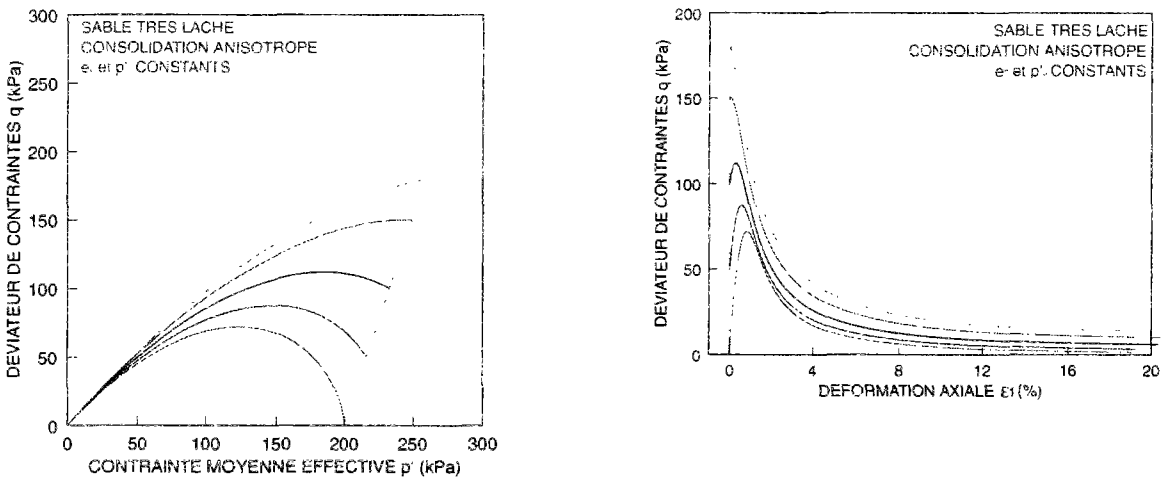


Figure IV-16 Simulations de l'influence de la consolidation anisotrope sur le comportement d'un sable très lâche

IV.5.1.3 INFLUENCE DE LA DENSITÉ

La prise en compte du couple d'état permet de passer, avec le même jeu de paramètres, d'un comportement d'effondrement à un comportement dilatant. Ainsi l'influence de la densité est aisément reproduite par le modèle, comme le montre les simulations de la figure IV-17.

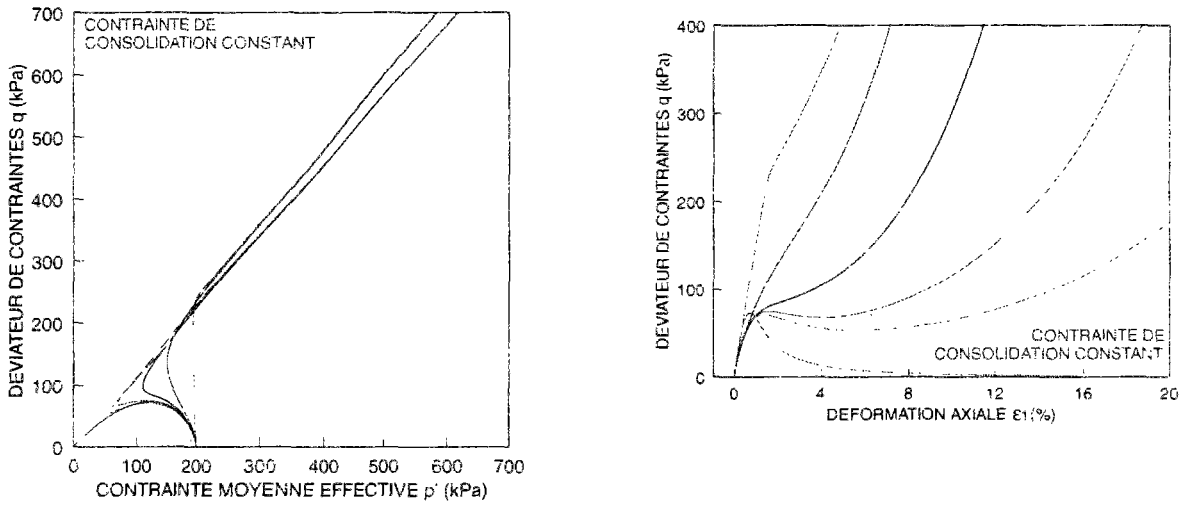


Figure IV-17 Simulation de l'influence de la densité sur le comportement du sable

IV.5.1.4 SIMULATION À COUPLE D'ÉTAT INITIAL CONSTANT

Conformément à la notion de paramètre d'état, les simulations réalisées au même indice d'état volumique I_v, pour une consolidation isotrope, offrent un comportement similaire, comme le montre la figure IV-18 concernant des sables lâche et dense. En outre, grâce à l'introduction de l'indice d'état déviatorique I_d, le modèle est capable de reproduire un comportement similaire, dans des essais à I_d constant, même pour des consolidations anisotropes, comme le montre la figure IV-19, correspondant à différents niveaux d'anisotropie de consolidation.

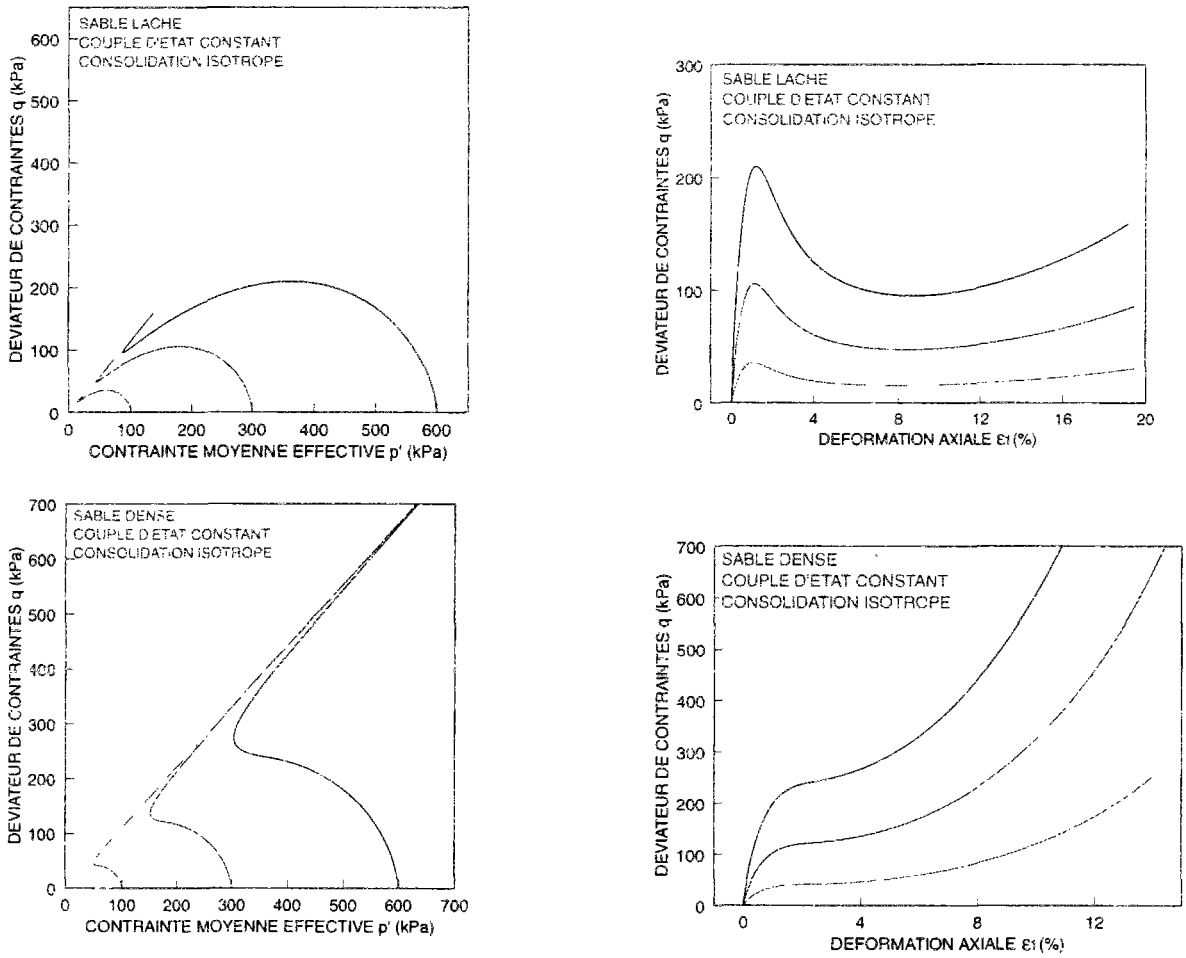


Figure IV-18 Simulations à couple d'état constant sous consolidation isotrope

IV.5.2 SIMULATIONS D'ESSAIS MONOTONES DRAINES

Comme illustré dans les figures IV-20 à IV-22, le modèle reproduit bien les similitudes existant entre le comportements non drainé et drainé. Ainsi, dans des essais triaxiaux à indice des vides constant (Figure IV-20), les simulations montrent que la contrainte de consolidation favorise la contractance alors que, dans des essais à contrainte de consolidation constante (Figure IV-21), elles montrent que plus le matériau est dense plus importante est sa phase de dilatance. Les propriétés du couple d'état sont aussi conservées par le modèle (figure IV-22). En particulier, comme cela a été également obtenu par le modèle de Saïtta (1994), les courbes de variation de volume sont identiques.

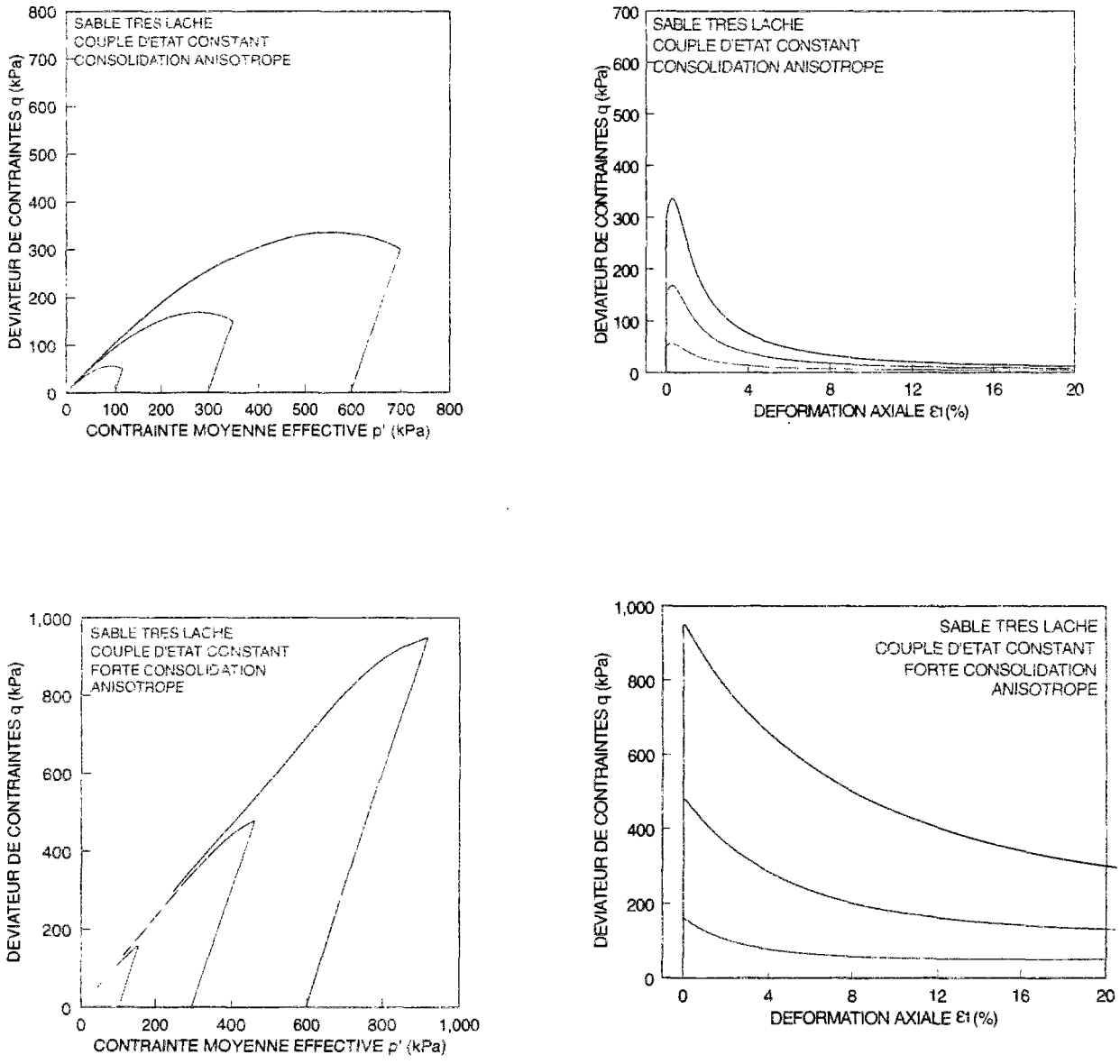


Figure IV-19 Simulations à couple d'état constant sous consolidation anisotrope

Remarque:

A plus forte raison en drainé, l'état critique n'est pas reproduit par le modèle. D'abord parce qu'il est atteint en grandes déformations, ensuite car à ce niveau des bandes de cisaillement apparaîssent, l'échantillon perd clairement son homogénéité et le milieu ne peut plus être considéré comme continu.

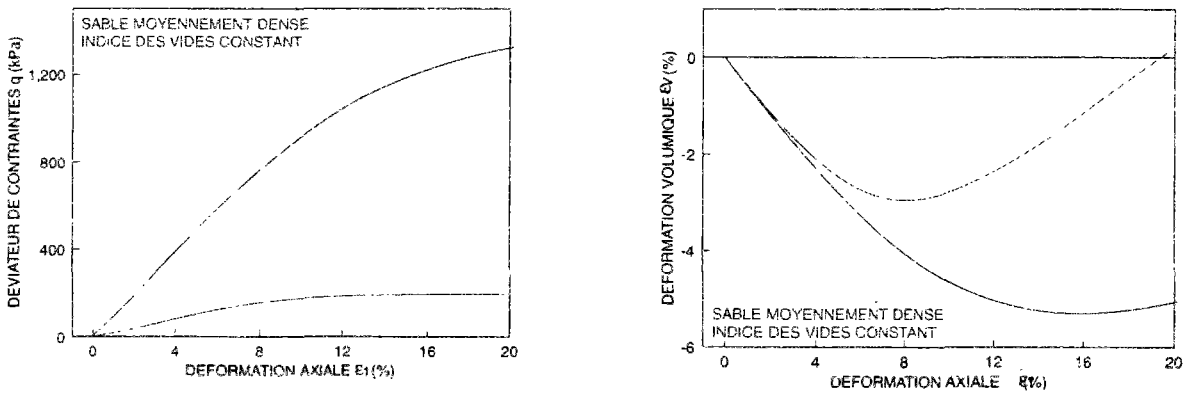


Figure IV-20 Simulation de linfluence de la contrainte de consolidation sur le comportement monotone drainé du sable

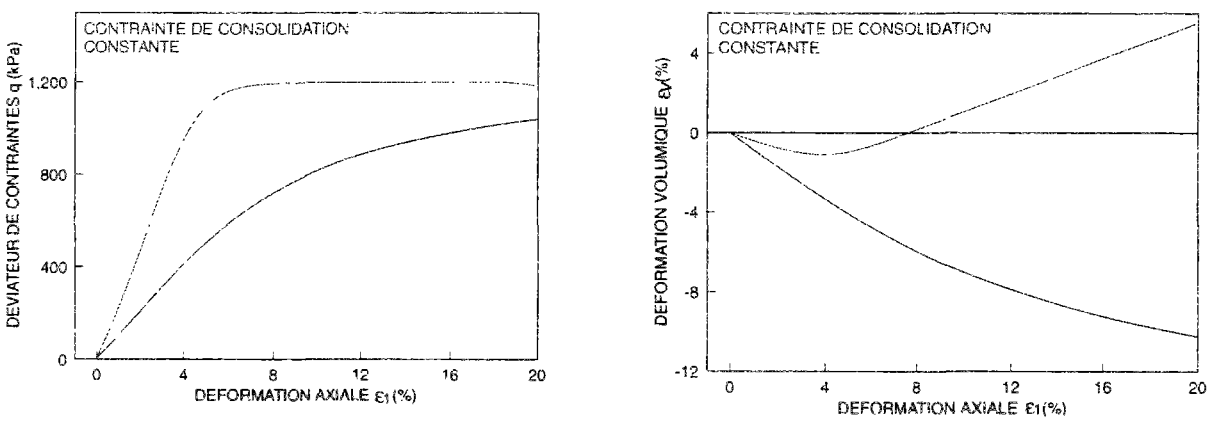


Figure IV-21 Simulation de linfluence de la densité sur le comportement monotone drainé du sable

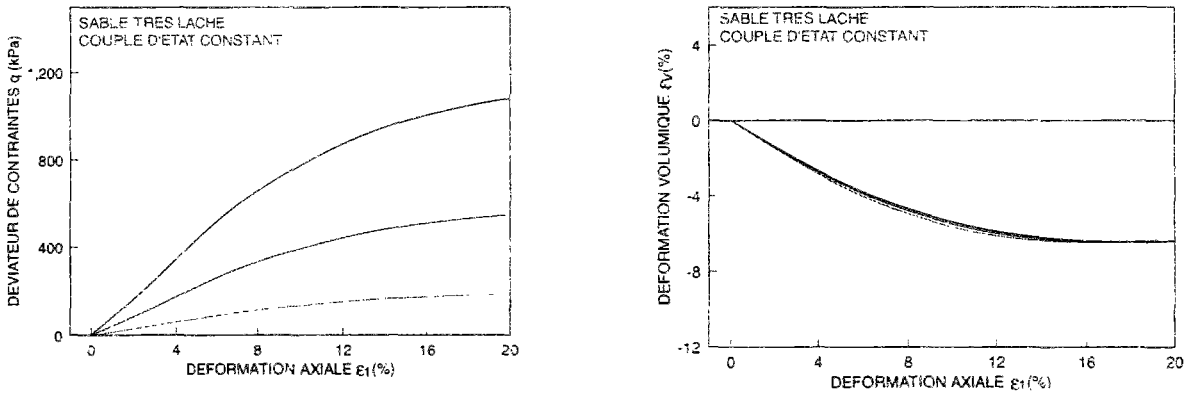


Figure IV-22 Simulation du comportement monotone drainé du sable à couple d'état constant

IV.5.3 SIMULATIONS D'ESSAIS CYCLIQUES NON DRAINES

IV.5.3.1 ESSAIS D'EFFONDREMENT CYCLIQUE

La figure IV-23 illustre des simulations de comportement d'un sable lâche dans un essai triaxial cyclique non alterné sous différentes amplitudes de déviateur. Grâce à la prise en compte d'un comportement élastoplastique en charge et en décharge, après chaque décharge ou recharge, le module plastique prend une forte valeur (la fonction d'extrapolation I(t=0)=2^{γ}) puis decroît en fonction de la distance parcourue par rapport à F1 et F2 (grâce à la fonction en I_d^0), ainsi les déformations irréversibles sont faibles initialement et deviennent de plus en plus importantes. Le chemin de contraintes migre alors de plus en plus vers la gauche jusqu'à l'effondrement. Le matériau atteint alors son état quasi-stable et commence à dilater. Concernant les déformations axiales, celles-ci restent limitées au cours des cycles jusqu'au point de chute de résistance où un écoulement important en déformation a lieu.

Comme en monotone, on retrouve la droite d'effondrement en cyclique. Néanmoins, le point d'état quasi-stable est encore une fois non unique mais dépend du niveau de déviateur fixé.

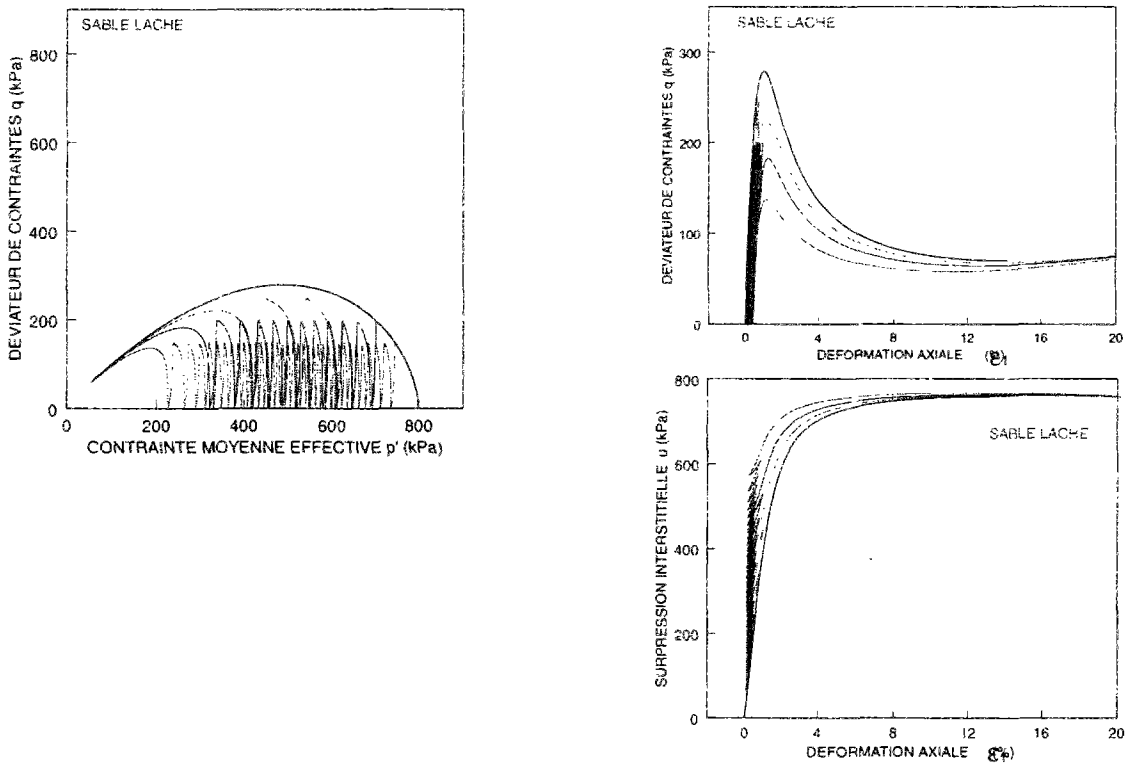


Figure IV-23 Simulations d'essais d'effondrement cyclique

IV.5.3.2 ESSAI DE MOBILITE CYCLIQUE

La figure IV-24 montre des simulations d'essais de mobilité cyclique sous chargement alterné. Le chemin de contraintes tend d'abord vers la gauche et au passage de l'état caractéristique, il migre vers la droite. Comme observé expérimentalement dans les essais de mobilité cycliqe, les décharges en zone surcaractéristique provoquent un niveau de plastification très élevé. La fonction en I_d^0 joue un rôle prépondérant dans la reproduction de ces niveaux.

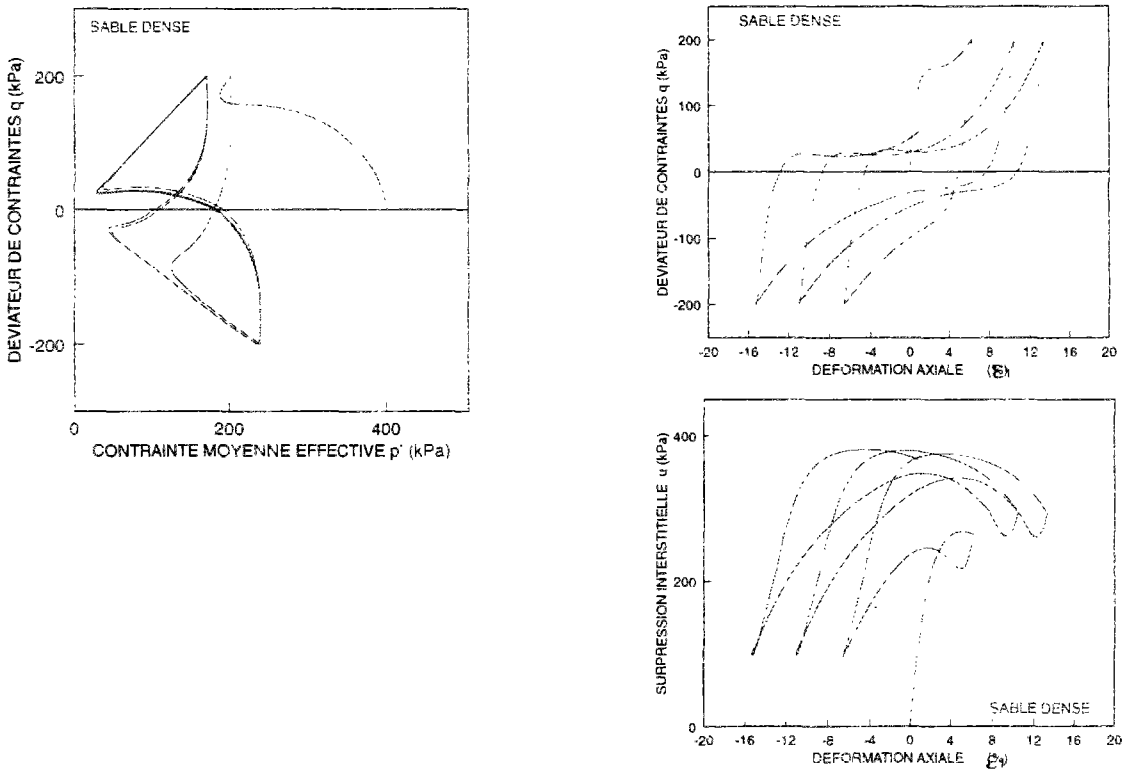


Figure IV-24 Simulation d'un essai de mobilité cyclique

IV.5.3.3 INFLUENCE DU NIVEAU DU DEVIATEUR FIXE

Le comportement du sable sous différents niveaux d'amplitude de déviateur fixé est reproduit par le modèle dans la figure IV-25. Grâce à la prise en compte de l'état quasi-stable (qui représente aussi l'état caractéristique) et conformément au diagramme de comportement suggéré précédamment, le modèle est capable de reproduire aussi bien l'effondrement que la mobilité cyclique en ne variant que l'amplitude du déviateur.

