

T  
N° d'ordre : 1609

juin 2010 5637

50376  
1995  
331

50376  
1995  
331

Université des Sciences et Technologies de Lille

**THESE DE DOCTORAT**

Préparée au  
Laboratoire de Mécanique de Lille (U.R.A. 1441)

Département Sols Structures  
**ECOLE CENTRALE DE LILLE**

Pour l'obtention du Titre de  
**DOCTEUR EN GENIE CIVIL**

Sous le titre de:

**PROBLEMES DE SOLS SATURES SOUS CHARGEMENT  
DYNAMIQUE : MODELE CYCLIQUE POUR LES SOLS ET  
VALIDATION SUR DES ESSAIS EN CENTRIFUGEUSE**

Par:

**Ali KHOSHRAVAN AZAR**

Soutenue le 8 Novembre 1995 devant la commission d'examen composé de

**Messieurs :**

**DYMENT A.  
BOUTIN C.  
LOUNG M. P.  
MODARESSI H.  
SHAHROUR I.**

**Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Directeur de thèse**



## AVANT - PROPOS

Ce travail a été réalisé au Département Sols - Structures du Laboratoire de Mécanique de Lille à l'Ecole Centrale de Lille sous la direction du Professeur **Isam SHAHROUR** Directeur du Département. Il a assuré la direction de ce travail. L'aide qu'il m'a apportée, les conseils qu'il m'a formulés m'ont été précieux. Je le remercie vivement et l'assure de ma reconnaissance.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur **A. DYMENT** professeur à l' Université des sciences et Technologies de Lille pour m'avoir fait l'honneur d'examiner mon travail et d'accepter la présidence du jury.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur **M. P. LUONG** Directeur de Recherches au C.N.R.S., et Monsieur **C. BOUTIN** Docteur Habilité à l'Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat, pour avoir accepté d'être rapporteur de ce travail.

Je remercie également Monsieur **H. MODARESSI** Ingénieur de Recherche au B.R.G.M., qui a bien voulu participer à ce jury et me faire profiter de son expérience.

Je tiens par ailleurs à remercier l'ensemble du personnel du Laboratoire et mes collègues pour leur amabilité et leur cordialité en particuliers **MM Ikhlef BENZENATI, Said GHORBANBEIGI, Rami OUSTA, Féreidoun REZAIE et Mounir ZAHER.**

En fin, j'adresse un message particulier à mes parents et ma famille, sans l'aide desquels ma présence ici n'aurait pu avoir lieu. Je les remercie pour tout.

*A mes parents,  
en témoignage de tout mon amour;*

*mon oncle,  
pour m'avoir toujours guider dans mes efforts  
et  
ma famille  
Navideh, Réza et Leïla  
pour tout le bonheur et le réconfort qu'ils m'apportent.*

*A la mémoire de  
Behrouze*

## SOMMAIRE

<b>RESUME.....</b>	<b>1</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>2</b>

### CHAPITRE I

#### CONSTRUCTION D'UN MODELE RHEOLOGIQUE POUR LES SOLS SOUS CHARGEMENTS NON-MONOTONES

<b>I.1. PRESENTATION DE LA VERSION MONOTONE DE MODSOL .....</b>	<b>5</b>
I.1.1. Partie élastique .....	5
I.1.2. Partie plastique .....	6
<b>I.2. GENERALISATION DU MODELE AUX CHARGEMENTS NON-MONOTONES .....</b>	<b>9</b>
I.2.1. Introduction et principes de la modélisation .....	9
I.2.2. L'élasticité dans le modèle.....	10
I.2.3. Surface de charge .....	10
I.2.4. Relation d'écoulement .....	12
<b>I.3. RESUME DES EQUATIONS DU MODELE .....</b>	<b>16</b>
I.3.1. Elasticité non-linéaire .....	16
I.3.2. Plasticité pour le chargement monotone .....	16
I.3.3. Plasticité pour le chargement non-monotone .....	17
<b>I.4. IDENTIFICATION DES PARAMETRES DU MODELE .....</b>	<b>19</b>
I.4.1. Paramètres pour le chargement monotone .....	19
I.4.2. Paramètres pour le chargement cyclique .....	21
<b>I.5. VALIDATION DU MODELE SUR DES ESSAIS TRIAXIAUX .....</b>	<b>25</b>
I.5.1. Essais sur le sable d'Hostun .....	25
I.5.2. Essais sur le sable de Nevada .....	30
<b>I.6. CONCLUSION.....</b>	<b>40</b>