IV.5.3.4 INFLUENCE DE LA DENSITE

Les résultats de deux essais triaxiaux cycliques, réalisés à différents indices des vides mais à la même contrainte de consolidation isotrope et à la même amplitude du déviateur fixé, ont été reproduits par le modèle. Comme le montre la figure IV-26, le sable lâche montre un comportement d'effondrement, qui a lieu en extension. Cela est conforme au fait que les propriétés du sable sont plus faibles en extension qu'en compression. Sous chargement symétrique, il est prévisible que l'effondrement ait lieu en extension. Concernant le sable dense, on observe un comportement de mobilité cyclique. Comme en effondrement,

les déformations irréversibles s'accumulent et le chemin de contraintes tend vers l'origine avant d'atteindre l'état carctéristique où les grands niveaux de plastification apparaîssent.

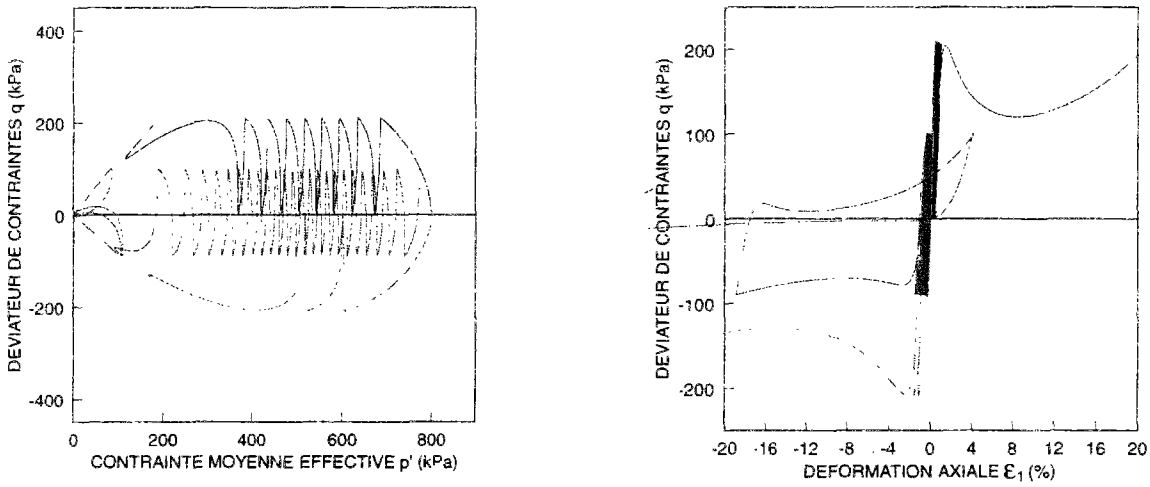


Figure IV-25 Simulation de l'influence de l'amplitude du chargement sur le comportement du sable sous chargement cyclique non drainé

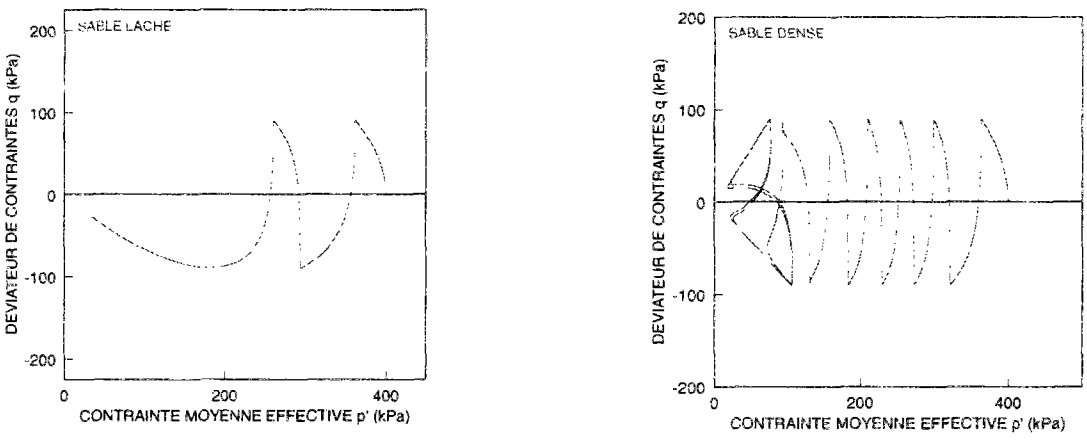


Figure IV-26 Simulation de l'influence de la densité sur le comportement du sable sous chargement cyclique non drainé

IV.5.4 SIMULATIONS D'ESSAIS CYCLIQUES DRAINES

Les simulations réalisées concernent des essais à amplitude de déformations axiales fixée en chargement alterné, effectués sur des sables dense et lâche (Figure IV-27). Encore une fois, les tendances de comportement entre drainé et non drainé sont respectées. Dans le cas du sable dense, les déformations volumiques sont intialement élevées. Quand le rapport de contraintes η dépasse la pente de la droite caractéristique η_c, les boucles de dilatance apparaîssent et la courbe (ε_v, ε_a) se resserent de plus en plus jusqu'à stabilisation. Pour le sable lâche, les déformations volumiques sont plus importantes. Même si elles diminuent au passage de l'état quasi-stable, la stabilisation n'a pas lieu.

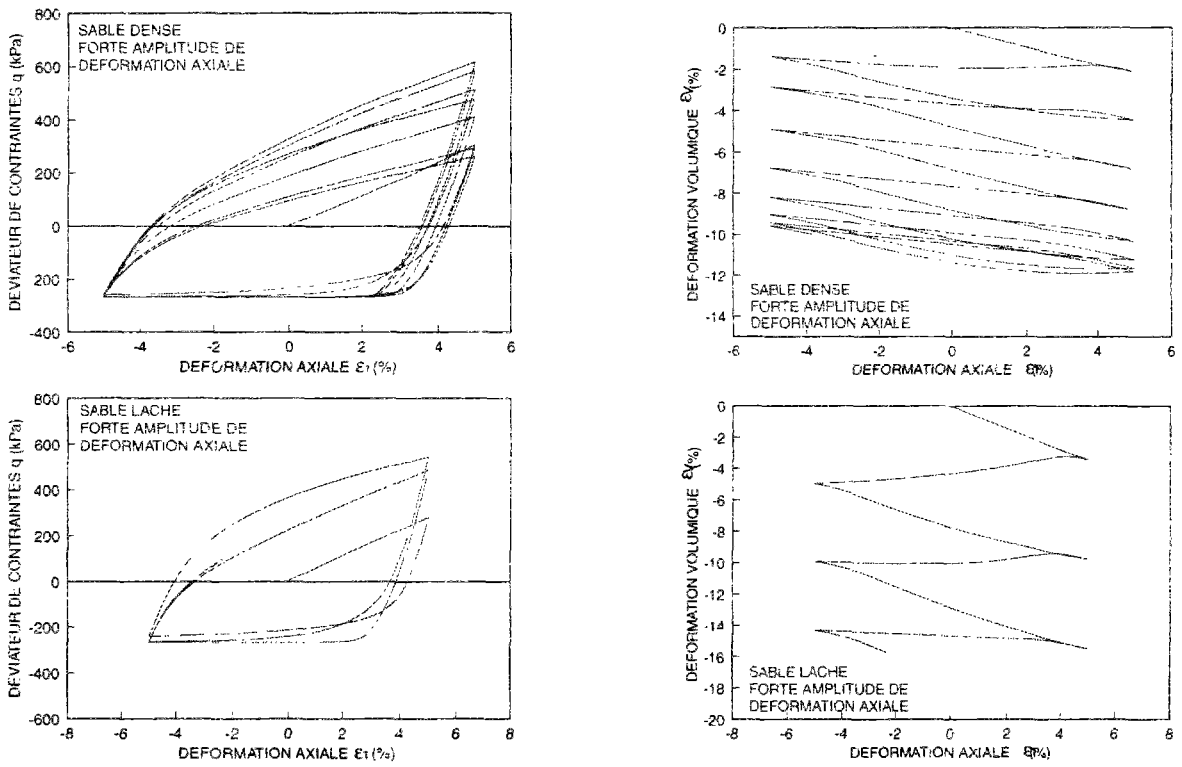


Figure IV-27 Simulation d'essais cycliques drainés

IV.6. ÉVALUATION QUANTITATIVE DU MODÈLE

Il s'agit de comparer les résultats expérimentaux d'essais triaxiaux classiques, réalisés sur des sables de différentes origines, avec les simulations obtenues par le modèle proposé. Cela nous permet de tester la capacité de ce modèle à prédire correctement le comportement d'un matériau granulaire sous quelques types de chargements. Pour les matériaux qui admettent une élasticité anisotrope, un paramètre supplémentaire est considéré.

IV.6.1 SIMULATIONS D'ESSAIS NON DRAINÉS SUR LE SABLE D'HOSTUN RF EN DÉPOSITION LÂCHE

Ces essais ont été présentés dans le chapitre III. Les simulations du modèle seront confrontées, en particulier, aux résultats d'essais d'effondrement aussi bien en monotone qu'en cyclique, ainsi qu'aux résultats de l'influence de la densité sur le comportement. Le jeu de paramètres utilisé est reporté dans le tableau IV-2.

Tableau IV-2 Valeurs des paramètres du modèle considérées pour simuler le comportement du sable d'Hostun RF

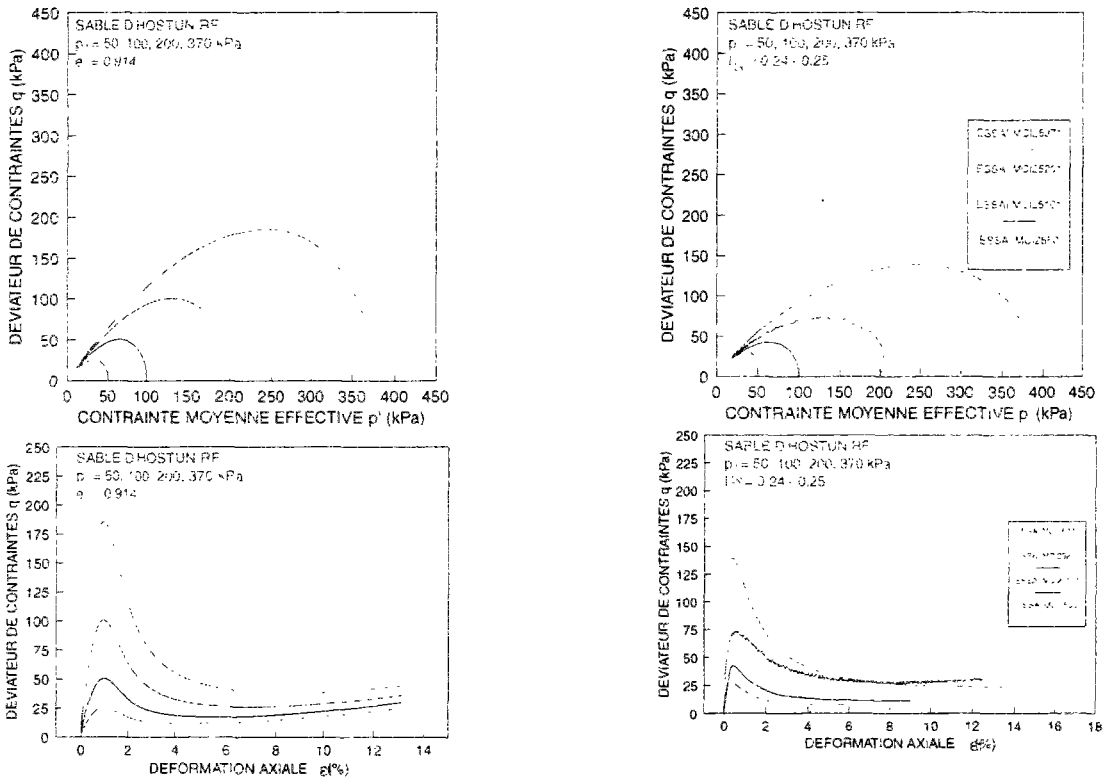
paramètre	λ	κ	ν	η_f	η_c^0	e_{eff}	h^0_1	h^0_2	h^0_d	n_0	γ	α
valeurs	0,03	0,015	0,3	1,42	1,06	0,96	5	12	0,8	0,5	10	0,75

IV.6.1.1 SOUS CHARGEMENT MONOTONE

La figure IV-28 montre les simulations et les résultats d'essais d'effondrement monotone, réalisées au même indice des vides et à différents niveaux de consolidation isotrope. Quoique les pics de résistance soient surestimés, les courbes de résistance au cisaillement ainsi que les chemins de contraintes sont assez bien reproduits par le modèle. En outre, les déformations axiales aux pics d'effondrement sont similaires à celles obtenues dans les essais. Enfin, la droite d'effondrement du modèle offre une pente de 0,67 alors qu'elle est de 0,56 dans les essais.

Comme le montre la figure IV-29 pour des essais d'effondrement à consolidation anisotrope, les simulations s'accordent assez bien avec les résultats expérimentaux. En particulier, le modèle reproduit bien la chute brusque de résistance observée au-delà de 150 kPa de déviateur initial, c'est-à-dire au-dessus de la droite d'effondrement.

L'influence de la densité est illustrée par les courbes de la figure IV-30. Pour des densités de 25% et 70%, Les courbes montrent un comportement d'effondrement et un comportement de dilatance où la résistance au cisaillement augmente toujours. Les simulations sont en concordance avec ces résultats. Ainsi, et en ne modifiant que la densité, le modèle est capable de simuler correctement un comportement de type sable lâche et un comportement de type sable dense.



Simulations

Essais

Figure IV-28 Simulations et résultats expérimentaux d'essais d'effondrement à consolidation isotrope

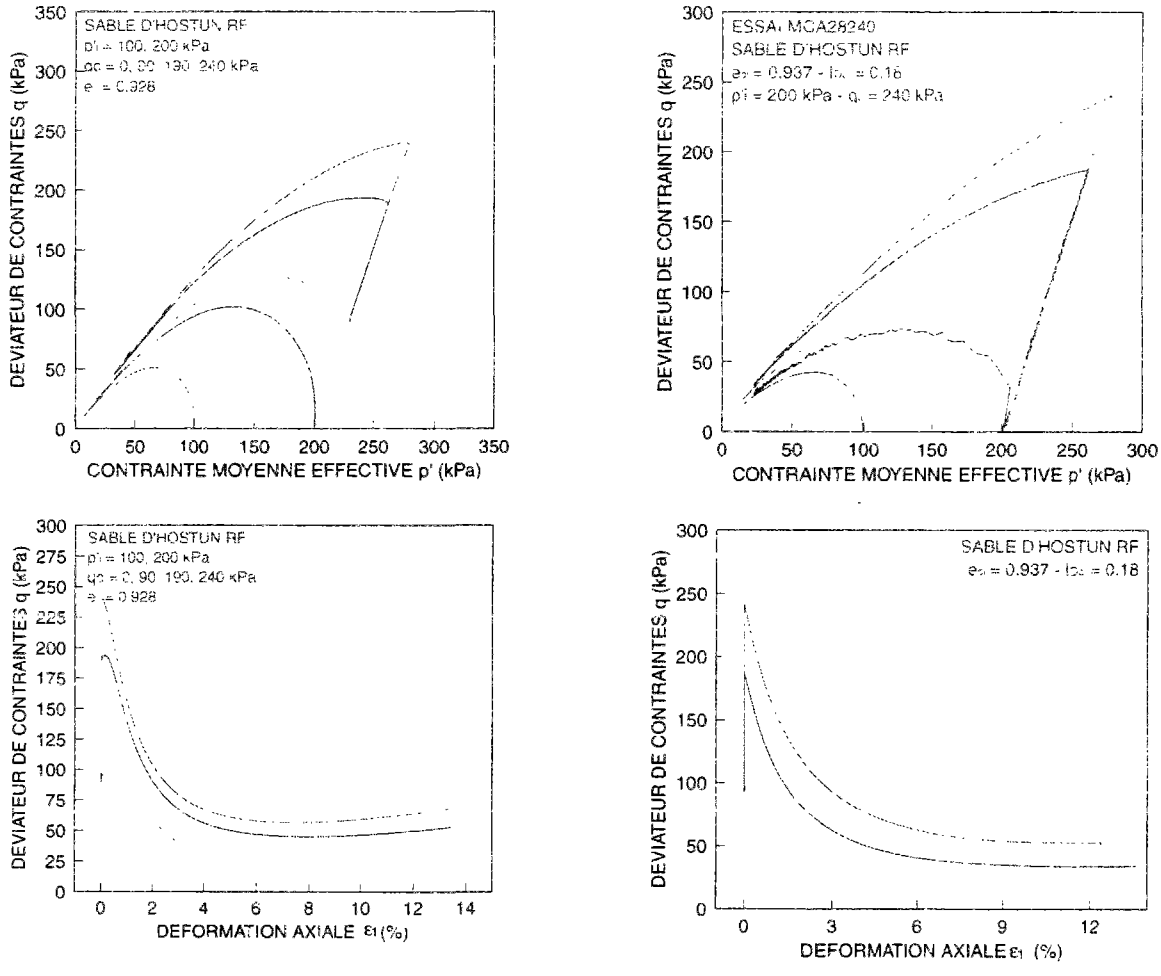
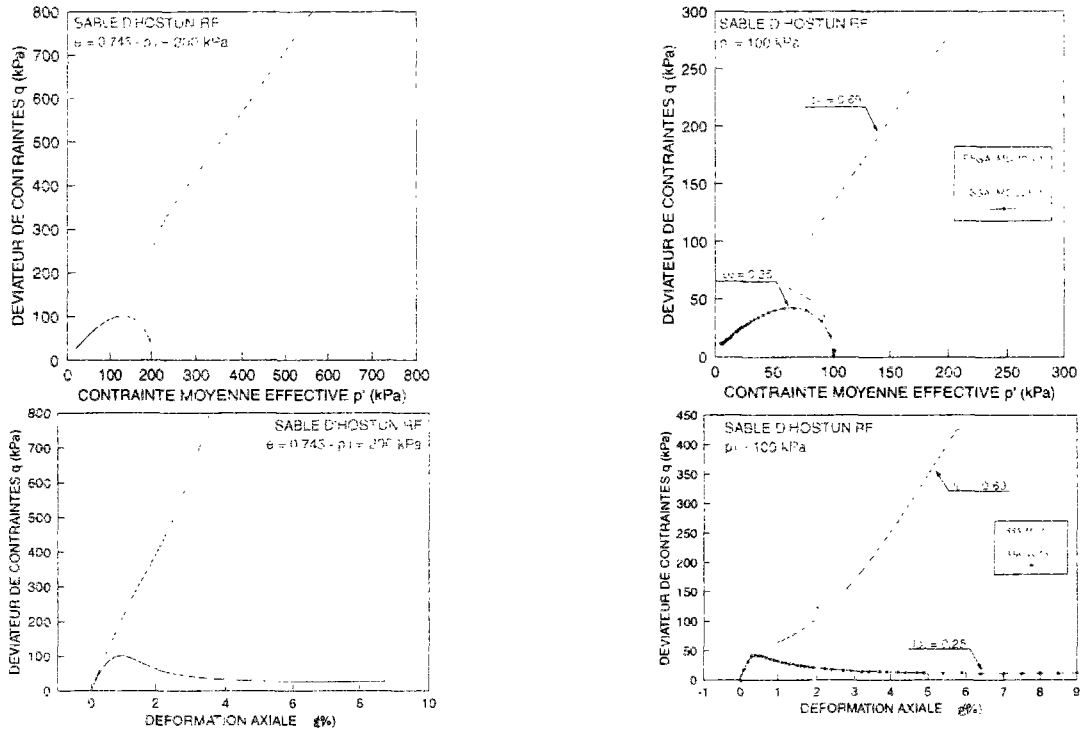


Figure IV-29 Simulations et résultats expérimentaux d'essais d'effondrement à consolidation anisotrope



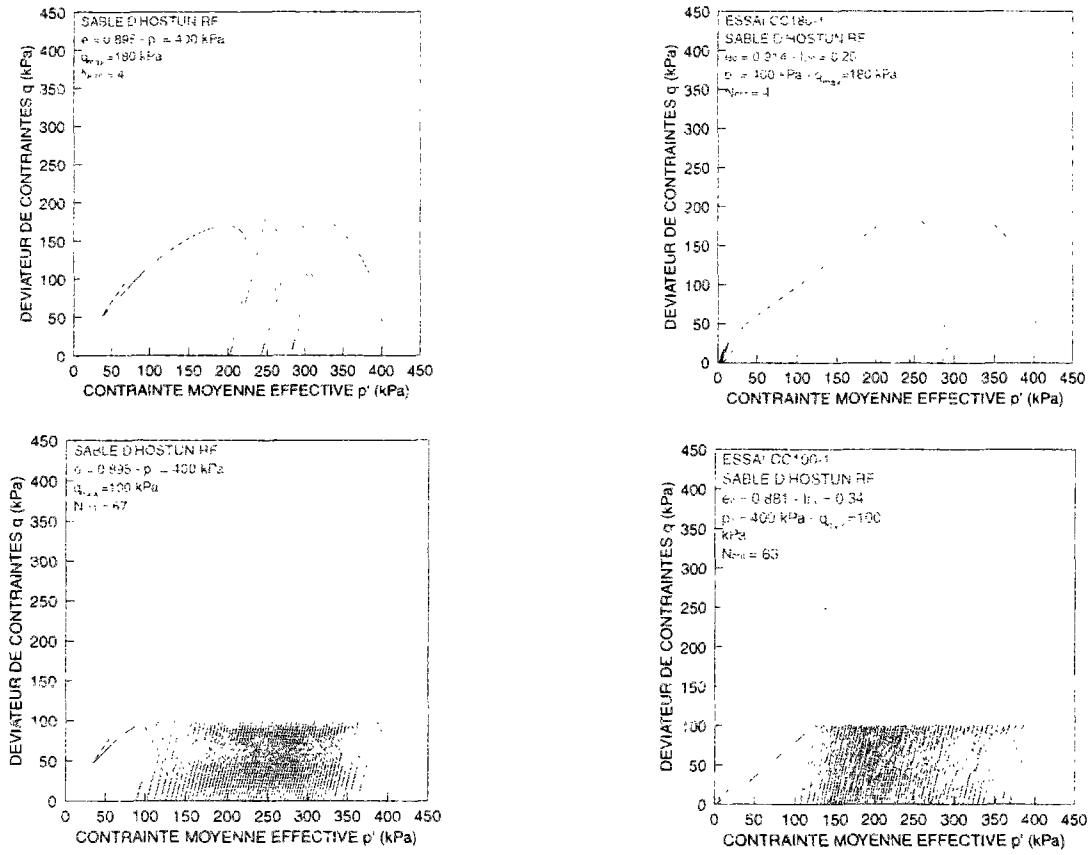
Simulations

Essais

Figure IV-30 Influence de la densité sur le comportement monotone non drainé du sable. Simulations et résultats expérimentaux

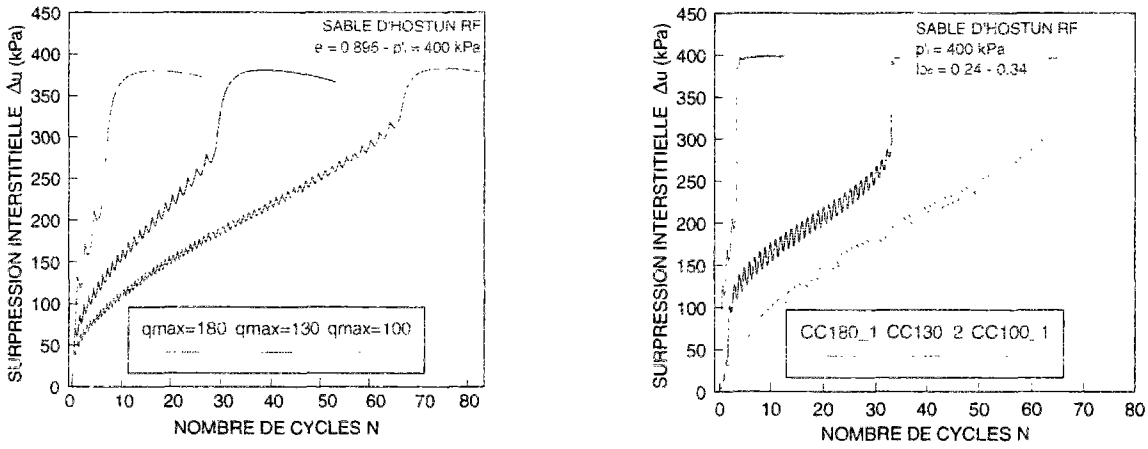
IV.6.1.1.1 SOUS CHARGEMENT CYCLIQUE

Toujours avec le même jeu de paramètres décrits ci-dessus, les résultats de deux essais cycliques non alternés à faible et grand nombre de cycles (q_{max1} = 180 kPa et q_{max2} = 100 kPa), effectués sur un échantillon de 0,890 d'indice des vides, sont simulés. Comme le montre la figure IV-31, les chemins de contraintes sont bien reproduits. Les nombres de cycles à l'effondrement sont très proches de la réalité. Concernant l'influence de l'amplitude du déviateur cyclique, les accumulations de surpressions interstitielles en fonction du nombre de cycles, pour différentes valeurs de l'amplitude du déviateur cyclique, simulées par le modèle sont similaires à celles données dans les essais d'effondrement (Figure IV-32). En outre, les courbes de résistance au cisaillement, obtenues par le modèle et par les essais, sont pratiquement analogues (Figure IV-33).



Simulations Essais

Figure IV-31 Simulations et résultats expérimentaux d'essais d'effondrement cyclique



Simulations Essais

Figure IV-32 Accumulations de surpressions interstitielles dans des essais d'effondrement cyclique en fonction de l'amplitude de déviateur cyclique. Simulations et résultats expérimentaux

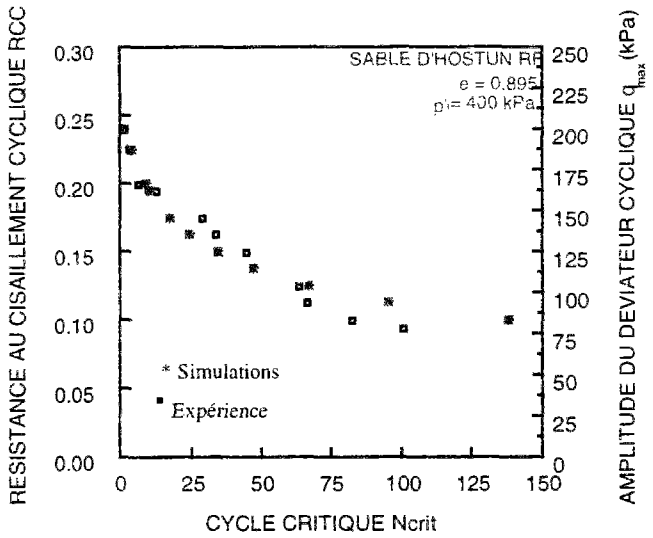


Figure IV-33 Courbe de résistance au cisaillement cyclique. Simulations et expérience

IV.6.1.2 SIMULATIONS D'ESSAIS MONOTONES NON DRAINÉS SUR LE SABLE DE TOYOURA LÂCHE ET DENSE (Ishihara, 1993)

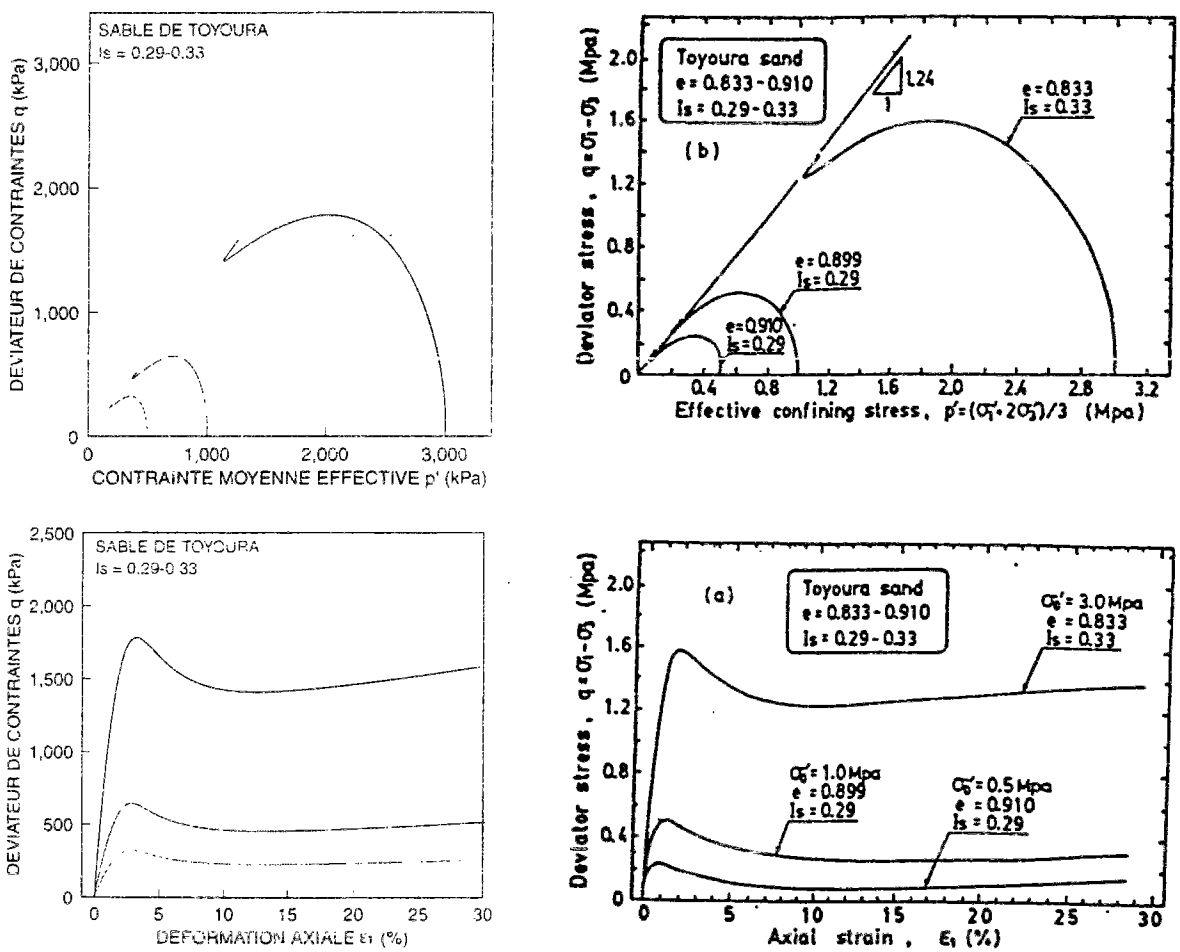
La capacité du modèle à prédire correctement le comportement du sable dans des essais à indice d'état I_s constant est testée grâce aux essais réalisés par Ishihara (1993) sur le sable de Toyoura. La corrélation existant entre l'indice volumique initial du couple d'état I_{v0} et l'indice d'état I_s est utilisée. Cela nous permet de disposer de la valeur initiale de l'indice volumique I_v directement, sans avoir à la déterminer à partir de l'indice des vides. D'autant plus que les essais d'Ishihara concernent des fortes contraintes de consolidation pour lesquelles la ligne d'état stable dans le plan (e, lnp') n'est plus droite mais courbe. Par conséquent, considérer une droite d'état stable de pente λ constante pour le calcul de I_v donne des résultats moins satisfaisants.

Les paramètres utilisés, sauf ceux rattachés aux modules plastiques et à la surface de charge, ont été déterminés à partir des essais de Verdugo (1992) effectués sur le même sable. Ils sont reportés dans le tableau IV-3.

Tableau IV-3 Valeurs des paramètres du modèle considérées pour simuler le comportement du sable de Toyoura

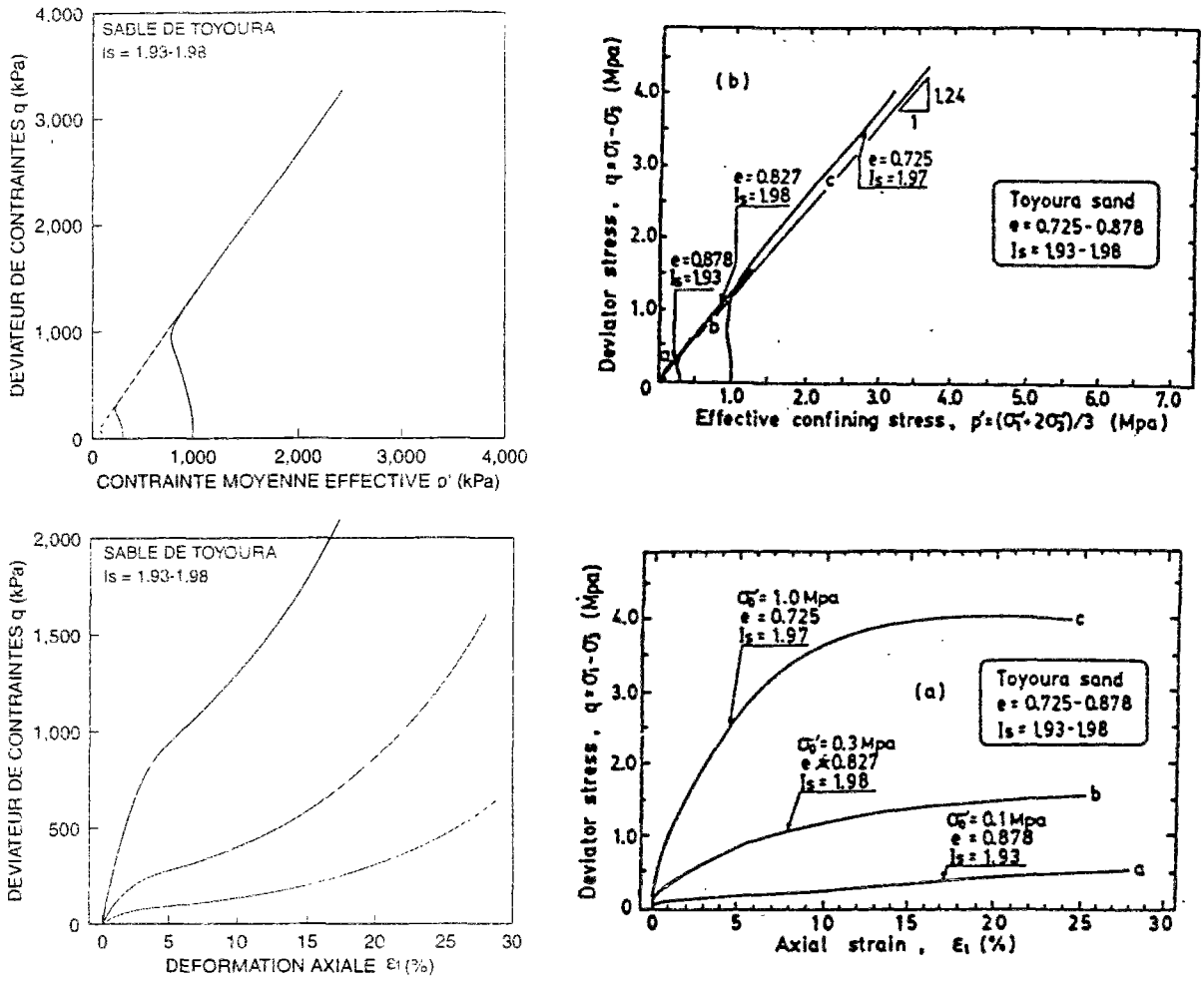
paramètres	λ	κ	ν	η_f	η_c^0	e_{eff}	h^0_1	h^0_2	h^0_d	n_0	γ	α
valeurs	0,08	0,04	0,3	1,26	1,20	0,93	3	5	0,8	1	7	0,78

Les simulations concernent trois essais à indice d'état I_s constant de valeurs 0 - 0,30 et 2 et sont présentées sur les figures IV-34, IV-35 et IV-36. Une bonne concordance est observée entre ces simulations et les résultats expérimentaux. Les chemins de contraintes sont effectivement homothétiques. Les déformations axiales sont similaires. Néanmoins, pour les essais à indice d'état élevé (sable très dense), les courbes de résistance au cisaillement ne sont pas très bien reproduites au-delà de 5% de déformation axiale. Cela est dû au fait que l'état stable n'est pas prédit par le modèle. De ce fait, on n'observe pas de palier de stabilisation en déviateur de contraintes, comme c'est le cas dans les résultats expérimentaux.



Simulations Essais

Figure IV-34 Simulations et résultats expérimentaux d'essais à couple d'état initial constant sur sable lâche, essais de Ishihara (1993)



Simulations Essais

Figure IV-35 Simulations et résultats expérimentaux d'essais à couple d'état initial constant sur sable dense, essais de Ishihara (1993)

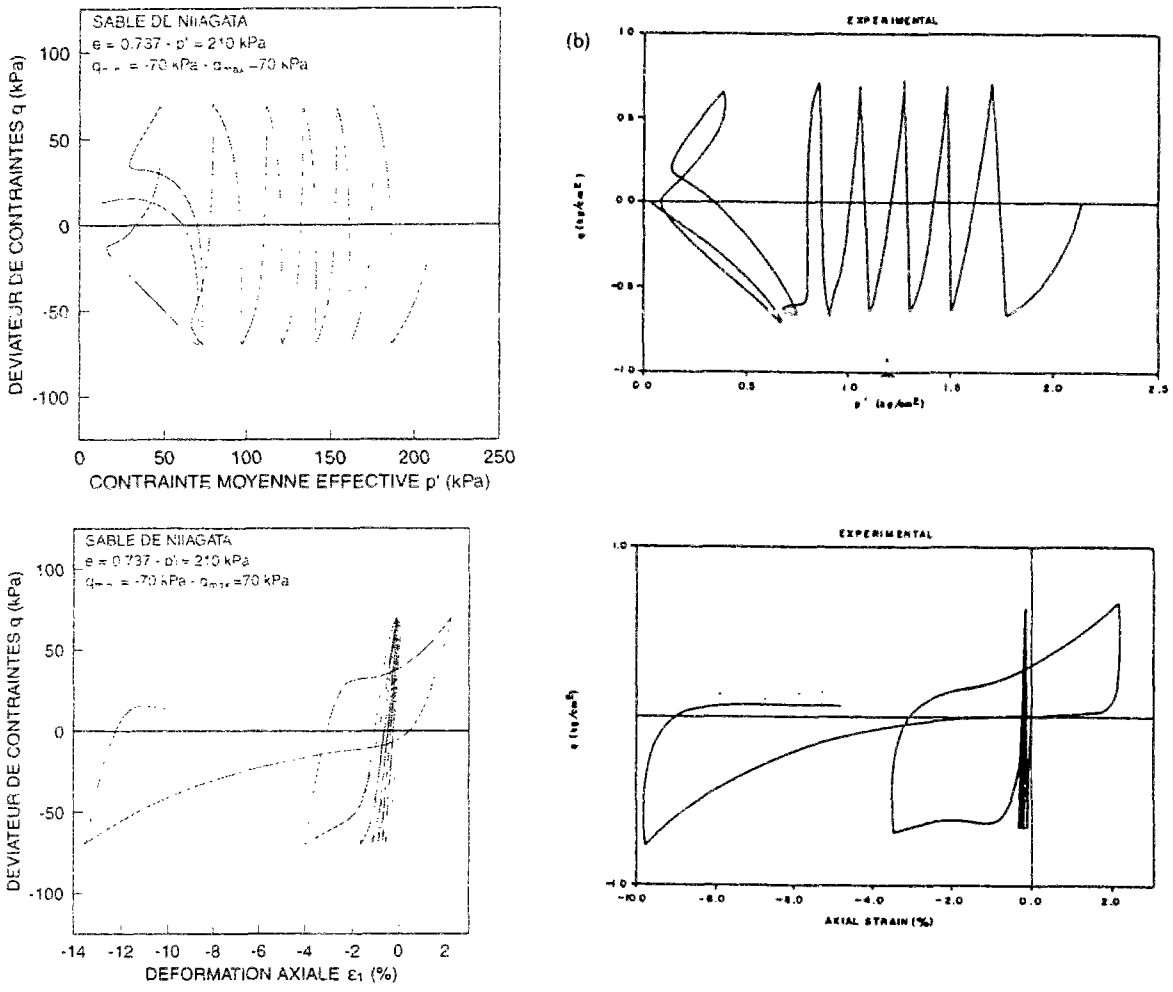
IV.6.1.3 SIMULATIONS D'ESSAIS CYCLIQUES NON DRAINÉS SUR LE SABLE DE NIIGATA EN DÉPOSITION DENSE (Tatsuoka, 1972)

Il s'agit de simuler un essai de mobilité cyclique, réalisé sous un chargement cyclique de bornes q_{min} = -70 kPa et q_{max} = 70 kPa sur le sable de Niigata à un indice de densité de 0.737. Le tableau IV-4 donne les valeurs des paramètres utilisés.

L'aspect le plus particulier dans ce genre d'essai est le fort niveau de plastification qui apparaît lors d'une décharge en zone surcaractéristique, accompagné d'un taux élevé de déformations axiales. Les simulations montrent que le modèle reproduit d'une manière assez fidèle ce comportement.

Tableau IV-4 Valeurs des paramètres du modèle utilisées pour simuler le comportement du sable de Niigata

paramètres	λ	κ	ν	η_f	η_c^0	e_{eff}	h^0_1	h^0_2	h^0_d	n_0	γ
valeurs	0,06	0,02	0,3	1,5	1,2	0,96	5	12	0,8	1	10



Simulations Essais

Figure IV-36 Simulations et résultats expérimentaux d'essai de mobilité cyclique, essais de Tatsuoka et Ishihara (1975)

IV.6.1.4 SIMULATIONS D'ESSAIS DRAINÉS SUR LE SABLE D'HOSTUN MOYEN EN DÉPOSITION DENSE (Mohkam, 1983)

Le jeu des paramètres utilisés est décrit dans le tableau IV-5.
En chargement monotone, il s'agit de simuler le comportement du sol à un indice des vides e de 0.65, soumis à différentes contraintes de consolidation isotropes (σ_c=100, 200, 400 kPa). Les simulations de la figure IV-37 montrent une bonne concordance avec les résultats d'essais.

La figure IV-38 représente les simulations et les résultats d'un essai cyclique drainé, à déformation axiale imposée variant entre -3% et 3%. Cet essai est effectué sur le sable d'Hostun moyen à un indice des vides de 0,682 et sous une contrainte de consolidation de 600 kPa. Le modèle reproduit assez fidèlement les variations de volume au cours des cycles ainsi que les boucles de dilatance observées au passage de l'état caractéristique en charge et en décharge. La forme de la courbe de variations du déviateur de contraintes en fonction de la déformation axiale est globalement respectée.

Tableau IV-5 Valeurs des paramètres du modèle considérées pour simuler le comportement du sable d'Hostun moyen

paramétres	λ	κ	ν	η_f	η_c^0	e_{eff}	h^0_1	h^0_2	h^0_d	n_0	γ
valeurs	0,024	0,01	0,3	1,55	1,30	0,75	15	10	0,8	0,5	10

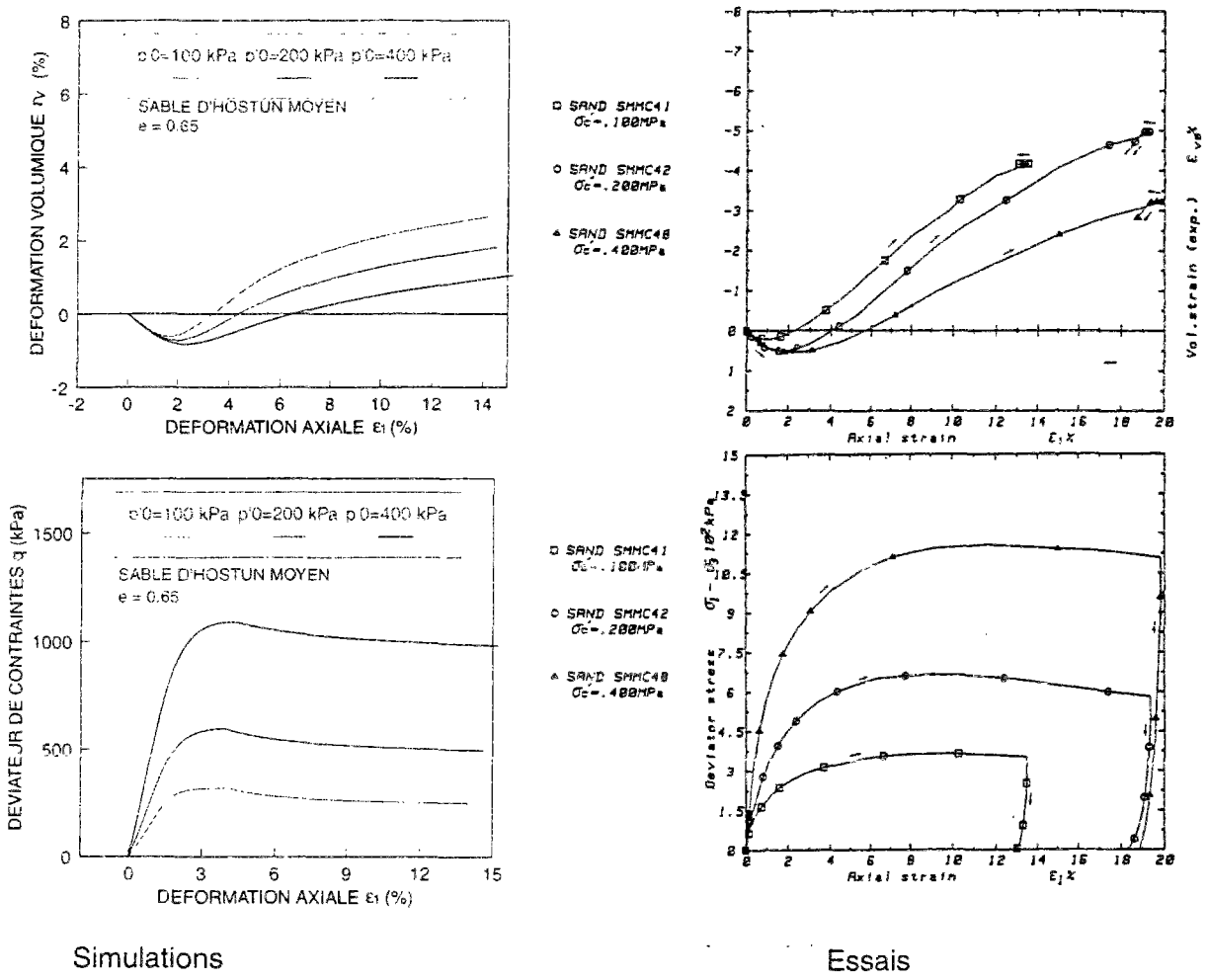


Figure IV-37 Simulations et résultats expérimentaux d'essais monotones drainés sur le sable d'Hostun moyen, essais de Mohkam (1983)

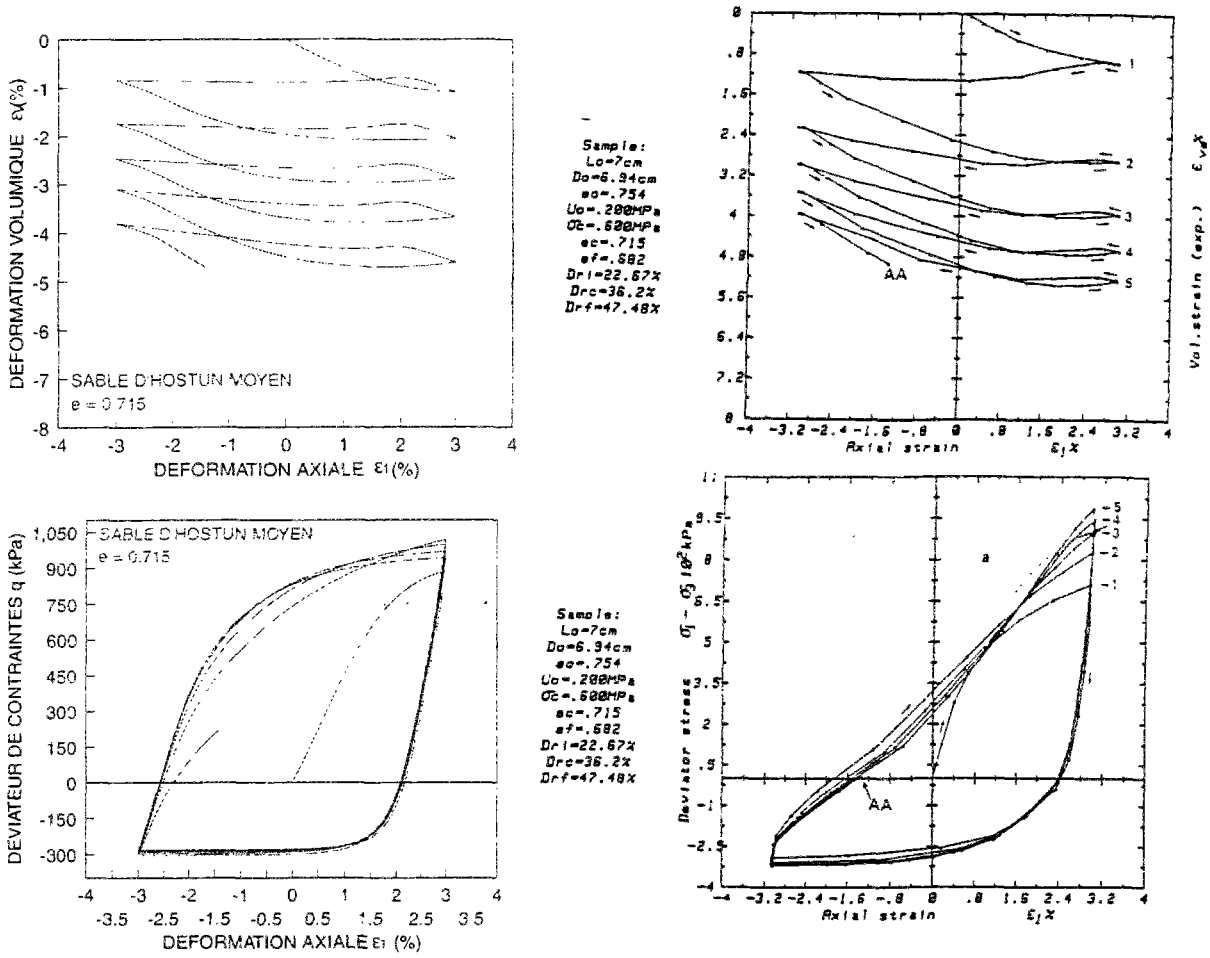


Figure IV-38 Simulations et résultats expérimentaux d'essai cyclique drainé, essais de Mohkam (1983)

IV.7. CONCLUSIONS

La notion de paramètre d'état permet de quantifier plusieurs aspects du comportement du sable aussi bien pour l'établissement de corrélations empiriques qu'à des fins numériques de modélisation. Pour rendre plus profitable l'utilisation d'un tel outil, qui jusque-là n'était valable que pour certains types de conditions initiales de mise en place et de chargement, deux nouveaux paramètres ont été définis sous la dénomination de couple d'état. Le couple d'état est constitué d'un paramètre volumique I_v défini dans le diagramme (e, p') et d'un paramètre déviatorique I_d défini dans le plan (q, p'). Outre le fait qu'il préserve le principe de similarité du comportement et la prise en compte de l'influence combinée de la consolidation et de la densité, le couple d'état nous permet de quantifier le comportement du sol à n'importe quel stade du chargement. Cette propriété le rend très attractif pour toute utilisation dans un cadre de modélisation.