## CHAPITRE II

### INTRODUCTION DE LA DYNAMIQUE DES SOLS SATURES DANS UN PROGRAMME DE CALCUL PAR ELEMENTS FINIS

II.1.	HYPOTHESES ET DESCRIPTION DU PROBLEME .....	42
II.2.	FORMULATION LOCALE .....	42
II.3.	EQUATIONS SIMPLIFIEES .....	45
II.4.	DISCRETISATION DU MODELE SIMPLIFIE .....	48
II.4.1.	Formulation variationnelle .....	48
II.4.2.	Discretisation temporelle .....	50
II.5.	INTRODUCTION DANS UN PROGRAMME DE CALCUL PAR ELEMENTS FINIS (PECDYN) .....	52
II.6.	TESTS DE VALIDATION .....	54
II.6.1.	Exemple 1 : Réponse d'une barre sollicitée à son extrémité .....	54
II.6.2.	Exemple 2 : Colonne de sol soumise à une onde de compression .....	57
II.7.	CONCLUSION .....	60

## CHAPITRE III

### VALIDATION SUR DES ESSAIS EN CENTRIFUGEUSE

III.1.	GENERALITES SUR LES ESSAIS EN CENTRIFUGEUSE .....	62
III.2.	VALIDATION SUR LES MODELES N° 1 et N° 2 : MASSIF DE SOL HOMOGENE SOUMIS A UNE ACCELERATION A SA BASE .....	65
III.2.1.	Données expérimentales .....	65
III.2.2.	Modélisation numérique .....	70
III.2.3.	Résultats des simulations .....	74
III.2.4.	Résultats des simulations avec une perméabilité $K_{\text{prot}} = \left(\frac{50}{4}\right)K_{\text{mod}}$ .....	87

<b>III.3. VALIDATION SUR L'EXPERIMENTATION N° 4a :</b>	
<b>MASSIF DE SOL INFINI BICOUCHE .....</b>	<b>90</b>
III.3.1. Description du modèle.....	90
III.3.2. Modélisation numérique .....	96
III.3.3. Résultats des simulations.....	98
<b>III.4. CONCLUSION.....</b>	<b>106</b>
<b>IV. CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>107</b>
<b>V. BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>108</b>

## RESUME

Le travail de cette thèse porte sur la résolution par la méthode des éléments finis des problèmes de sols saturés sous chargement dynamique. Il est présenté en trois chapitres:

Le premier chapitre est composé de trois parties. Dans la première, on présente la version monotone du modèle MODSOL qui constitue l'élément de base de ce chapitre. Dans la seconde partie, en adoptant le concept de mémoire discrète, un écrouissage cinématique est intégré dans le modèle pour décrire le comportement des sols sous chargements non-monotones. Par la suite, on présente la validation de ce modèle sur des essais triaxiaux drainés et non drainés réalisés sur les sables d'Hostun et de Nevada.

Le deuxième chapitre est consacré à la résolution des problèmes dynamiques des sols saturés. Il est composé de trois parties. La première comporte un rappel de la formulation du problème dynamique simplifié  $(p, u)$ ; la seconde est consacrée à l'introduction de cette formulation dans un programme de calcul par éléments finis PECDYN. La dernière comporte des tests de validation simples du programme développé.

Le troisième chapitre comporte des tests de validation du programme PECDYN sur des essais réalisés en centrifugeuse dans le cadre du projet VELACS (VERification of Liquefaction Analysis by Centrifuge Studies). Trois essais ont été retenus pour les tests de validation. Pour chaque test, on présente les données expérimentales (géométrie, propriétés des matériaux, chargement, mesures), les hypothèses retenues dans la modélisation et une confrontation des résultats numériques et expérimentaux.

**Mots clés:** Chargement cyclique, écrouissage cinématique, plasticité, validation, dynamique, éléments finis, sols, liquéfaction, centrifugeuse.

## **ABSTRACT**

This study contains the resolution saturated soils problems under dynamic loading using the finite element method. It includes three chapters:

The first one, we present the initial version of the constitutive model MODSOL and its generalisation to cyclic loading using kinematics hardening and the concept of the discrete memory. The validation of this model is carried on drained and undrained triaxial tests performed on Hostun and Nevada sands.

The second chapter presents the solution of dynamic problems of saturated soils. It contains the formulation of simplified dynamic problems (p, u), use implementation of this formulation in the finite element program PECDYN and its validation on simple test.