Un modèle d'état critique a été développé pour simuler le comportement des sols granulaires sous chargements monotones et cycliques. Une des priorités du modèle est de pouvoir simuler le comportement d'un sable lâche, moyennement dense et dense avec le même jeu et les mêmes valeurs de paramètres, en ne faisant varier que les conditions initiales qui contrôlent ces types de comportement comme observés expérimentalement. Cela a été réalisé grâce à l'introduction du couple d'état dans la formulation du modèle dans un cadre d'élastoplasticité généralisée. En offrant une bonne simplicité de mise en œuvre, ce contexte a aussi permis la considération d'un double mécanisme de plasticité, qui facilite d'une part l'utilisation du concept de surface frontière et, d'autre part, il prend en compte l'influence de la direction de chargement sur la réponse du sol. Par ailleurs et grâce à la donnée directe des expressions des modules plastiques, les deux mécanismes de plasticité ont pu être formulés d'une manière dépendante. Cela est plus réaliste de point du vue rhéologique. Ainsi la distinction entre surfaces de charge volumique et déviatorique n'est pas nécessaire.

Il a été montré que cette formulation permet de simuler correctement le comportement des sables sous chargements monotones et cycliques en conditions drainées et non drainées. En particulier, les phénomènes d'effondrement et de liquéfaction ont été bien simulés. Dans le cas des sables denses, l'obtention de forts niveaux de plastification à la décharge dans le domaine dilatant a permis de bien reproduire le phénomène de la mobilité cyclique.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'objectif de ce travail consistait dans un premier temps à identifier expérimentalement les principaux traits de comportement du sable en petites et grandes déformations pour différents types de chargement. En particulier nous nous sommes intéressés à l'évaluation d'un critère de stabilité dans les sables lâches ainsi qu'à la caractérisation de l'état de rupture en moyennes et grandes déformations et enfin à l'identification du type d'élasticité dans les sables. Il consistait, d'autre part, à formuler une nouvelle loi de comportement adapté aux sables dans n'importe quelles conditions initiales sous chargement monotone et cyclique.

Dans la démarche expérimentale réalisée à l'appareil triaxial, nous avons pu proposé un nouveau type d'essais monotones appelé essai à déviateur constant. L'intérêt d'un tel type d'essais réside dans le fait qu'il donne lieu à un chemin de contraintes conduisant à une instabilité en termes de perte de résistance au même titre que le classique chemin σ_3 constante. Néanmoins, les seuils de perte de stabilité dans ces deux chemins ne sont pas homologues. Ce type d'instabilité peut alors avoir lieu non seulement dans des cas de liquéfaction mais aussi dans des circonstances où la contrainte moyenne effective risque de diminuer sous résistance de cisaillement constante, comme par exemple dans un problème d'excavation à coté d'une structure existante.

Sous chargement cyclique, nous avons montré que les seuils d'effondrement dans les sables lâches sont similaires à ceux observés sous chargement monotone pour le chemin σ_3 constante et que le critère de perte de stabilité de type « droite d'efondrement » (Sladen et *al.*, 1985) est valable aussi en cyclique. Il a été aussi mis en évidence l'existence d'un état quasi-stable en cyclique et d'une amplitude de déviateur critique au dessous de laquelle aucun effondrement ne peut être observé. Ce résultat, admis déjà par plusieurs auteurs (Chern, 1983; Alarcon-Guzmann et *al.*, 1988), n'avait pas fait l'objet de confirmation expérimentale auparavant. Cela a permis la mise au point d'un diagramme de comportement des sables valable pour tout état initial de déposition et qui permet de bien définir les différentes zones de comportement, notamment de mieux évaluer le potentiel d'effondrement.

Concernant le comportement en petites déformations, une méthode originale pour identifier l'élasticité dans le sable a été proposée. En effet, grâce à un simple essai triaxial non drainé avec des faibles niveaux de charge-décharge, une forme d'anisotropie élastique de type isotropie transverse a été mise en évidence. En outre il a été montré que cette

anisotropie est de deux types. Une structurale due au mode de mise en place et l'autre induite essentiellement importante au passage de l'état caractéristique. Cette anisotropie a été évaluée à travers les pentes de décharge-recharge pour des faibles niveaux de décharge à différentes valeurs de déformations axiales. Cela nous a aussi permis de quantifier directement le rapport des modules de Young horizontal et vertical. Il serait aussi intéressant de suivre la même démarche pour des essais en condition drainée. Cette anisotropie serait alors évaluée et quantifiée d'une manière intrinsèque.

En ce qui concerne la notion de paramètre d'état ou d'indice d'état, ces paramètres permettent de quantifier plusieurs aspects du comportement du sable aussi bien pour l'établissement de corrélations empiriques que pour des fins numériques de modélisation. Pour rendre plus profitable l'utilisation d'un tel outil, qui jusque là n'était valable que pour certains types de conditions initiales de mise en place et de chargement, nous avons définis deux nouveaux paramètres sous la nomination de couple d'état. Le couple d'état est constitué d'un paramètre volumique I_v défini dans le diagramme (e, p') et d'un paramètre déviatorique I_d défini dans le plan (q, p'). Outre le fait qu'il préserve le principe de similarité du comportement et la prise en compte de l'influence combinée de la consolidation et de la densité, le couple d'état nous permet de quantifier le comportement du sol á n'importe quel stade du chargement. Le couple d'état peut s'averer particulièrement intéressant pour réaliser des corrélations avec les résultats d'un essai in situ tel que le pénétromètre ou le piézocône surtout si le massif de sol est sous une consolidation anisotrope (cela est généralement le cas), cela n'est pas réalisable avec le paramètre d'état ou l'indice d'état.

Un modèle d'état critique a été développé pour simuler le comportement des sols granulaires sous chargements monotones et cycliques. Une des priorités du modèle est de pouvoir simuler le comportement d'un sable lâche, moyennement dense et dense avec le même jeu et les même valeurs de paramètres, en ne faisant varier que les conditions initiales qui contrôlent ces types de comportement, comme observé expérimentalement. L'originalité de ce modèle réside dans l'introduction du couple d'état et la considération d'un double mécanisme de plasticité dans un cadre d'élastoplasticité généralisée. Ce cadre a l'avantage de permettre une simple description des phénomènes observés expérimentalement sans suivre nécessairement le cadre rigide de la plasticité classique, surtout quand il s'agit de comportement aussi complexe que celui sous chargement cyclique.

L'utilisation d'un double mécanisme de plasticité a facilité l'utilisation du concept de surface frontière. Elle a eu aussi l'avantage de prendre en compte l'influence de la direction de chargement sur la réponse du sol. Par ailleurs et grâce à la donnée directe des

expressions des modules plastiques, les deux mécanismes de plasticité ont pu être formulés d'une manière dépendante. Cela est plus réaliste de point de vue rhéologique. Ainsi la distinction entre surfaces de charge volumique et déviatorique n'est pas nécessaire.

Une nouvelle surface de charge, jouant le rôle de surface frontière et répondant mieux aux observations expérimentales, a été proposé. La forme et la dimension de cette surface dépendent de la densité. Cela nous a permis de bien simuler l'influence de la densité sur le comportement du sol et de prédire correctement la surface d'effondrement de Sladen et al. (1985). Aussi, un nouveau potentiel d'écoulement dépendant de la densité a été suggéré.

Des simulations d'essais réalisés sur le sable d'Hostun RF ont permis de montrer que cette formulation reproduit bien le phénomène d'effondrement aussi bien en monotone qu'en cyclique. La droite d'effondrement est prédite comme une conséquence et non grâce à un calage de paramètres. Toujours avec le même jeu de paramètres et en ne variant que la densité, des simulations concernant le même sable ont montré que le modèle reproduit d'une manière assez fidèle l'influence de la densité sur le comportement. D'autres simulations d'essais réalisés sur d'autres sables ont permis de valider le modèle pour des essais de mobilité cyclique et des essais drainés monotones et cycliques.

Il a été aussi montré qu'il est possible d'intégrer une forme d'anisotropie élastique dans la formulation de ce modèle pour les sols exhibant une anisotropie initiale due au mode de déposition. Cependant, La prise en compte de l'anisotropie ne peut être complète que par l'introduction aussi d'une anisotropie plastique. Cela pourrait être réalisé par la considération d'un changement de position, d'orientation et de forme de la surface de charge isotrope de telle manière qu'elle soit dépendante du tenseur de contraintes et pas uniquement de ses invariants . Les travaux de Pastor (1991) ont montré qu'il est relativement simple de tenir compte de cette anisotropie dans un cadre de plasticité généralisée.

Enfin, il serait intéressant d'implémenter la formulation mathématique, proposée dans le cadre de ce travail, dans un code de calcul numérique. Pour cela, on pourra se baser sur les travaux de Zienkiewicz, Chan et Pastor (1988) et Huang (1995), qui suggèrent un schéma numérique particulièrement intéressant pour l'intégration de formulations s'inscrivant dans le contexte de la plasticité généralisée.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Alarcon-Guzman A., Leonards G. A. et Chameau J. L. 1988.
Undrained monotonic and cyclic strength of sands. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 114, N°10, pp. 1089-1109.

Arthur J. R. F. et Menzies B. K. 1972.
Inherent anisotropy in a sand. Géotechnique, Vol. 22, N° 1, pp. 115-128.

Attar A. 1991.
Etude d'un critère de liquéfaction pour un sable lâche. Mémoire de DEA, ENPC, Paris, 69 p.

Bahda F. 1992.
Etude des conditions d'initiation de la liquéfaction des sables sous chargement monotone et cyclique. Mémoire de projet de fin d'études, ENPC, Paris, 80 p.

Bahda F. 1993.
Etude du phénomène de liquéfaction des sables sous chargement cyclique. Mémoire de DEA, ENPC, Paris, 34 p.

Bahda F., Saïtta A., Canou J. et Dupla J. C. 1995.
Modelling of initial and induced anisotropy in sand. Proc. Num. Models in Geomech. NUMOG V, Davos, Pande et Pietruszczak eds, Balkema, Rotterdam, pp. 125-131.

Bahloul A. 1990.
Etude des propriétés de liquéfaction des sables. Mémoire de DEA, ENPC, Paris, 34 p.

Bazant Z. P., Ansal A. M. et Krizek R. J. 1982.
Endochronic model for soils. Soil Mech.-Transient and Cyclic Loads, Pande et Zienkiewicz eds, John Wiley & Sons, p 375-418.

Been K., Colin B. H., Crooks J. H. A., Fitzpatrick S. W., Jefferies M. G., Rogers B. T. et Shinde S. 1987.
Back analysis of the Nerlerk berm liquefaction slides: discussion. Canadian Geotechnical Journal, Vol. 24, N°1, pp. 170-179.

Been K., Crooks J. H. A., Becker D. A. et Jefferies M. G. 1986.
The cone penetration test in sands: Part I : State parameter interpretation. Géotechnique, Vol. 36, N°2, pp. 239-249.

Been K. et Jefferies M. G. 1985.
A state parameter for sands. Géotechnique, Vol. 35, N°2, pp. 99-112.

Been K., Jefferies M. G. et Hachey J. 1991.
The critical state of sands. Géotechnique, Vol. 41, N° 3, pp. 365-382.

Berril J., Canou J., Foray P. et Pautre J. L. 1992.
Piezocone testing of liquefaction sites : normalization of exces pore pressure. 10th World Conf. On Eartquake Eng., Madrid, Vol. 3, pp. 1421-1424.

Bishop, A. W. et Wesley, L. D. 1975.
A hydraulic triaxial apparatus for controlled stress path testing. Géotechnique, Vol. 25, N°4, pp. 657-670.

Boehler J. P. 1978.
Loi de comportement anisotrope des milieux continus. J. de Mécanique, Vol. 17, N°2, pp. 153-190.

Bousquet H. 1988.
Etude en laboratoire du comportement d'un sable lâche et application à la liquéfaction statique. Mémoire de DEA, Institut de Mécanique de Grenoble, 1988, 182 p.

Boyce H. R. 1980.
A non linear model for the elastic behaviour of granular materials under repeated loading. Proc of the International Symposium in Soils under Cyclic and Transient loading, Swansea, Vol. 1, pp. 285-294.

Cambou B. et Lanier J. 1988.
Induced anisotropy in cohesionless soil : experiments and modelling. Computers and Geomechanics, Vol. 6, pp. 291-311.

Cambou B. et Jafari K. 1988.
Modèle de comportement des sols non cohérents. Revue Française de Géotechnique, Vol. 44, pp. 43-55.

Canou J. 1987.
Etude expérimentale de la liquéfaction statique des sables lâches. Rapport de recherche, STC-PMVN, 238 p.

Canou J. 1989.
Contribution à l'étude et à l'évaluation des propriétés de liquéfaction d'un sable. Thèse de doctorat de L'ENPC, Paris, 380 p.

Canou J., El Kachem M. et Kattan A. 1990.
Propriétés de liquéfaction statique d'un sable lâche. Les cahiers de Rhéologie, Vol. 8, N°4, pp. 207-218.

Canou J., Bahloul A., Attar A. et Piffer L. 1992.
Evaluation of a liquefaction criterion for a loose sand. Proc. 10th World Conf. on Earthquake Eng., Madrid, Vol. 3, pp. 1367-1372.

Canou J., Thorel L. et De Laure E. 1991.
Influence du déviateur de contrainte initial sur les caractéristiques de liquéfaction statique d'un sable. Proc. 10th Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng., Florence, Vol. 1, pp. 49-52.

Canou J., Bahda F., Saïtta A. et Dupla J. C. 1994.
Initiation de la liquéfaction des sables sous chargements monotone et cyclique. Proc 13ème Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng., New Delhi, pp. 1297-1300.

Casagrande A. 1936.
Characteristics of Cohesionless soils affecting the Stability of Slopes and Earth Fills. Journal of the Boston Society of Civil Engineers.

Casagrande A. 1975.
GCOS tailing dyke Report dated March10, 1975, to R. M. Hardy, HBT AGRA Limited, Edmonton, Alta.

Casagrande A. 1976.
Liquefaction and cyclic deformation of sands. A critical review. Harvard Soil Mechanics, Series N° 88.

Casagrande A. et Carrillo N. 1944.
Shear failure of anisotropic materials. Proc. Boston Society of Civil Eng., Vol. 31, pp.74-87.

Castro G. 1969.
Liquefaction of sands. PhD Thesis, Harvard Univ., Cambridge, 112 p.

Castro G. 1975.
Liquefaction and cyclic mobility of saturated sands. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 101, N°GT6, pp. 551-569.

Castro G., Enos J. L., France J. W. et Poulos S. J. 1982.
Liquefaction induced by cyclic loading. National Science Foundation, NSF/CEE-82018.
Castro G. et Poulos S. J. 1977.
Factors affecting liquefaction and cyclic mobility. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 103, N°GT6, pp. 501-515.

Chen W. F. 1985.
Constitutive modelling in soil mechanics. Mechanics of Eng. Materials, Desai et Gallagher, John Wiley et Sons eds, pp. 91-120.

Chern J. C. 1985.
Undrained response of saturated sands with emphasis on liquefaction and cyclic mobility. PhD Thesis, Univ. of British Columbia, 213p.

Cole E.R. 1967.
The behaviour of soils in the simple shear apparatus. PhD. Thesis, Univ. of Cambridge, Cambridge.

Coulomb C. A. 1773.
Sur une application des règles de maximis et minimis à quelques problèmes de statique relatifs à l'architecture. Académie Scientifique Mémoire Mathématique et Physique 7, pp. 343-382.

Dafalias Y. F. et Herrmann L. R. 1982.
Bounding surface formulation of soil plasticity. Soil Mechanics, Transient and Cyclic Loads, Pande et Zienkiewicz eds, John Wiley et Sons, pp. 253-282.

Dafalias Y. F. et Popov E. P. 1975.
A model of nonlinearly hardening materials for complex loading. Acta Mechanica, Vol. 21, pp. 173-192.

Darve F. 1974.
Contribution à la détermination de la loi rhéologique incrémentale des sols. Thèse de docteur-ingénieur, Grenoble.

Darve F. 1978.
Une formulation incrémentale des lois rhéologiques. Application aux sols et approche d'une étude des surfaces de rupture en tant que problème de bifurcation. Thèse de doctorat d'état, Grenoble.

Darve F. 1987.
L'écriture incrémentale des lois rhéologiques et les grandes classes de lois de comportement. Manuel de Rhéologie des Géomatériaux, Presses de l'ENPC, pp. 129-150.

Darve F. 1994.
Liquefaction phenomenon: Modelling, stability and uniqueness. Proc. Verifications of numerical procedures for the analysis of soil liquefaction problems, Anulanandan and Scott eds, Balkema publ., pp. 1305-1319.

Darve F., Flavigny E. et Meghachou M. 1995.
Constitutive modelling and instabilities of soil behaviour. Computers and Geotechnics, Vol. 17, pp. 203-224.

DeAlba, P., Seed, H., B. et Chan, C., K. 1976.
Sand Liquefaction in Large-Scale Simple Shear Tests. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 102, N°GT9, pp. 909-927.

De Gennaro V. 1995.
Conditions d'initiation de la liquéfaction d'un sable lâche sous chargement cyclique. Mémoire de DEA, ENPC, Paris.

DeGregorio V. B. 1990.
Loading systems, sample preparation, and liquefaction. J. Geotech. Eng., Vol. 116, N° 5, pp. 805-821.

Dobry R. 1991.
Soil preparation and earthquake ground response. Guest lecture, Proc. 10ème Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng., Florence.

Drucker D. C. 1951.
A more fundamental approch to stress-strain relations. Proc. first U.S. National Cong. Of Applied Mechanics, ASME, pp. 487-491.

Drucker D. C., Gibson R. E. et Henkel D. J. 1957.
Soil Mechanics and work-hardening theories of plasticity. Transactions of the ASCE, Vol. 122, pp. 338-346.

Drucker D. C. et Prager W. 1952.
Soil mechanics and plastic analysis on limit design. Quart. Appl. Math., Vol. 10, pp. 15-165.

Duncan J. M. et Chang C. Y. 1970.
Non linear analysis of stress and strain in soils. Proc. J. Soil Mech. and Found. Div. ASCE, Vol. 96, N°SM5, pp. 1629-1653.

El Hachem M. 1987.
Contribution à l'étude expérimentale de la liquéfaction statique des sables lâches. Mémoire de DEA, ENPC, Paris.

Finn W. D. L., Bransby P. L. et Pickering D. J. 1970.
Effect of strain history on liquefaction of sand. Proc. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 96, N° SM6, pp. 1917-1934.

Flavigny E., Desrues J. et Palayer B. 1990.
Note technique : Le sable d'Hostun RF. Revue Française de Géotechnique, Vol. 53, pp. 67-70.

Foray P., Berril J. et Canou J. 1991.
Prévision du potentiel de liquéfaction des sables à l'aide du piézocône. Colloque AFPS-MRT, Paris, pp. 123-132.

Graham J. et Houlsby G. T. 1983. Anisotropic elasticity of a natural clay. Géotechnique, Vol. 33, N° 2, pp. 165-180.

Greco Géomatériaux. 1987.
Rapport scientifique annuel.

Greco Géomatériaux. 1988.
Rapport scientifique annuel.

Gudehus G. 1973.
Elastoplastische Stoffgleichungen fur trockenen Sand. Ing. Archiv., Vol. 42, pp. 151-169.

Habib P. 1977.
Liquéfaction des sables. Annales ITBTP, N° 355, pp. 155-158.

Habib P. et Luong M. P. 1978.
Sols pulvérulents sous chargements cycliques. Séminaire Matériaux et Structures sous Chargement Cyclique, Ecole Polytechnique, Sept. 28-29, pp. 49-79.

Hanzawa H., Itoh Y. et Suzuki K. 1979.
Shear characteristics of a quick sand in the Arabian Gulf. Soils and Foundations, Vol. 19, N° 4, pp. 1-15.

Hardin B. O. 1978.
The nature of stress-strain behaviour of soils. Proc. Conf. Earthquake Eng. and Soil Dynamics, Pasadena, ASCE pub., pp. 3-90.

Hill R. 1950.
The mathematical theory of plasticity. 1st ed., p. 24, Oxford University Press.

Hill R. 1958.
A general theory of uniqueness and stability in elastic plastic solids. J. of Mech. and Phys. of Solids, Vol. 6, pp. 236-249.

Hird C. C. et Hassona F. 1985.
Discussion on a state parameter for sands. Géotechnique, Vol. 36, pp. 124-126.

Hird C. C. et Hassona F. A. K. 1990.
Some factors affecting the liquefaction and flow of saturated sands in laboratory tests. Eng. Geology, Vol. 28, pp. 149-170.

Hodge P. G. 1955.
The theory of Piecewise linear isotropic plasticity. IUTAM Colloquium Madrid.

Holubec I. 1968.
Elastic behavior of cohesionless soil. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 94, N°3, pp. 315-415.

Huang M. 1995.
New developments in numerical analysis of dynamics and static soil problems. PhD Thesis, Univ of Wales Swansea, Swansea.

Hujeux J. C. 1979.
Calcul numérique de problèmes de consolidation élastoplastique. Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale des Arts et Manufactures de Paris, 250 p.

Hyodo M., Murata H., Yasufuku N. et Fujii T. 1991.
Undrained cyclic shear strength and residual shear strain of saturated sand by cyclic triaxial tests. Soils and Foundations, Vol. 31, N° 3, pp. 60-76.

Hyodo M., Tanimizu H., Yasufuku N. et Murata H. 1994.
Undrained cyclic and monotonic triaxial behaviour of saturated loose sand. Soils and Foundations, Vol. 34, N° 1, pp. 19-32.

Ishihara K. 1993.
Liquefaction and flow failure during earthquakes. Géotechnique, Vol. 43, N° 3, pp. 315-415.

Ishihara K., Tatsuoka F. et Yasuda S. 1975.
Undrained deformation and liquefaction of sand under cyclic stresses. Soils and Foundations, Vol. 18, N° 1, pp. 57-72.

Ishihara K. et Okada S. 1982.
Effects of large preshearing on cyclic behavior of sand. Soil Mechanics and Foundation Eng., Vol. 22, N° 3.

Ishihara K., Kokusho T. et Silver M. L. 1989.
Recent developments in evaluation liquefaction characteristics of local soils. 7th Lecture Meeting, Dep. Civil. Eng., Univ. of Tokyo, pp. 2-18.

Ishlinski A. 1954.
General theory of plasticity with linear strain hardening. Ukr. Mat. Zh. 6, 314.

Jefferies M. G. 1993.
Nor-Sand: a simple critical state model for sand. Géotechnique, Vol. 43, N° 1, pp. 91-100.

Koîter W. T. 1960.
General theorems for elastoplastic solids. Progress in soil mechanics, North Holland Pub., Vol. 1, pp. 165-221.

Kondner R. L. et Zelasko J. S. 1963.
A hyperbolic stress-strain formulation for sands. Proc. 2 Pan American Conf. Soil Mechanics, Brazil, pp. 289-324.

Konrad J. M. 1990a.
The minimum undrained strength of two sands. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 116, N°GT6, pp. 932-947.

Konrad J. M. 1990b.
Minimum undrained strength versus steady state strength of sands. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 116, N° GT6, pp. 948-963.

Konrad J. M. 1993.
Undrained response of loosely compacted sands during monotonic and cyclic compression tests. Géotechnique, Vol. 43, N° 1, pp. 69-89.

Konrad J. M., Flavigny E. et Meghachou M. 1991.
Comportement non drainé du sable d'Hostun RF lâche. Revue Française de Géotechnique, N°54, pp. 53-63.

Kramer S. L. et Seed B. 1988.
Initiation of soil liquefaction under static loading conditions. Proc. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 114, N°4, pp. 412-430.

Krieg R. D. 1975.
A practical two-surface plasticity theory. J. App. Mech. Trans., ASME, Vol. 42, pp. 641-646.

Kuerbis R. H. et Vaid Y. P. 1988.
Sand sample preparation, the slurry deposition method. Soils and Foundations, Vol. 28, N°4, pp. 107-118.

Kuerbis R. H., Negussey D. et Vaid Y. P. 1988.
Effect of gradation and fines content on the undrained response of sand. Proc. of Conf. on Hydraulic Fill Structures, ASCF Geotechnical Special Publication, Vol. 21, pp. 330-345.

Lade P. V. 1977.
Elastoplastic stress strain theory for cohesionless soil with curved yield surface. Int. J. of Solids and Structures, Vol. 13, N°11, pp. 1019-1035.

Lade P. V. 1978.
Prediction of undrained behavior of sand. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 104, pp. 721-735.

Lade P. V. 1992.
Static instability and liquefaction of loose fine sandy slopes. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 118, N°1, pp. 51-71.

Lade P. V. 1994.
Instability and liquefaction of granular materials. Computers and Geotechnics, Vol. 16, pp.123-151.

Lade P. V. et Duncan J. M. 1973.
Cubical triaxial tests on chesionless soil. Proc. J. Soil Mechanics and Foundations Div. ASCE, Vol. 99, N°SM10, pp. 793-812.

Lade P. V. et Duncan J. M. 1975.
Elastoplastic stress-strain theory for cohesionless soil. Proc. J. Soil Mechanics and Foundations Div. ASCE, Vol. 102, N°GT1, pp. 51-68.

Lade P. V. et Hernandez S. 1977.
Membrane penetration effects in undrained tests. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 103, N°GT2, pp. 109-125.

Lade P. V., Nelson R. B. et Ito Y. M. 1987.
Nonassociated flow and stability of granular materials. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 113, N°9, pp. 1302-1318.

Lanier J. et Block J. F. 1989.
Essais à volume constant réalisés sur presse tridimentionnelle. Rapport du GRECO Géomatériaux, pp. 240-243.

Lanier J., Di Prisco C. et Nova R. 1991.
Etude expérimentale et analyse théorique de l'anisotropie induite du sable d'Hostun. Revue Française de Géotechnique, N° 57, pp. 59-74.

Lassoudière F. 1984.
Modélisation du comportement des sols sous sollicitation cyclique. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale des Arts et Manufactures de Paris.

Lee K. L. et Seed H. B. 1967.
Dynamic strength of anisotropically consolidated sand. Soil Mechanics and Foundations Divisions, ASCE, Vol. 93, N° SM5, pp. 117-147.

Lepidas I. et Magnan J. P. 1990.
Fluage et consolidation des sols argileux : modélisation numérique. Laboratoire Central des Ponts et Chaussées. Rapport de recherche LPC, N° 157, 172 p.

Loret B. 1981.
Formulation d'une loi de comportement élastoplastique des milieux granulaires. Thèse de Doctorat, ENPC, Paris, 213 p.

Loret B. 1985.
On the choice of elastic parameters for sand. Int. J. of Numerical and Analytical Methos in Geomechanics, Vol. 9, pp. 285-292.

Loret B. 1986.
Problèmes numériques et théoriques de la géomécanique. Thèse de Doctorat d'état, Univ. Pierre et Marie Curie, Paris VI, 331p.

Luong M. P. 1978.
État caractéristique du sol. C. R. Académie des Sciences, Paris, N° 287 B, pp. 305-307.

Luong M. P. 1980.
Phénomènes cycliques dans les sols pulvérulents. Revue Française de Géotechnique, N°10. pp. 39-53.

Lupini J. F., Skinner A. E. et Vaughan, P. R. 1981.
The drained residual strength of cohesive soils. Géotechnique, Vol. 31, N° 2, pp. 181-213.

Magnan J. P. 1986.
Modélisation numérique du comportement des argiles molles naturelles. Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Rapport de recherche LPC, N° 141, 255 p.

Mandel J. 1965.
Generalisation de la théorie de plasticité de Koîter. Int. J. Solids Structures, Vol. 1, pp. 273-295.

Mandel J. 1978.
Propriétés mécaniques des matériaux. Eyrolles, Paris.

Marcuson W. F., Hynes M. E. et Franklin A. G. 1990.
Evaluation and use of residual strength in seismic safety analysis of embankments.

Martin G. R., Finn W. D. L. et Seed H. B. 1978.
Effect of system compliance on liquefaction tests. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 104, N° GT4, pp. 463-479.

Matsuoka H. et Nakai T. 1974.
Stress-deformation and strength characteristics of soil under three different principal stresses. Proc. JSCE, N° 232, pp. 59-70.

Matsuoka H. et Nakai T. 1977.
Stress-strain relationship of soil based on the SMP. Proc. Specialty Session 9, Constitutive Equations of soils, 9th Int. Conf. SMFE, pp. 153-162.

Mégachou M. 1993.
Stabilité des sables lâches: essais et modélisation. Thèse de Doctorat, Institut de Mécanique de Grenoble, Grenoble, 195 p.

Mohkam M. 1983.
Contribution à l'étude expérimentale et théorique du comportement des sables sous chargements cycliques. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, 231 p.

Mroz Z. 1967.
On the description of anisotropic work-hardening. J. Mech. Phys. Solids, Vol 15, N°3, pp.163-176.

Mroz Z. et Norris V. A. 1982.
Elastoplastic and viscoplastic constitutive models for soils with application to cyclic loading. Soil Mechanics, Transient and Cyclic Loads, Pande et Zienkiewicz eds, John Wiley & Sons, pp. 173-218.

Mroz Z., Norris V. A. et Zienkiewicz O. C. 1978.
An anisotropic hardening model for soils and its application to cyclic loading. Int. J. Num. Analyt. Methods Geomechanics, Vol. 2, pp. 3-21.

Mroz Z., Norris V. A. et Zienkiewicz O. C. 1979.
Application of an anisotropic hardening model in the analysis of elastic-plastic deformation of soils. Géotechnique, Vol. 29, pp. 1-34.

Mroz Z., Norris V. A. et Zienkiewicz O. C. 1981.
An anisotropical critical state model for soils subject to cyclic loading. Géotechnique, Vol. 31, pp. 51-69.

Namy E. 1970.
An investigation of certain aspects of stress-strain deformation for clay soils. PhD Thesis, Cornell Unversity.

Negussey D. et Islam M. S. 1994.
Uniqueness of steady state and liquefaction potential. Can. Geotech. J., Vol. 31, pp. 132-139.

Newland P. L. et Alley B. H. 1959.
Volume change during undrained triaxial tests on saturated dilatant granular materials. Géotechnique, Vol. 9, N°4, pp. 174-182.

Nova R. et Wood D. M. 1979.
A constitutive model for sand in triaxial compression. Int. J. of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 3, pp. 255-278.

Normand P. 1993.
Étude du comportement mécanique des sables lâches à l'appareil triaxial. Influence du trajet de chargement. Mémoire de DEA, ENPC, Paris, 40p.

Oda M. 1972.
Initial fabric and their relations to mechanical properties of granular material, Soils and Foundations, Vol. 12, N° 1, pp. 17-36.

Oda M. et Koishikawa I. 1977.
Anisotropic fabric in sand. Proc. 9th Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng., Tokyo, pp 235-238.

Pastor M., Zienkiewicz O. C. et Chan A. H. C. 1990.
Generalized plasticity and the modelling of soil behaviour. Int. J. of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, N° 14, pp. 151-190.

Pastor M., Zienkiewicz O. C. et Leung K. H. 1985.
Simple model for transient soil loading in earthquake analysis II: Non associative models for sands. Int. J. of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, N° 9, pp. 477-498.

Poorooshab H. B., Holubec I. et Sherbourne A. N. 1966.
Yielding and flow of sand in triaxial compression. Canadian Geotechnical J., Partie 1, Vol. 3, N° 4, pp. 179-180.

Poorooshab H. B., Holubec I. et Sherbourne A. N. 1967.
Yielding and flow of sand in triaxial compression. Canadian Geotechnical J., Partie 2, Vol. 4, N° 4, pp. 376-388.

Poorooshab H. B. 1971.
Deformation of sand in triaxial compression. Proc. of 4th Asian Regional Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Bangkok, Vol. 1, pp. 63-66.

Poulos S. J. 1981.
The steady state of deformation. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 107, N°GT5, pp. 553-562.

Poulos S. J., Castro G. et France J. W. 1985.
Liquefaction evaluation procedure. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 111, N° 6, pp. 772-792.

Poulos S. J., Castro G. et France J. W. 1988.
Liquefaction evaluation procedure: Closure. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 114, pp. 232-256.

Prager W. 1956.
A new method of analyzing stresses and strains in work-hardening plastic solids. J. App. Mech. Trans. ASME 78, 493.

Prévost J. H. 1978.
Plasticity theory for soil stress behaviour. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 104, N° GT8, pp. 1075-1095.

Prévost J. H. et Hoëg K. 1975.
Effective stress-strain-strength model for soils. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 101, N° GT3, pp. 257-278.

Ramana K. V. et Raju V. S. 1982.
Membrane penetration in triaxial tests. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 108, N° GT2.

Roscoe K. H. et Burland J. B. 1968.
On the generalised stress-strain behaviour of wet clay. Eng. Plasticity, Cambridge, Heyman-Leckye eds.

Roscoe K. H., Schofield A. N. et Wroth C. A. 1958.
On the yielding of soils. Géotechnique, Vol. 8, N° 1, pp. 22-53.

Roscoe K. H. et Poorooshab H. B. 1963.
A fundamental principle of similarity in model tests for earth pressure problems. Proc. 2ème Conf. Asiatique en Mécanique des Sols, Vol. 1, pp. 134-140.

Roscoe K. H., Schofield A. N. et Thurairajah R. 1963.
An evaluation of test data for selecting a yield criterion for soils. In laboratory shear testing of soil. American Society for Testing and Materials, Special Technical Publication 361, pp. 111-128.

Rowe P. W. 1971.
Theoretical meaning and observed values of deformation parameter for soil. Stress-strain behavior of soils, Proc. Roscoe Memorial Symposium, Univ. Cambridge.

Saada A. et Bianchini G. 1988.
Constitutive Equation for Granular Non-Cohesive Soils. Saada et Bianchini eds. Balkema, Rotterdam.

Saïtta A. 1994.
Modélisation élastoplastique du comportement mécanique des sols. Application à la liquéfaction des sables et à la sollicitation d'expansion de cavité. Thèse de Doctorat, ENPC, Paris, 231 p.

Sasitharan S., Robertson P. K., Sego D. C. et Morgenstern N. R. 1993.
Collapse behavior of sand. Can. Geotech. J., N° 30, pp. 569-577.

Sasitharan S., Robertson P. K. et Morgenstern N. R. 1994.
State-boundary for loose sand and its practical implications. Can. Geotech. J., N° 31, pp. 321-334.

Schlosser F. 1985.
Liquéfaction de veines de sable lâche dans des talus sous-marins. 11ème Conf. Int. de Mécanique des sols et des Travaux de Fondation, San Francisco, pp. 78-84.

Schlosser F., Corte J. F. et Dormieux L. 1987.
Les actions de l'eau souterraine en géotechnique. Effets dynamiques. Rapport général, Proc. 9th ECSMFE, Dublin, Vol. 6, pp. 1-52.

Schofield A. N. et Wroth C. P. 1968.
Critical state soil mechanics. McGraw-Hill, London.

Seed H. B. 1979.
Soil liquefaction and cyclic mobility evaluation for level ground during earthquakes. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 105, N° GT2, pp. 201-253.

Seed H. B. et Idriss I. M. 1982.
Ground Motions and Soil Liquefaction during Earthquakes. Monograph series, Earthquake Engineering Research institute, Berkeley, California.

Seed H. B. et Lee K. H. 1966.
Liquefaction of saturated sands during cyclic loading. J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol. 92, N° 6, pp. 105-134.

Sidaner J. F. 1981.
Comportement cyclique et transitoire des milieux pulvérulents. Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau.

Skempton, A. W. 1954.
The pore pressure coefficients A and B. Géotechnique, Vol. 4, N° 4.

Sladen J. A. et Handford G. 1987.
A potential Systematic Error in Laboratory Testing of Very Loose Sands. Canadian Geotechnical Journal, N° 24, pp. 462-466.

Sladen J. A., D'Hollander R. D. et Krahn J. 1985a.
The liquefaction of sands, a collapse surface approach. Canadian Geotechnical J., N° 22, pp. 564-578.

Sladen J. A., D'Hollander R. D., Krahn J. et Mitchell D. E. 1985b.
Back analysis of the Nerlerk berm liquefaction slides. Canadian Geotechnical J., N° 22, pp. 579-588.

Sladen J. A. et Oswell J. M. 1989.
The behavior of very loose sand in the triaxial compression test. Canadian Geotechnical J. N° 26, pp. 103-113.

Smith I. A. A. 1972.
Stress and strain in a sand mass adjacent to a model wall. PhD Thesis, University of Cambridge, Cambridge.

Stroud M. A. 1971.
The behaviour of sand at low stress levels in the simple shear apparatus. PhD Thesis, University of Cambridge, Cambridge.

Tatsuoka F. 1972.
Shear tests in a triaxial apparatus. A fundamental research on the deformation of sand. PhD Thesis, Univ. Tokyo, Tokyo.

Tatsuoka F. et Ishihara K. 1974.
Drained deformation of sand under cyclic stresses reversing direction. Soils and Foundations, Vol. 14, N° 3, pp. 51-65.

Tatsuoka F. et Ishihara K. 1974.
Yielding of sand in triaxial compression. Soils and Foundations, Vol. 14, N° 2, pp. 63-76.

Tatsuoka F. et Ishihara K. 1975.
Undrained deformation and liquefaction of sand under cyclic stresses. Soils and Foundations, Vol. 15, N° 1, pp. 29-44.

Tavenas F. et Leroueil S. 1978.
Les concepts d'état limite et d'état critique et leurs applications à l'étude des argiles. Revue Française de Géotechnique, N° 6, pp. 27-49.

Touati A. 1982.
Comportement mécanique des sols pulvérulents sous fortes contraintes. Thèse de Doctorat, ENPC, Paris, 201 p.

Tresca H. 1868.
Mémoire sur l'écoulement des corps solides. Mémoire présentée à l'Accadémie des Sciences de Paris, Paris, Vol. 18, pp. 733-799.

Truesdell C. and Noll W. 1965.
The Nonlinear Field Theories of Mechanics. Handbook of physics, Vol. 3, Springer-Verlag, Berlin.

Vaid Y. P. et Chern J. C. 1983.
Mechanism of deformation during cyclic undrained loading of saturated sands. Soil Dynamic and Earthquake Eng., Vol. 2, N°3, pp. 171-177.

Vaid Y. P. et Chern J. C. 1985.
Cyclic and monotonic undrained response of saturated sands. Proc. Advances in the Art of Testing Soils Under Cyclic Conditions, ASCE Convention, Detroit, pp. 120-147.

Vaid Y. P. et Negussey D. 1982.
A critical assessment of membrane penetration in the triaxial test. Univ. of British Colombia, Vancouver, B. C., Soil Mech. Series N° 61.

Vaid Y. P., Kuerbis R. H. et Chern J. C. 1990.
Static liquefaction of sands and silty sands. Proc. 43rd Canadian Geotechnical Conf., Québec, pp. 247-256.

Vanalis K. C. 1971.
A theory of viscoplasticity without a yield surface. Arch. Mech. Stoss, N° 23, pp 517-535.

Vasquez-Herrera A. et Dobry R. 1988.
The behavior of undrained contractive sand and its effect on seismic liquefaction flow failure of earth structures. Dep. Civil Eng., Rensselaer Polytechnic Institute, USA.

Verdugo R. L. 1992.
Characterisation of sandy soil behaviour under large deformation. PhD Thesis, University of Tokyo, 455p.

Vermeer P. A. 1978.
A double hardening model for sand. Géotechnique, Vol. 28, N° 4, pp. 413-433.

Vermeer P. A. 1980.
Formulation and analysis of sand deformation problems. Report 195 Geotechnical Laboratory Delft, Univ of Technology.

Von Mises R. 1913.
Gottinger Nachrichten. Math. Phy. Klass. Cité par Hill 1950.

Wilde P. 1977.
Two invariants-dependent models of granular media. Archives of Mechanics, Vol. 29, N° 6, pp. 799-809.

Yamada Y. et Ishihara K. 1979.
Anisotropic deformation characteristics of sand under three dimensional stress conditions. Soils and Foundations, Vol. 19, N° 2, pp. 79-94.

Yamada Y. et Ishihara K. 1981.
Undrained deformation characteristics of loose sand under three dimensional stress conditions. Soils and Foundations, Vol. 21, N° 1, pp. 97-107.

Zienkiewicz O. C., Chan A. H. C. et Pastor M. 1988.
Simple model for soil behaviour applications to problems of soil liquefaction. Proc. Conf. on Numerical Methods in Geomechanics, Innsbruck, pp.169-180.

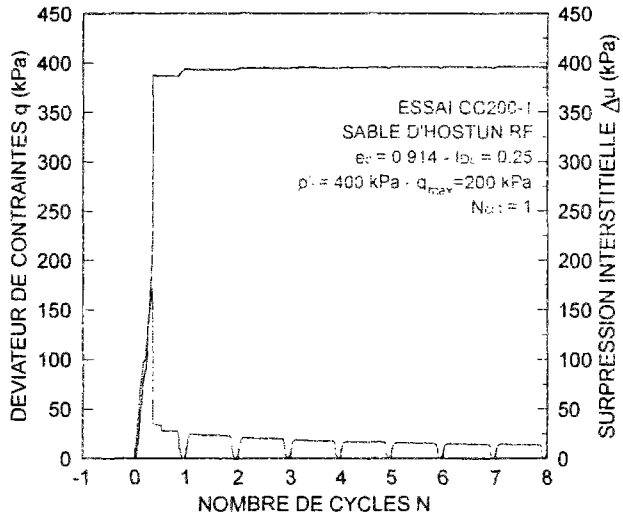
Zienkiewicz O. C., Leung K. H. et Pastor M. 1985.
Simple model for transient soil loading in earthquake analysis I: Basic model and its application. Int. J. of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, N° 9, pp. 453-476.

Zienkiewicz O. C. et Mroz Z. 1984. Generalized plasticity formulation and applications to geomechanics. Mechanics of Engineering Materials, Eds. Desai, C. S. et Gallaher, R. H., Wiley et Sons. pp. 655-679.

Zytynski M., Randolph M. F., Nova R. et Wroth C. P. 1978.
On modelling the unloading-reloading behaviour of soils. Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, N° 2, pp. 87-94.

ANNEXE A

RÉSULTATS DES ESSAIS CYCLIQUES À FORCE CONTRÔLÉE



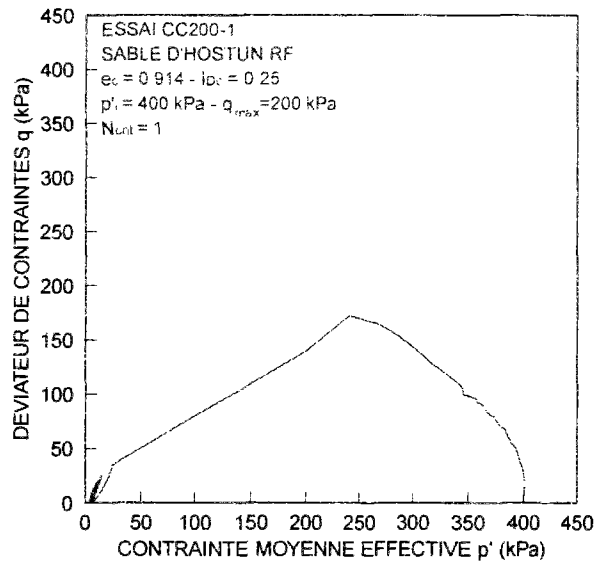


Figure A-1 Résultats de l'essai CC200-1 (q_{max} = 200 kPa)

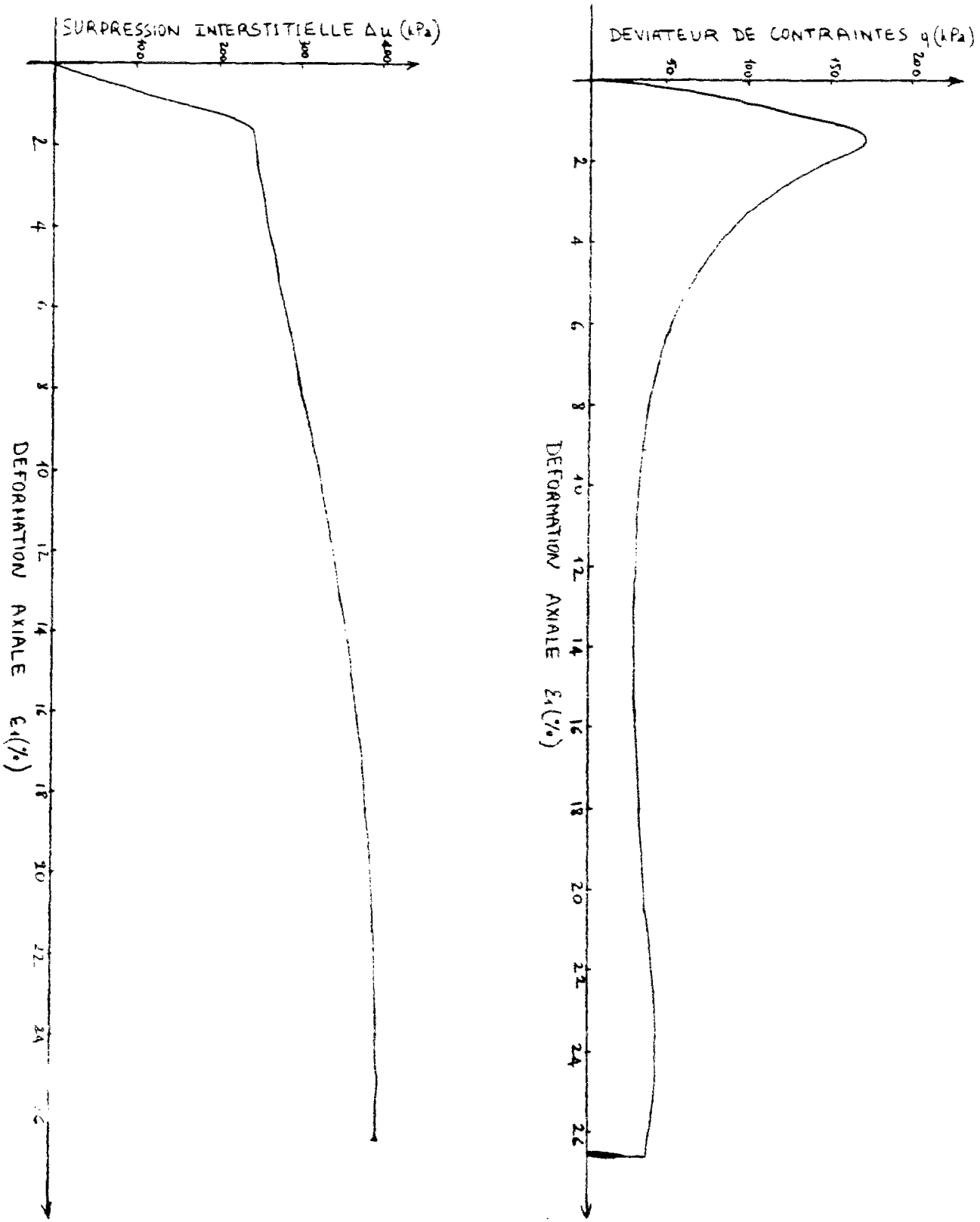
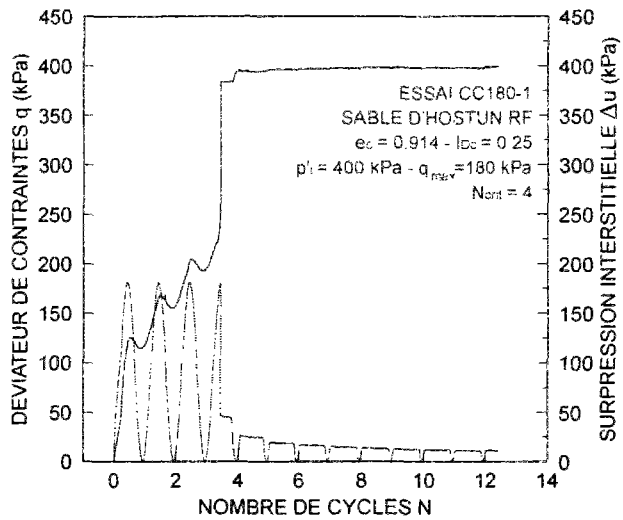


Figure A-2 Résultats de l'essai CC200-1 (q_{max} = 200 kPa), (suite)



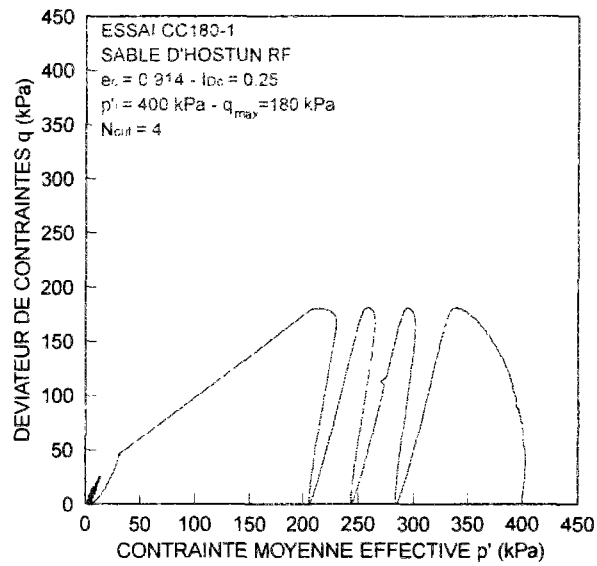


Figure A-3 Résultats de l'essai CC180-1 (q_{max} = 180 kPa)

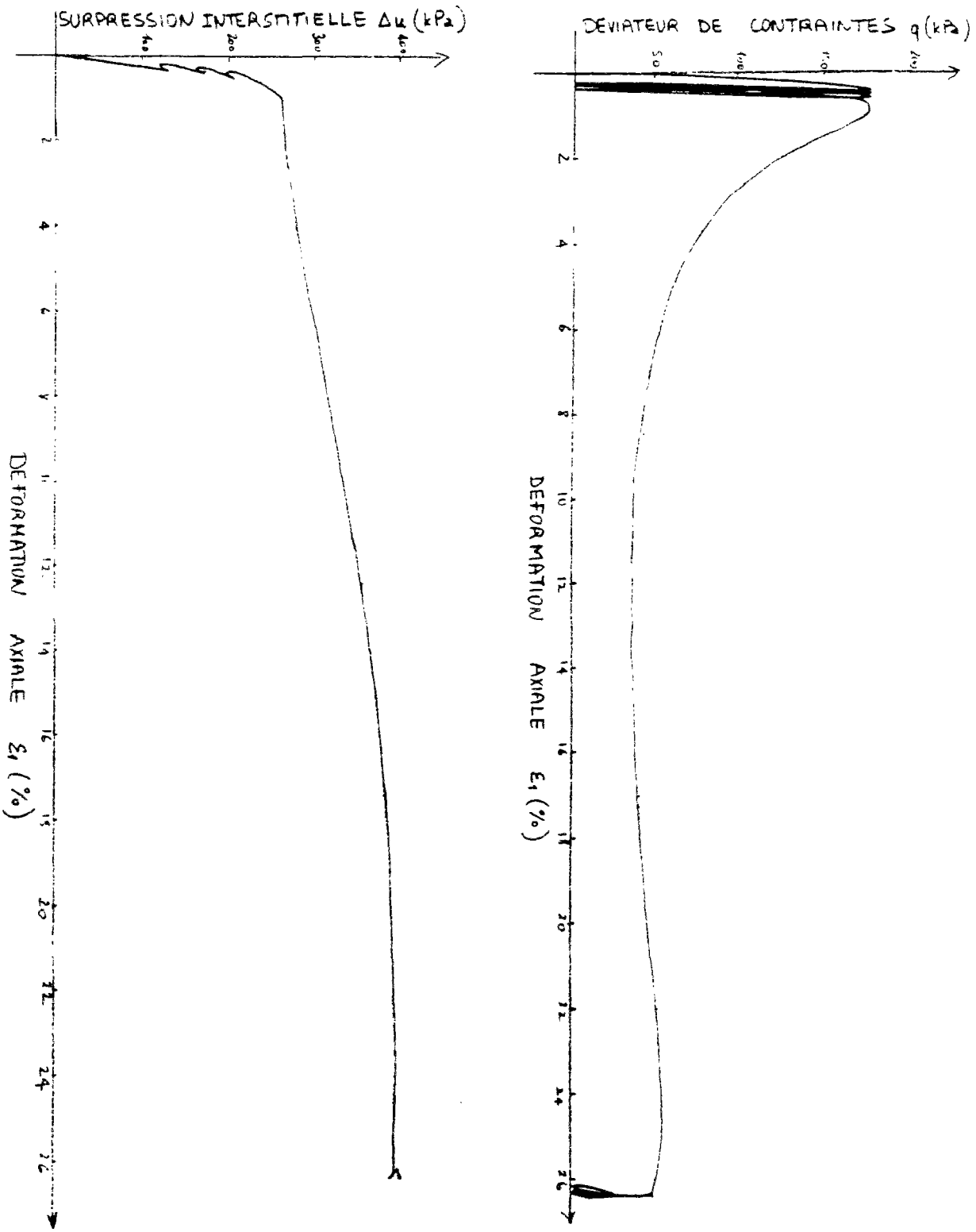
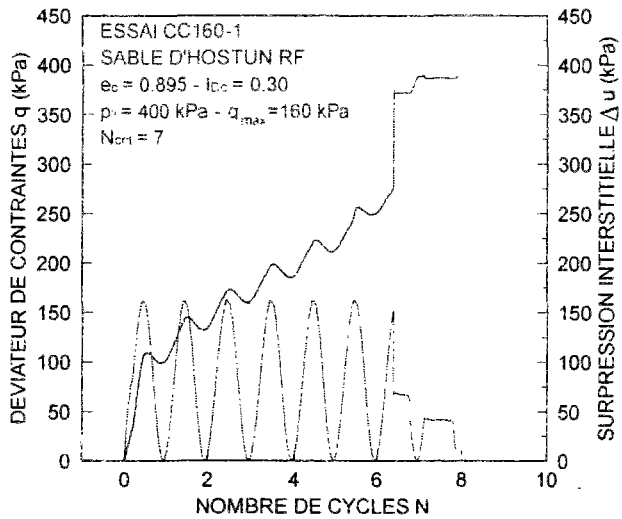


Figure A-4 Résultats de l'essai CC180-1 (q_{max} = 180 kPa)



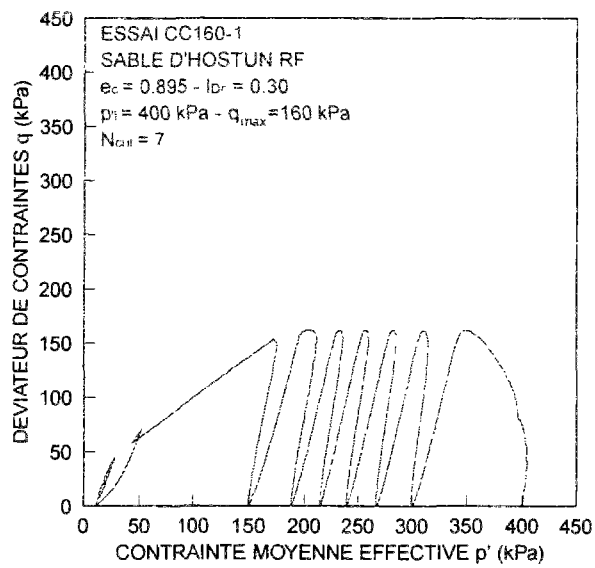


Figure A-5 Résultats de l'essai CC160-1 (q_{max} = 160 kPa)

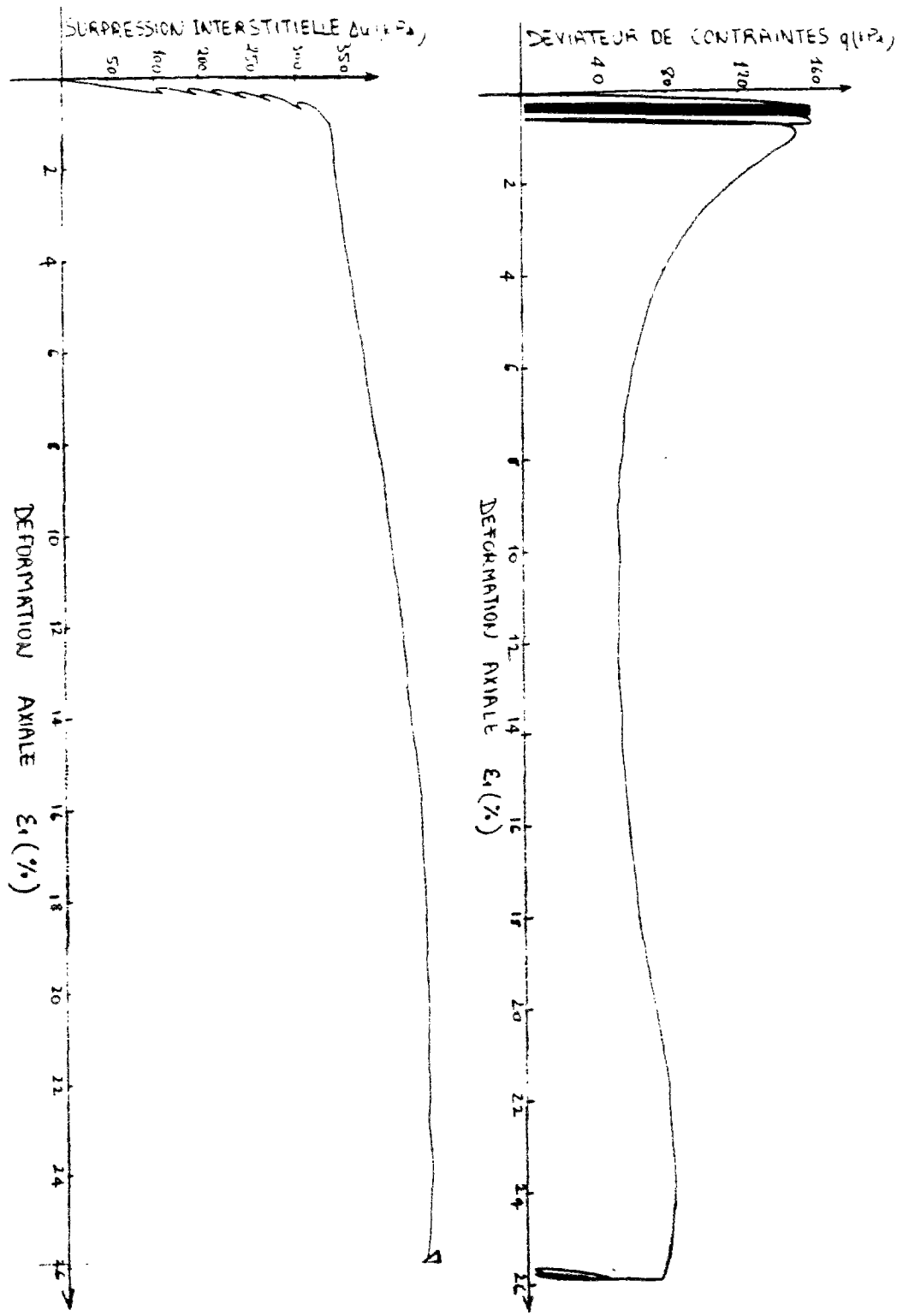
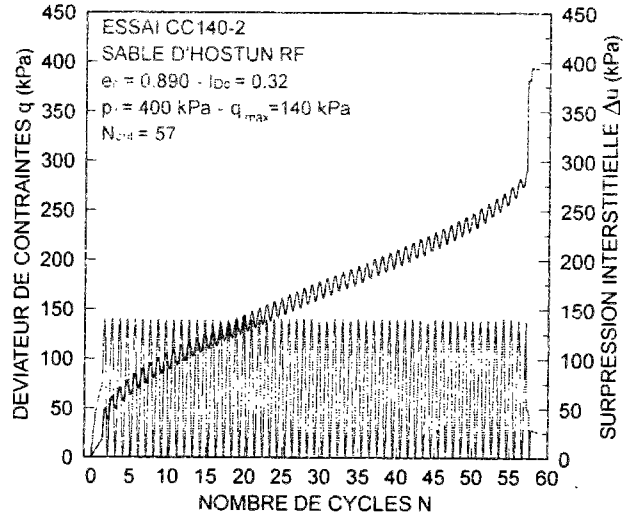


Figure A-6 Résultats de l'essai CC160-1 (q_{max} = 160 kPa)



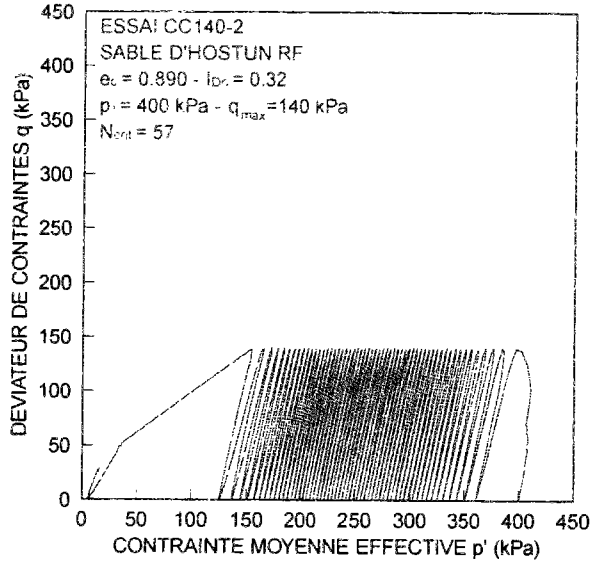


Figure A-7 Résultats de l'essai CC140-2 (q_{max} = 140 kPa)

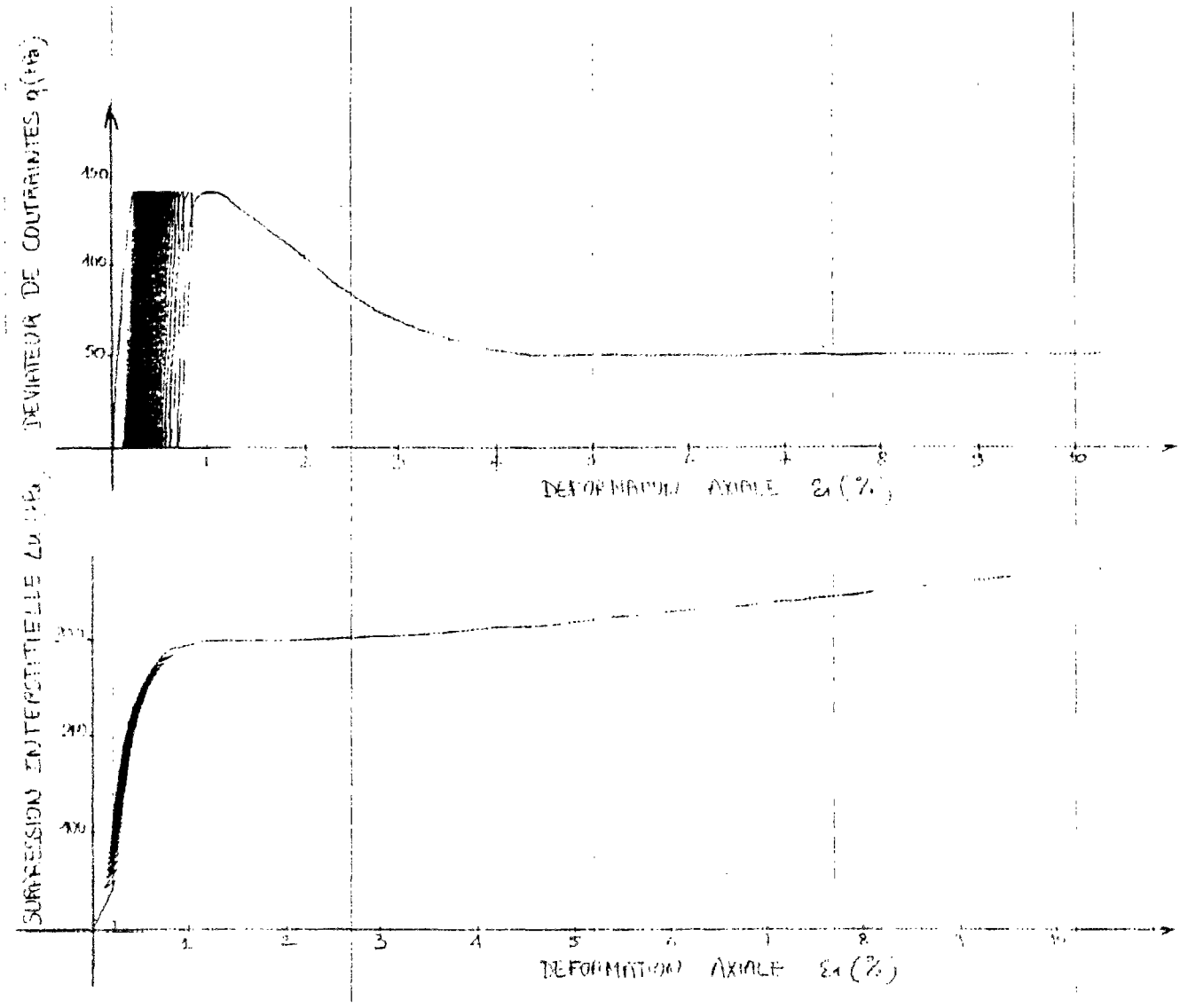
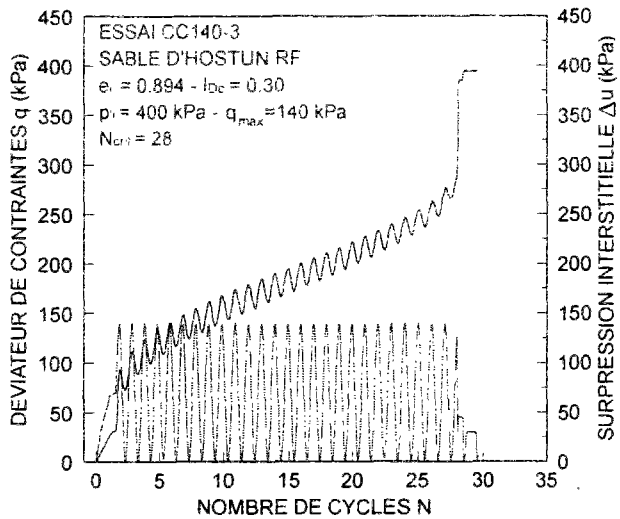


Figure A-8 Résultats de l'essai CC140-2 (q_{max} = 140 kPa)



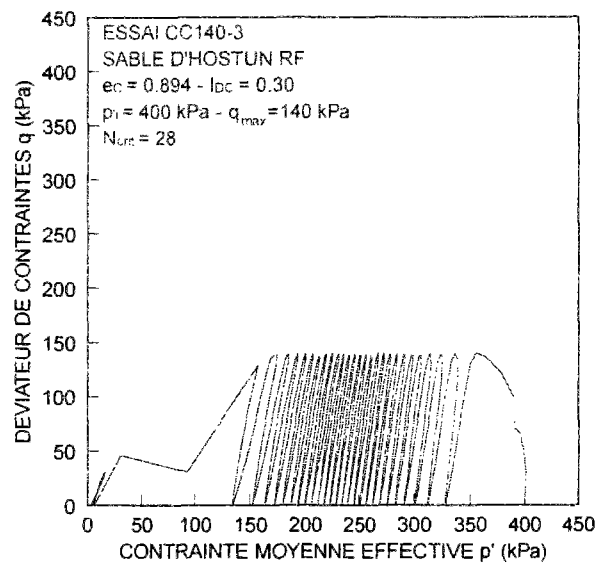


Figure A-9 Résultats de l'essai CC140-3 (q_{max} = 140 kPa)

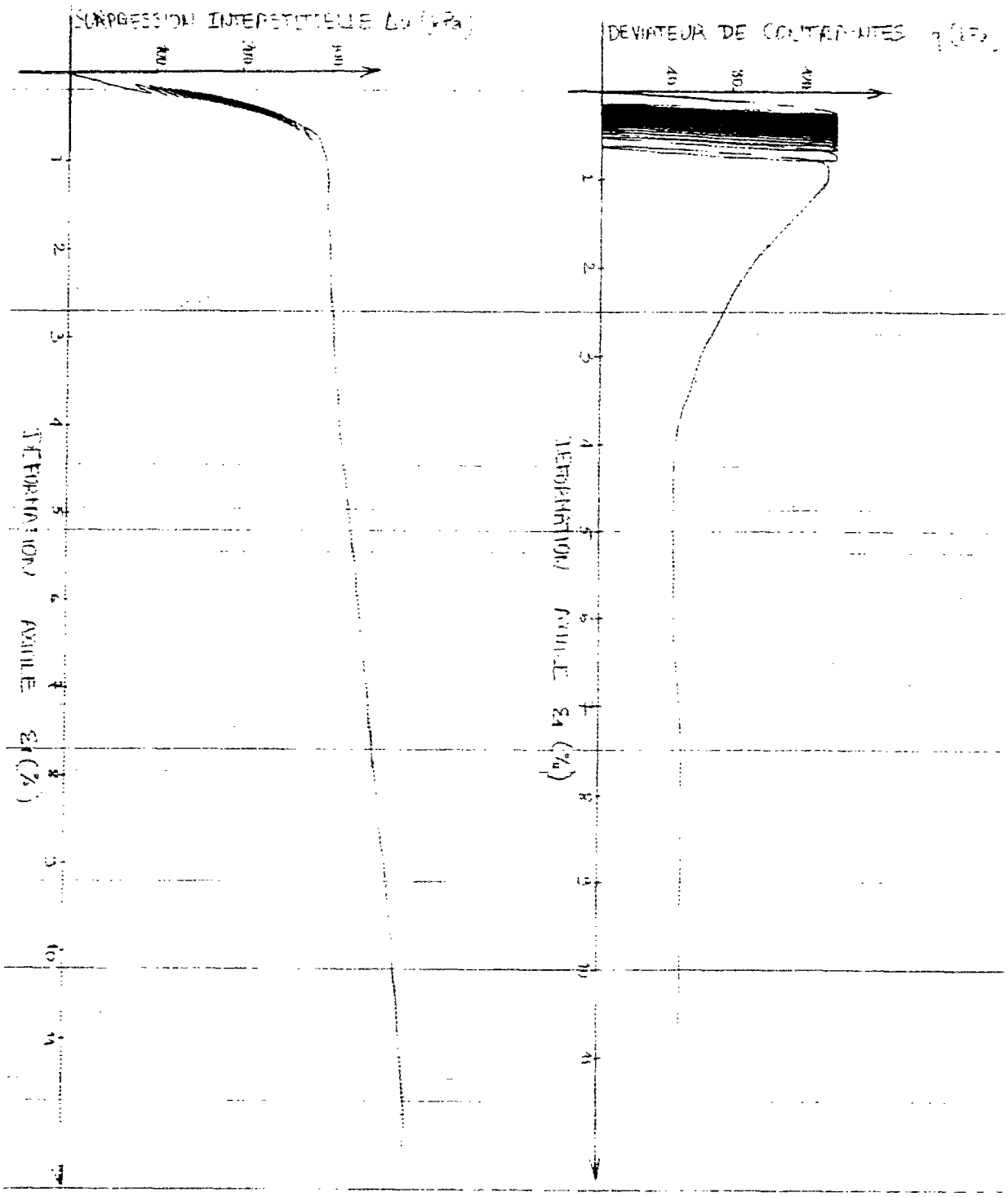
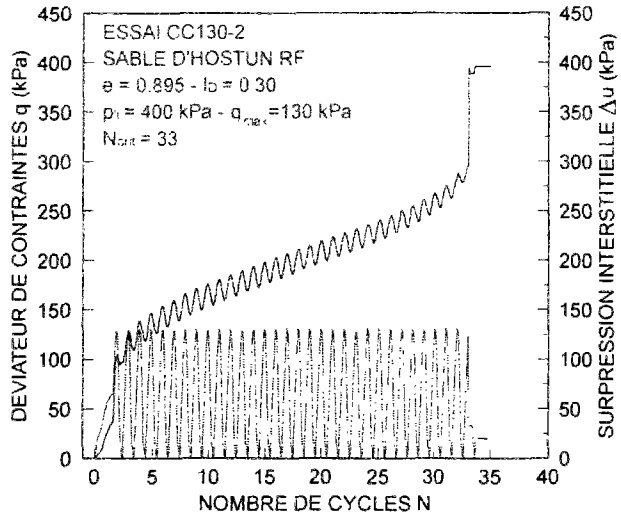


Figure A-10 Résultats de l'essai CC140-3 (q_{max} = 140 kPa)



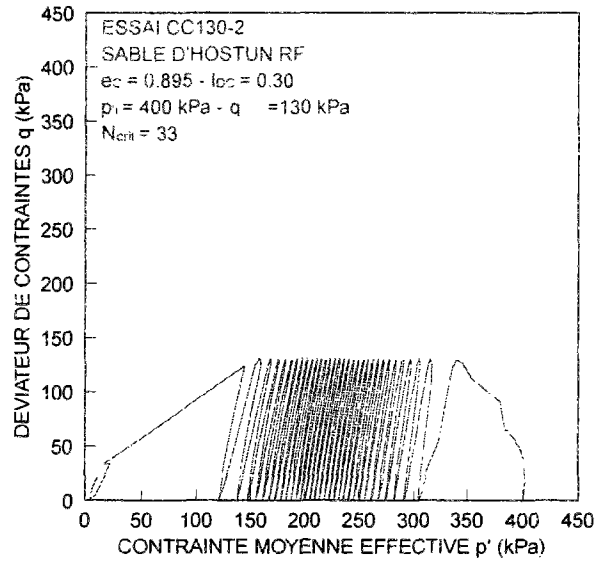
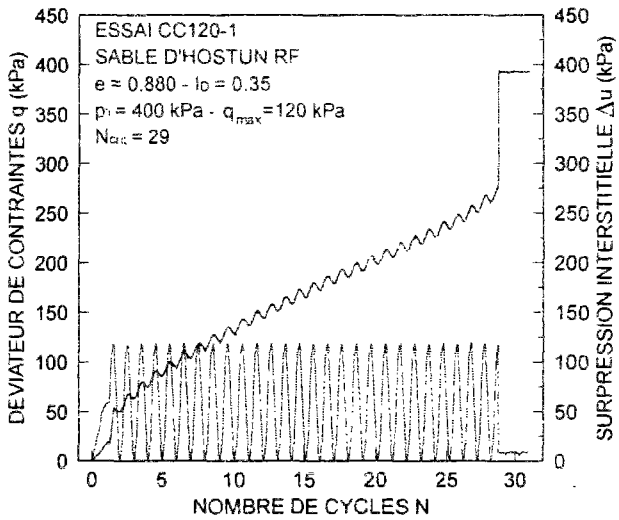


Figure A-11 Résultats de l'essai CC130-2 (q_{max} = 130 kPa)



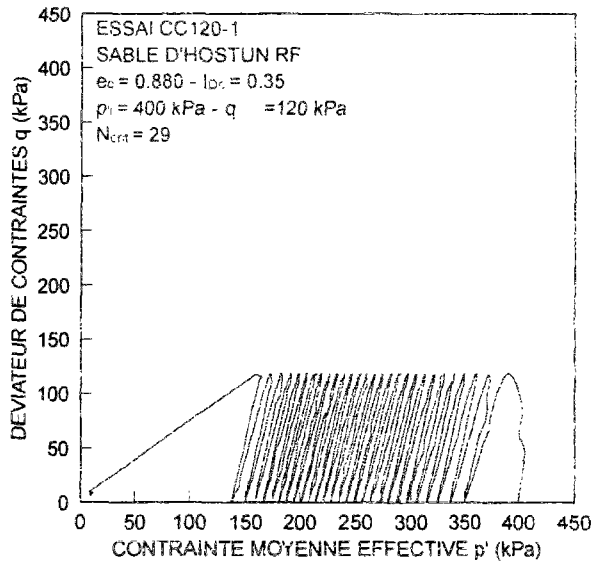
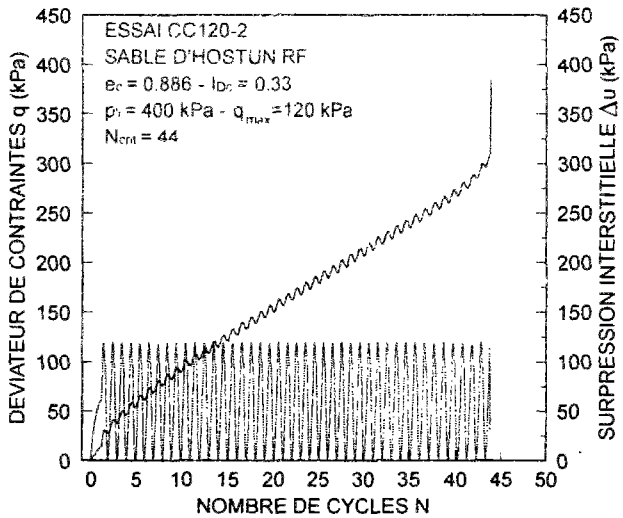


Figure A-12 Résultats de l'essai CC120-1 (q_{max} = 120 kPa)



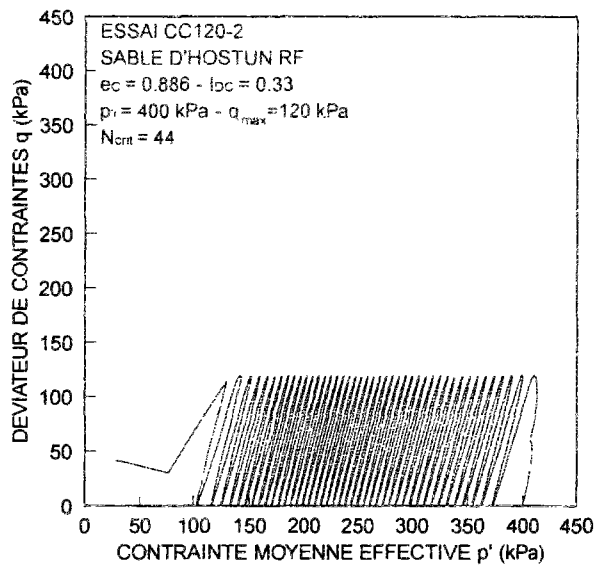


Figure A-13 Résultats de l'essai CC120-2 (q_{max} = 120 kPa)

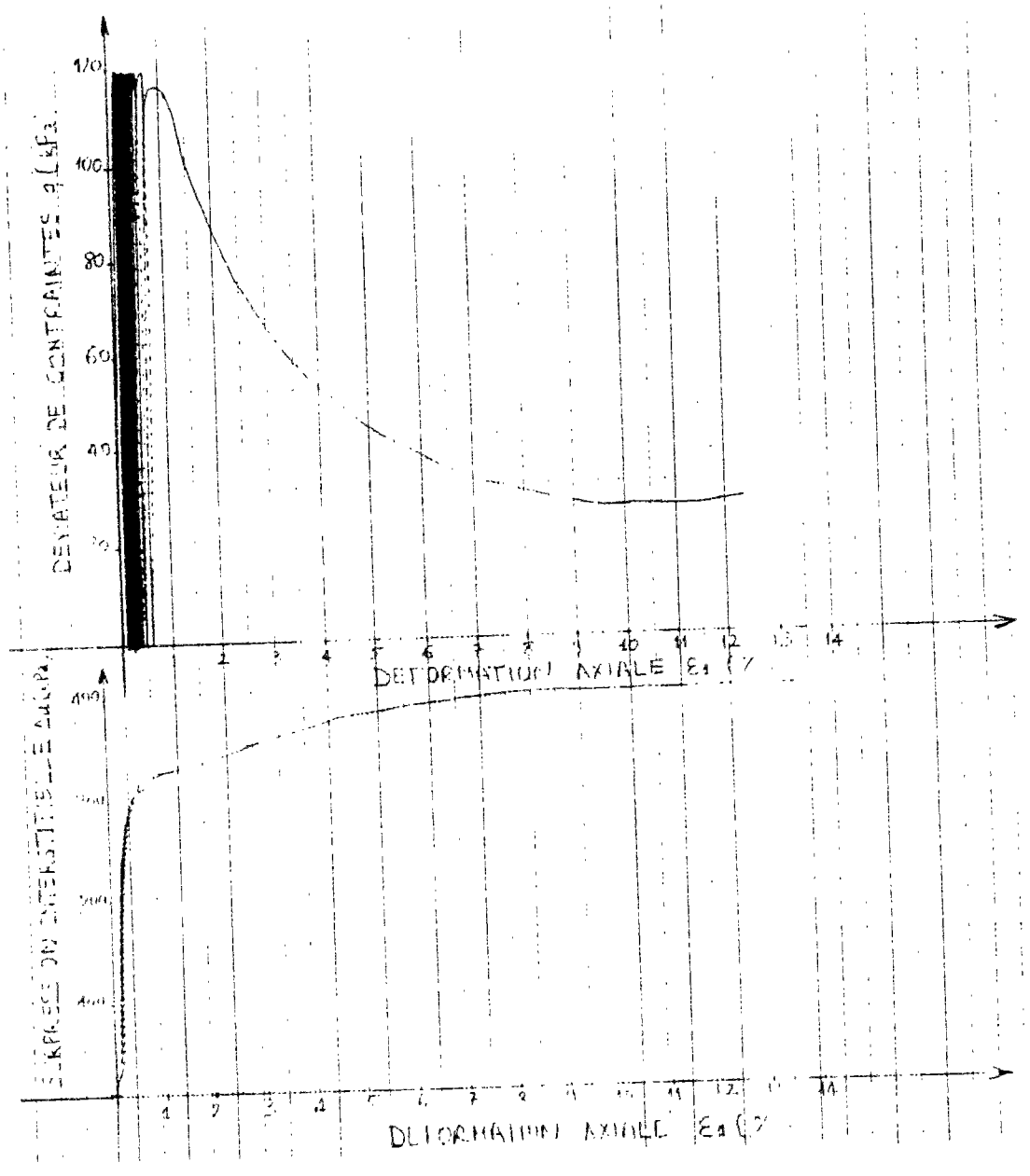
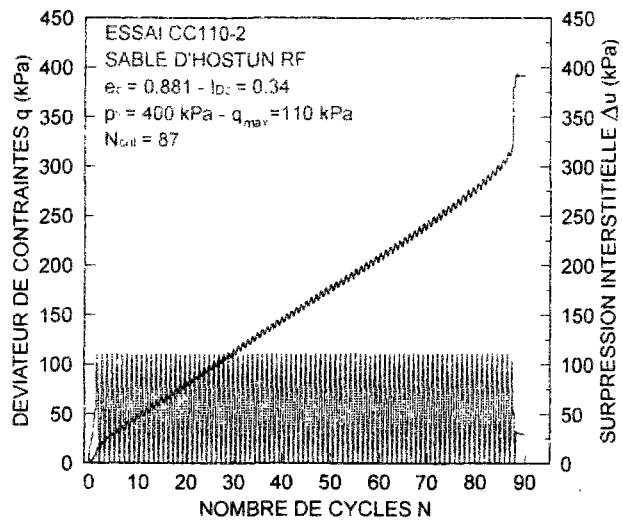


Figure A-14 Résultats de l'essai CC120-2 (q_{max} = 120 kPa), (suite)



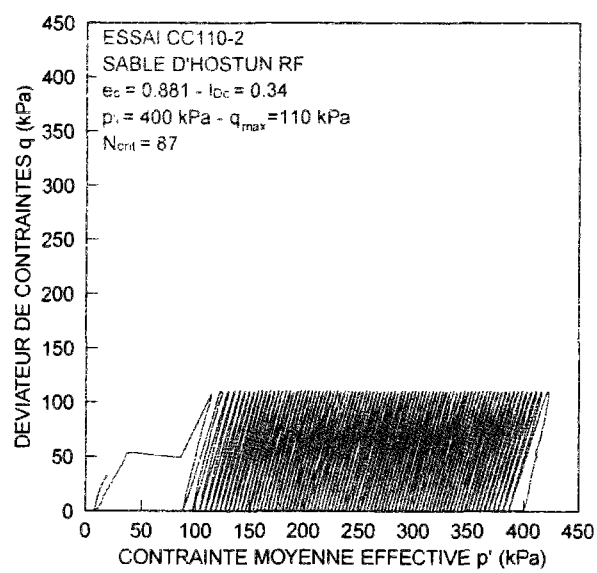


Figure A-15 Résultats de l'essai CC110-2 (q_{max} = 110 kPa)

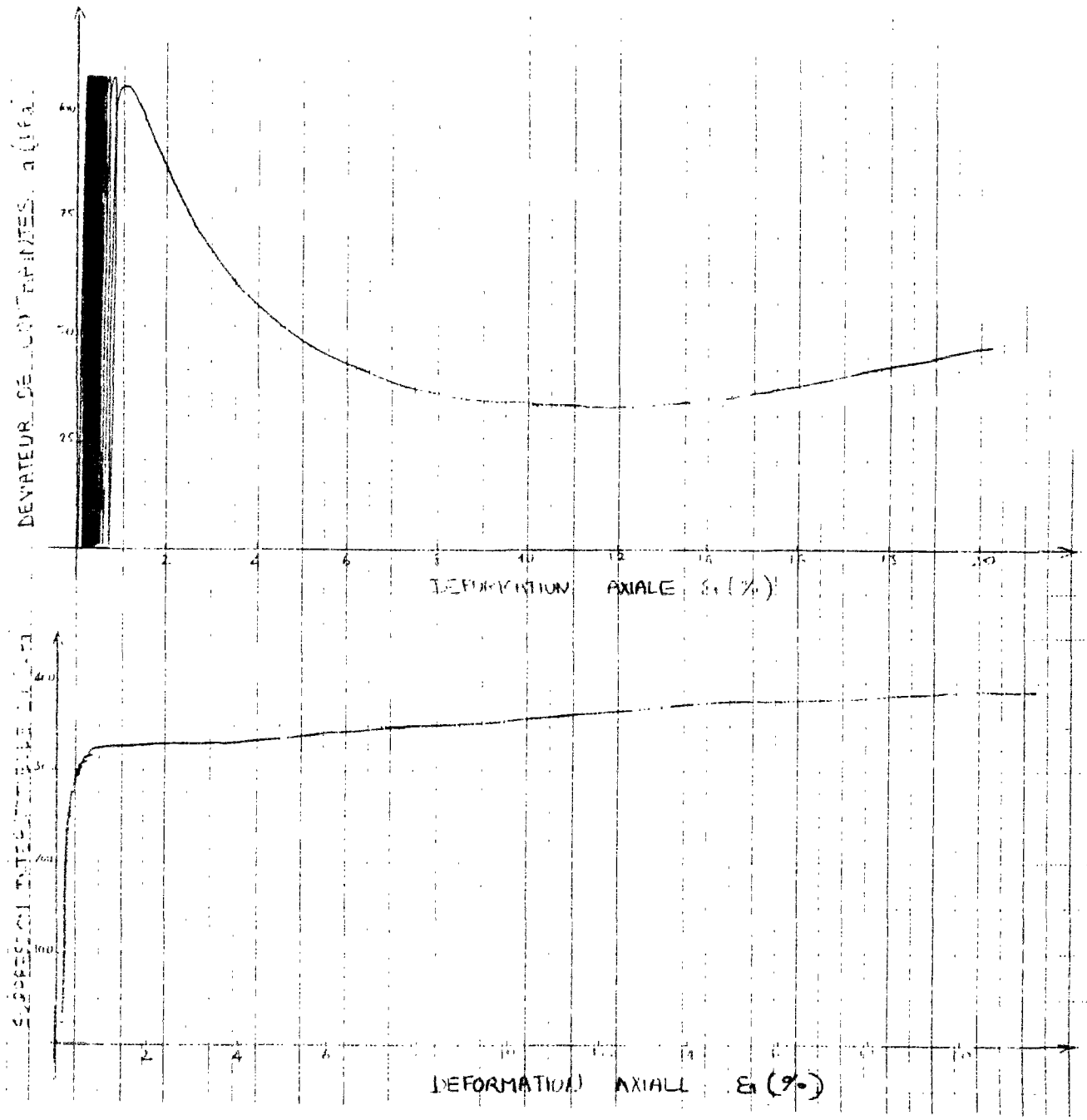
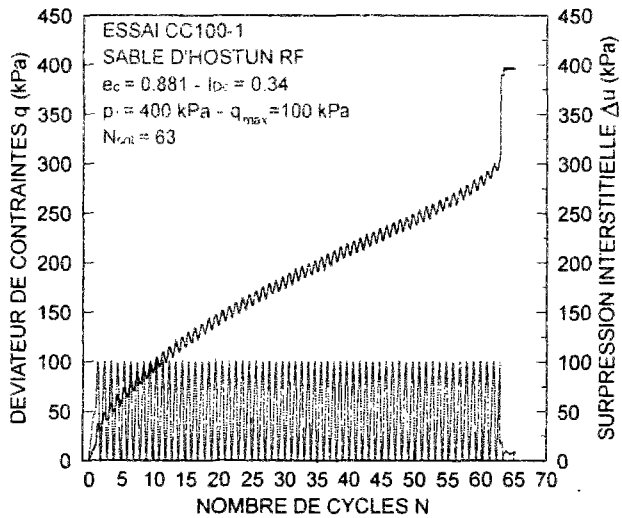


Figure A-16 Résultats de l'essai CC110-2 (q_{max} = 110 kPa), (suite)



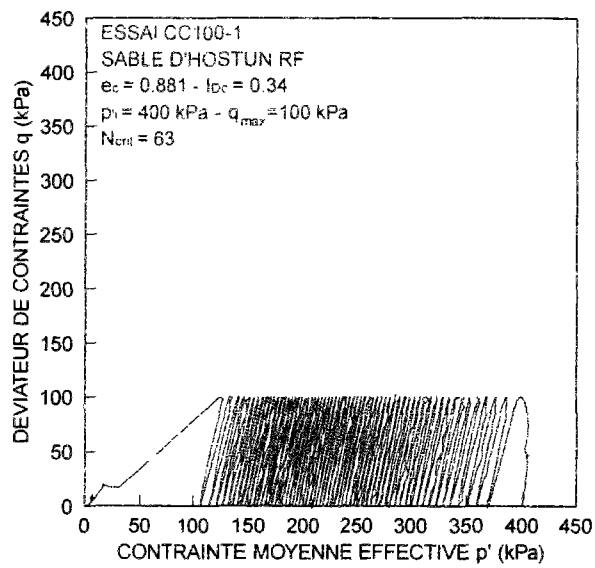


Figure A-17 Résultats de l'essai CC100-1 (q_{max} = 100 kPa)

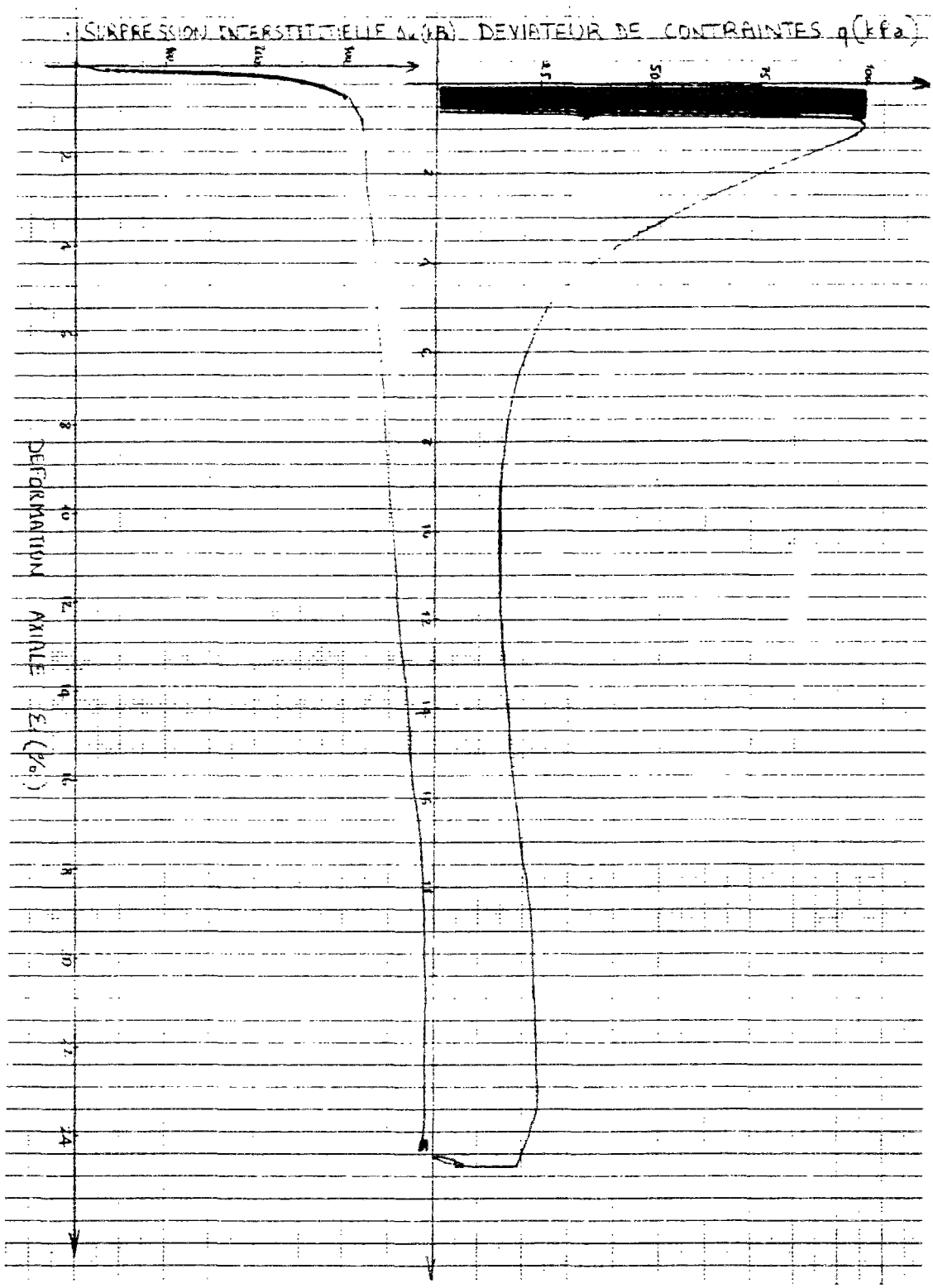


Figure A-18 Résultats de l'essai CC100-1 (q_{max} = 100 kPa), (suite)

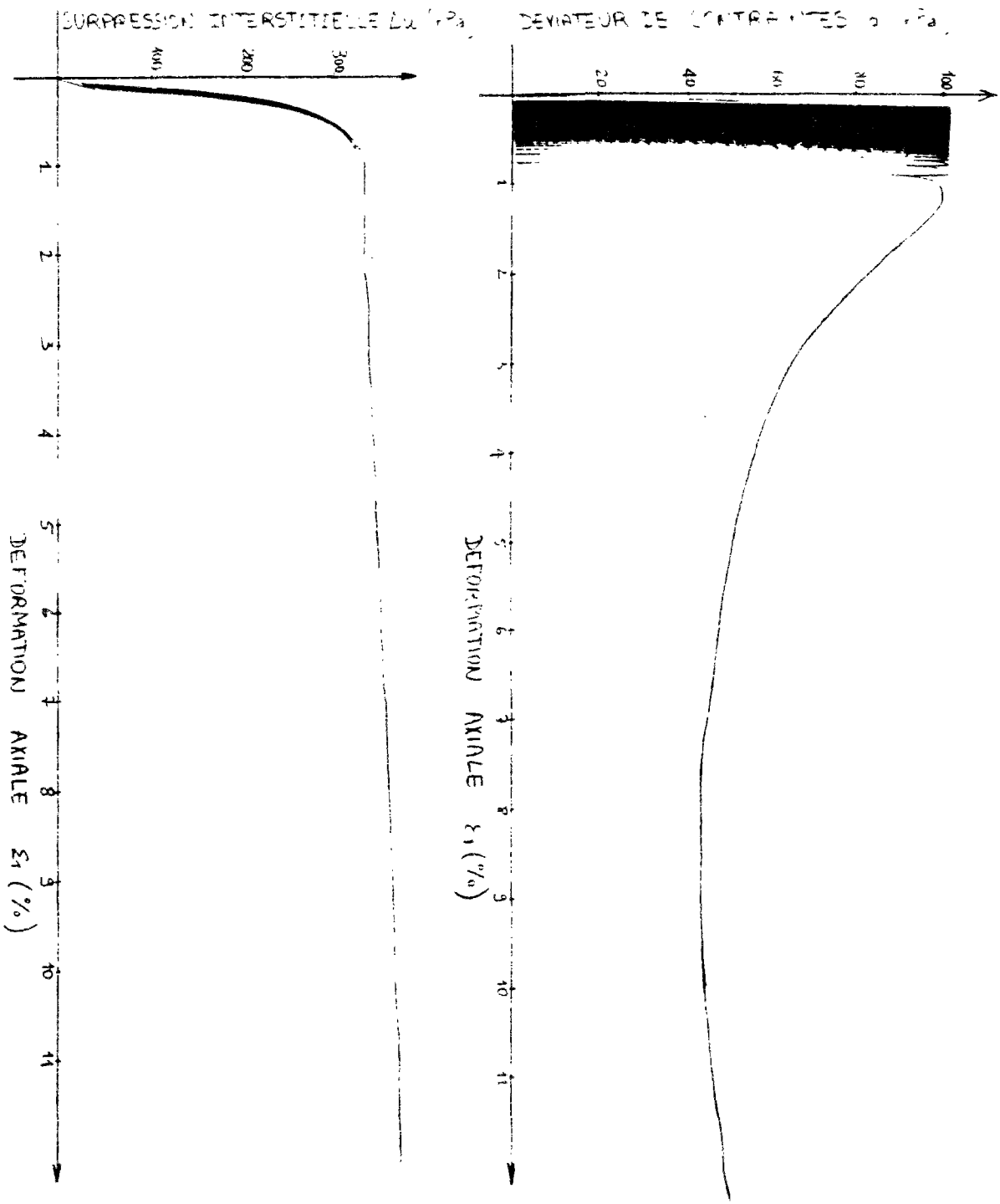
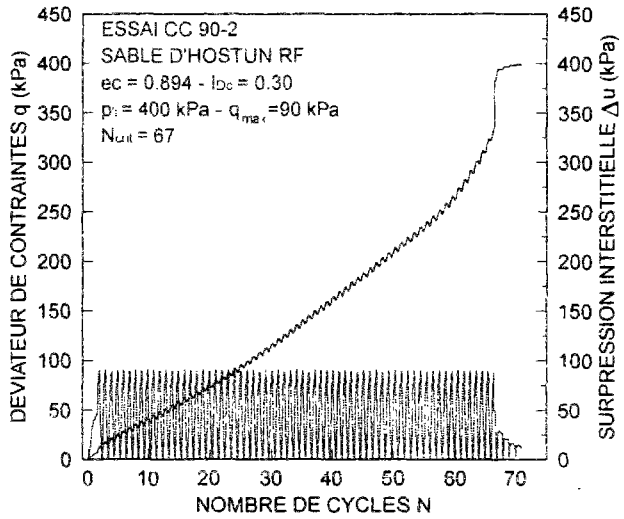


Figure A-19 Résultats de l'essai CC100-3 (q_{max} = 100 kPa)



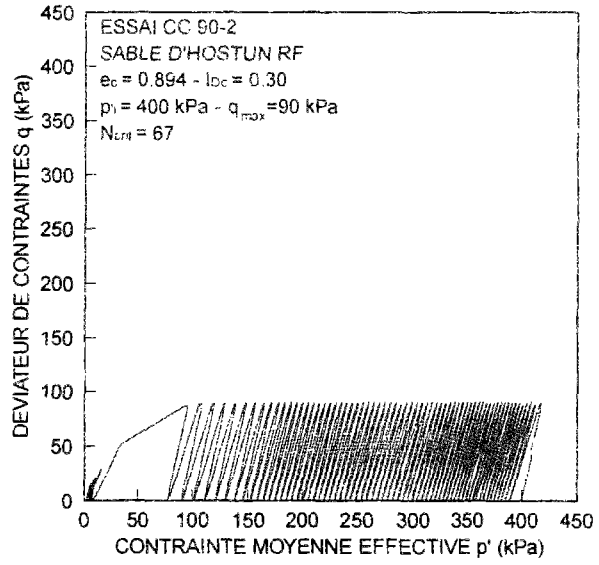


Figure A-20 Résultats de l'essai CC90-2 (q_{max} = 90 kPa)

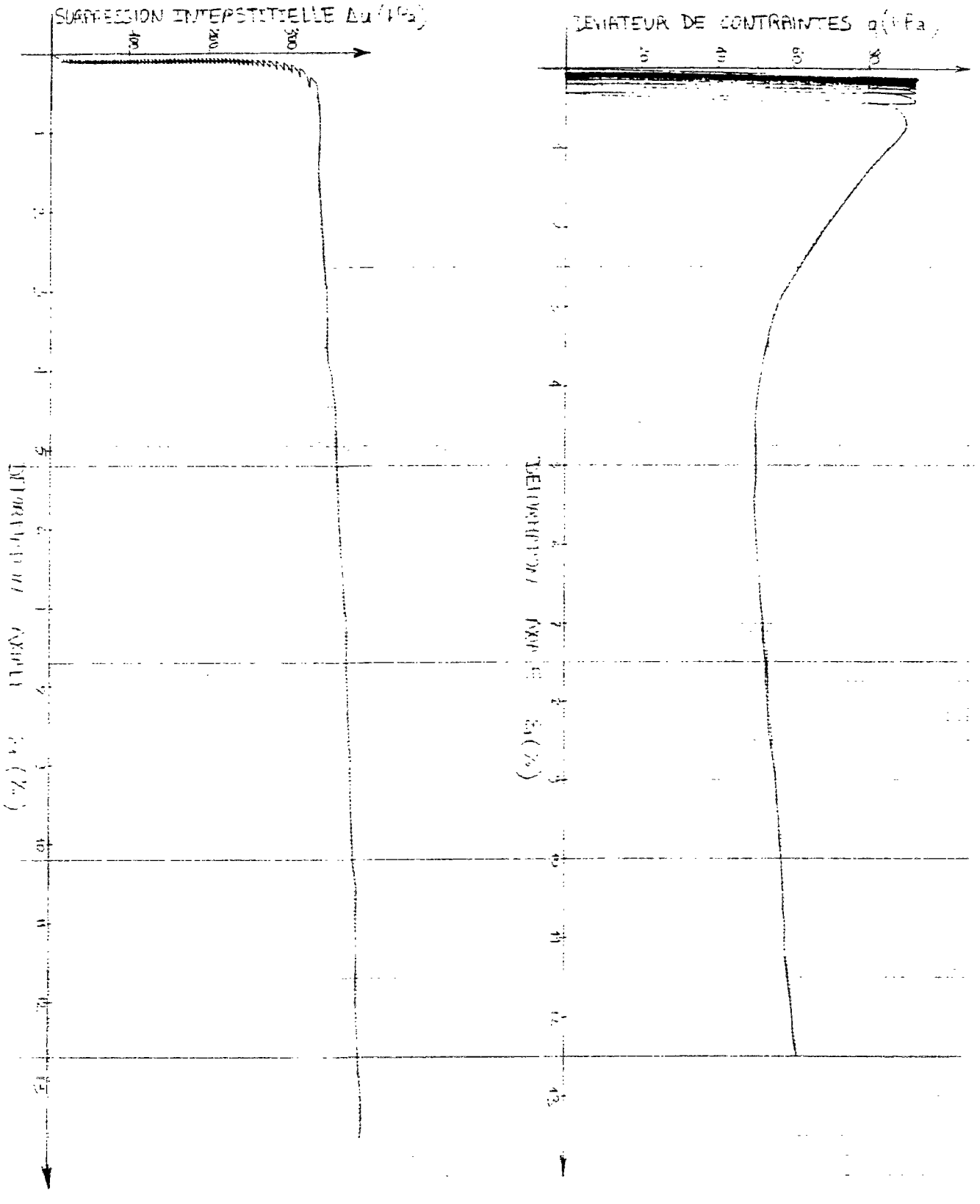


Figure A-21 Résultats de l'essai CC90-2 (q_{max} = 90 kPa), (suite)

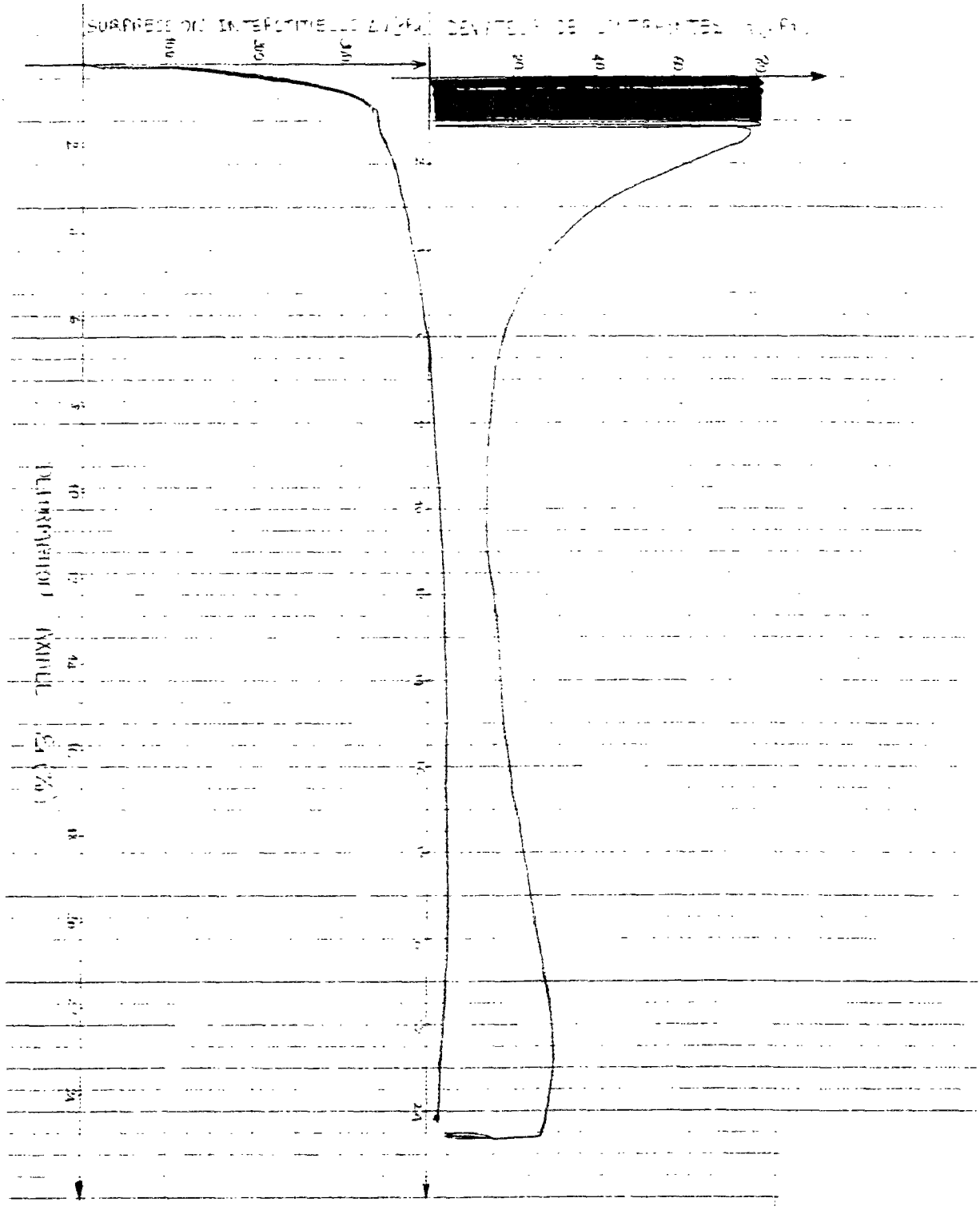
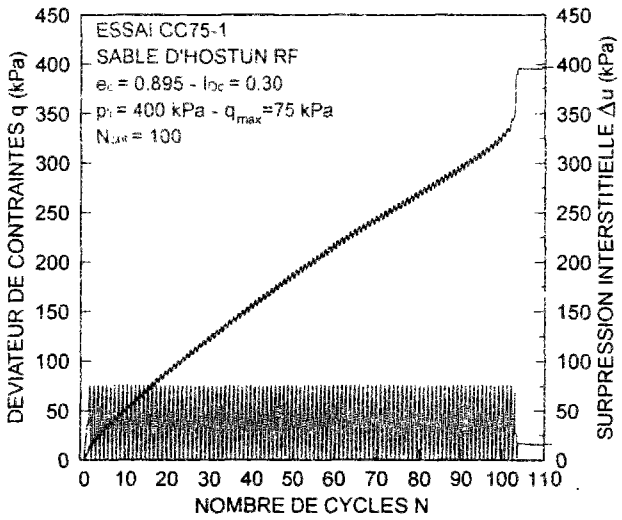


Figure A-22 Résultats de l'essai CC80-1 (q_{max} = 80 kPa)



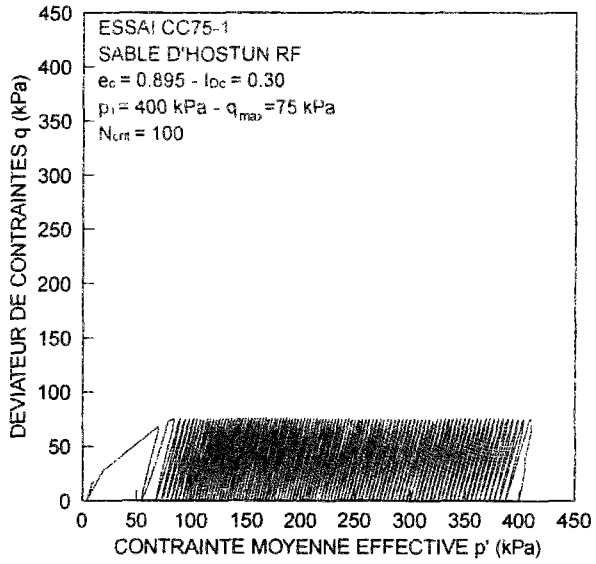


Figure A-23 Résultats de l'essai CC75-1 (q_{max} = 75 kPa)

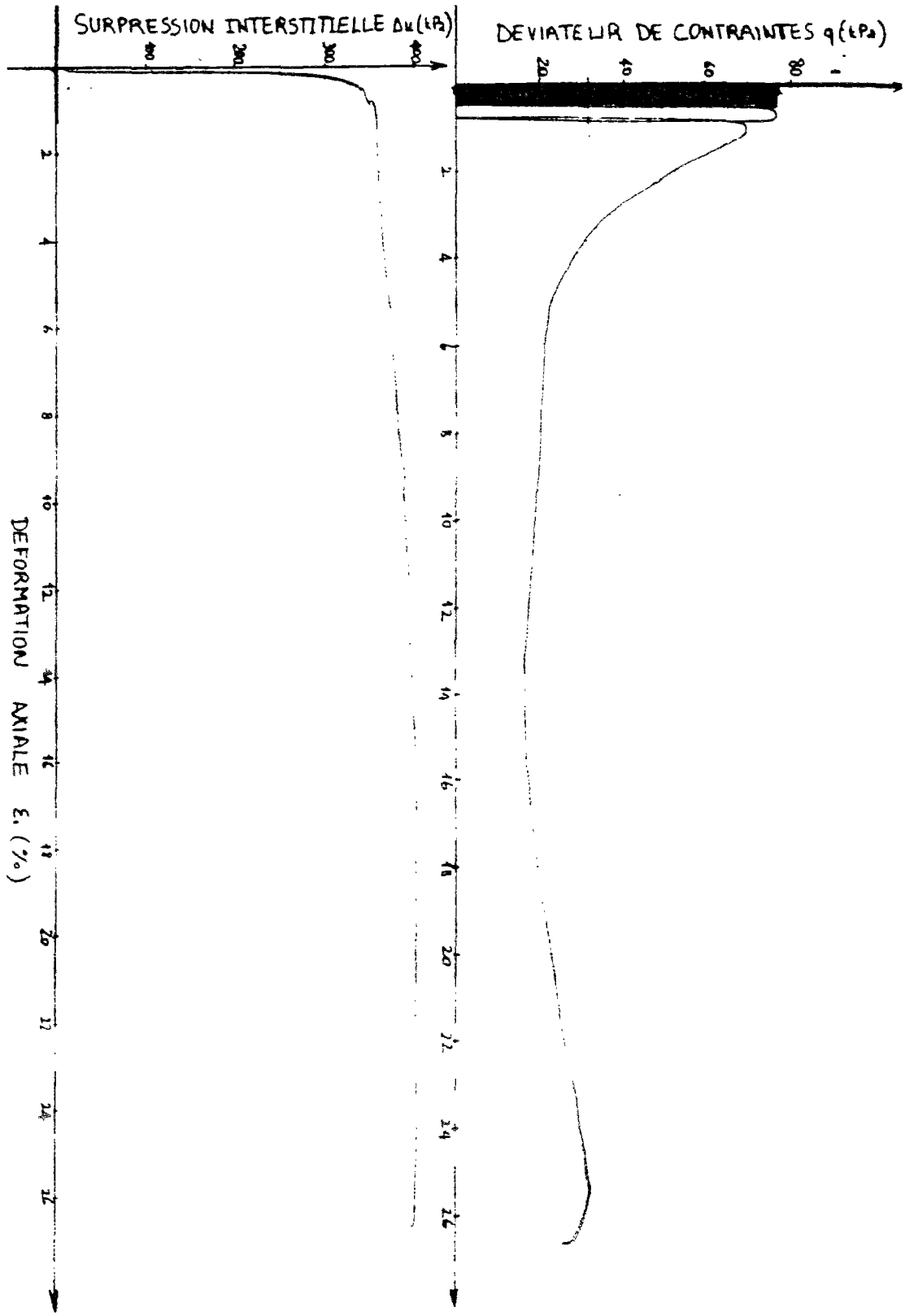


Figure A-24 Résultats de l'essai CC75-1 (q_{max} = 75 kPa), (suite)

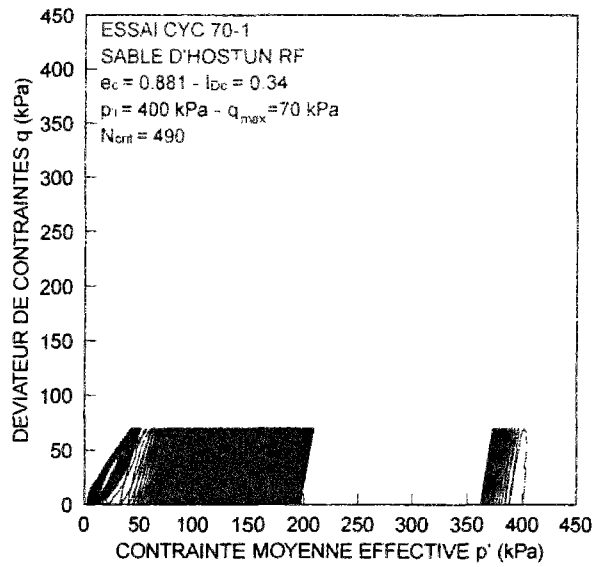


Figure A-25 Résultats de l'essai CC70-1 (q_{max} = 70 kPa)

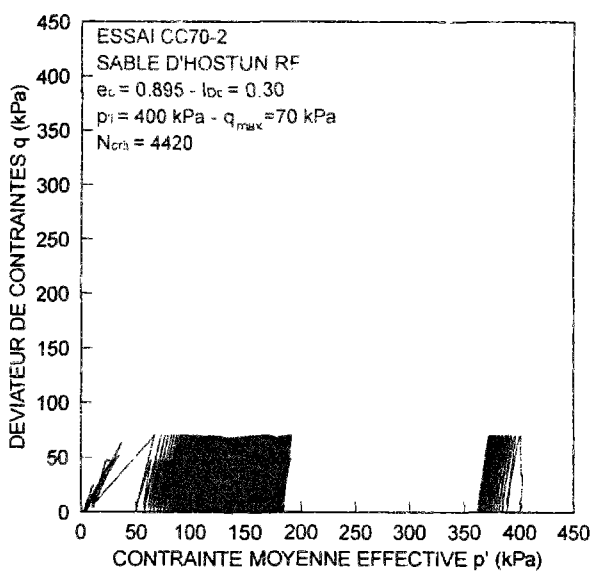


Figure A-26 Résultats de l'essai CC70-2 (q_{max} = 70 kPa)

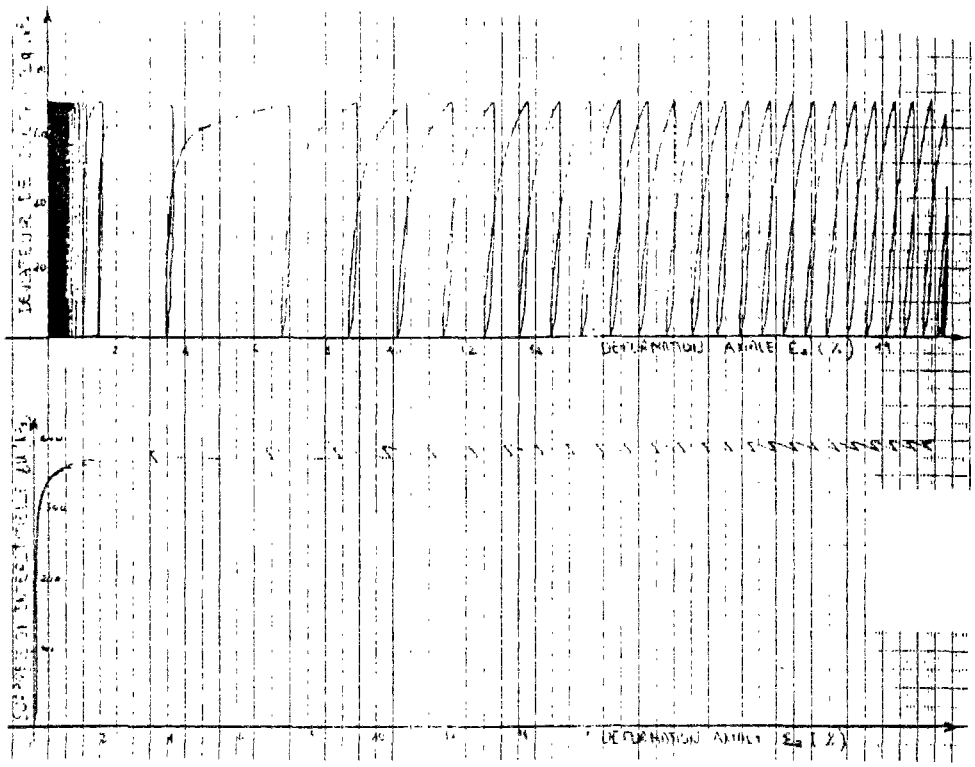


Figure A-27 Résultats de l'essai CC70-1 (q_{max} = 70 kPa), (suite)

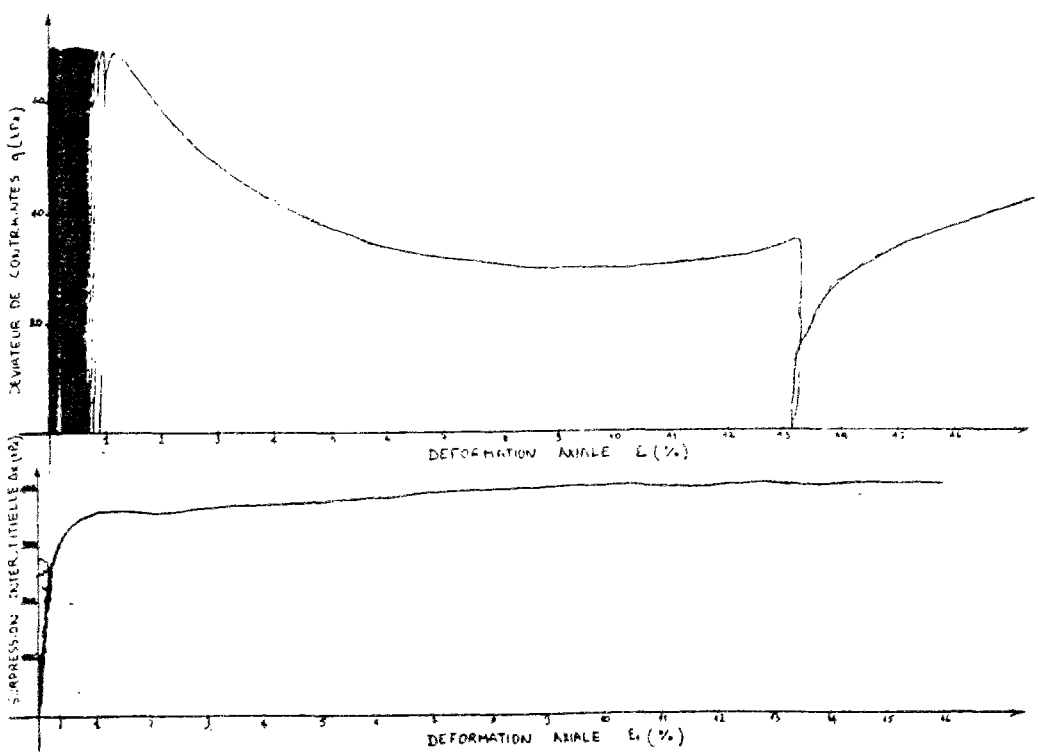


Figure A-28 Résultats de l'essai CC70-2 (q_{max} = 70 kPa), (suite)

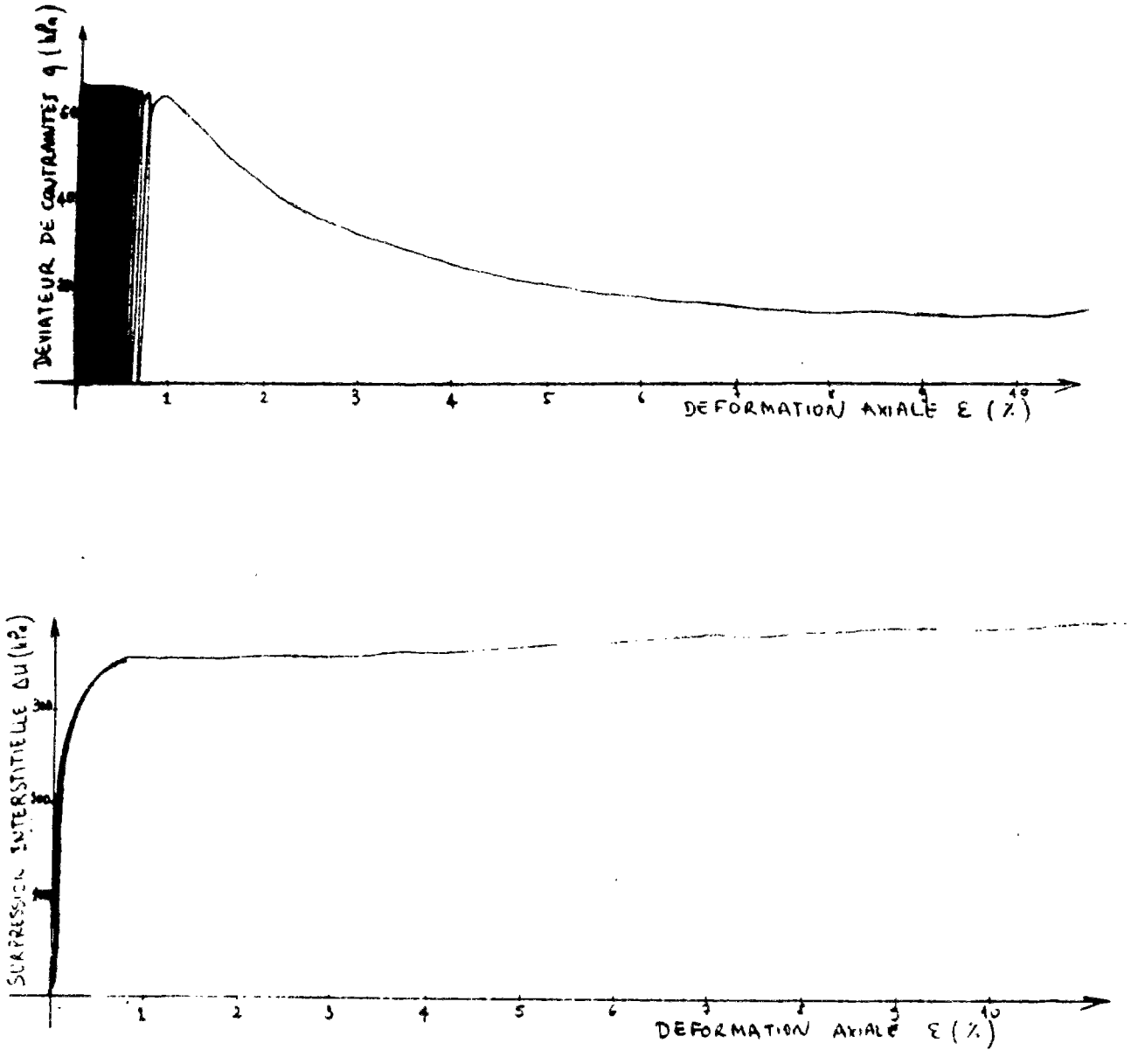


Figure A-29 Résultats de l'essai CC65-1 (q_{max} = 65 kPa)