The third chapter includes validation of the program PECDYN using the results of centrifuge tests of the VELACS project (VERification of liquefaction Analysis by Centrifuge Studies). For each test, we present experimental data (geometry, material properties, loading, measure), hypothesis assumed in the modelization and a comparison of numerical and experimental results

**Key words:** Cyclic loading, kinematics hardening, plasticity, validation, dynamic, finite elements, soils, liquefaction, centrifuge.

## **INTRODUCTION GENERALE**

Le comportement dynamique des ouvrages en sols saturés est l'un des problèmes essentiels auxquels on est confronté en génie parasismique. La résolution de ce problème nécessite la prise en compte du couplage fluide - squelette sous chargement dynamique et la description du comportement des sols sous chargements cycliques.

En utilisant le principe des contraintes effectives, Biot (1941, 1960) a proposé une formulation pour ce problème en utilisant les déplacements du sol et du fluide comme variables de base. La formulation variationnelle et la résolution numérique de ce problème ont été obtenues par Ghaboussi et Wilson (1973).

Cette formulation présente cependant un inconvénient lié au nombre trop élevé de degrés de liberté qui rend les calculs numériques prohibitifs et coûteux. Par ailleurs, les problèmes de génie parasismique sont généralement posés en basses fréquences, c'est pourquoi Zienkiewicz et al. (1980) ont développé une formulation simplifiée où les inconnues du problème sont réduites seulement aux déplacements du squelette et à la pression interstitielle. Cette formulation est la plus utilisée actuellement pour la modélisation numérique en dynamique des sols saturés. Plusieurs auteurs (Prevost 1981, 1982, Zienkiewicz et al., 1984 et Aubry et al., 1986) l'ont introduite dans des programmes de calcul par éléments finis.

Le comportement rhéologique des sols est fortement non linéaire même à très faible niveau de déformation. Sous chargement cyclique les sols génèrent des déformations irréversibles avec des écrouissages isotrope et cinématique. En condition non - drainée, ou dans le cas des sollicitations rapides, le chargement induit une évolution de la pression interstitielle qui peut entraîner une diminution des contraintes effectives et l'apparition d'une liquéfaction qui est souvent responsable de plusieurs catastrophes matérielle et humaine lors de violents tremblements de terre.

Pour décrire le comportement rhéologique non linéaire cyclique des sols saturés, Martin, Finn et Seed (1975) ont proposé des modèles en contraintes totales. Ces modèles ne décrivent pas correctement l'évolution de la pression interstitielle et sont incapables de prédire le phénomène de liquéfaction. La nouvelle génération des modèles de comportement est exprimée en contraintes effectives. Leur intégration dans des programmes de calcul permet de résoudre les problèmes dynamique des sols saturés et en particulier de mieux décrire l'évolution de la pression interstitielle lors des chargements cyclique ou dynamique.

Le présent travail a pour objectif l'extension d'un programme de calcul par éléments finis (PECPLAS) à la résolution des problèmes des sols saturés sous chargement dynamique. Il est présenté en trois chapitres:

- Dans le premier chapitre, en adaptant le concept de mémoire discrète, un écrouissage cinématique est intégré dans un modèle monotone (MODSOL) pour décrire le comportement des sols sous chargements non-monotones. Ce modèle a été vérifié sur des essais triaxiaux drainés et non drainés réalisés sur les sables d'Hostun et de Nevada.

- Le deuxième chapitre est consacré à la résolution des problèmes dynamiques des sols saturés. Il est composé de trois parties. La première comporte un rappel de la formulation du problème dynamique simplifiée  $(p, u)$ , la seconde est consacrée à l'introduction de cette formulation dans un programme de calcul par éléments finis " PECDYN ", la troisième comporte des tests de validation simples du programme développé.

- Le troisième chapitre comporte des tests de validation du programme PECDYN sur des essais réalisés en centrifugeuse dans le cadre du projet VELACS (VERification of Liquefaction Analysis by Centrifuge Studies). La validation a été effectuée sur trois expérimentations. Pour chaque test de validation, on présente les données expérimentales (géométrie, propriétés des matériaux, chargement, mesure), les hypothèses retenues dans la modélisation et une confrontation des résultats numériques et expérimentaux.

**CHAPITRE I :**

**CONSTRUCTION D'UN MODELE RHEOLOGIQUE  
POUR LES SOLS SOUS  
CHARGEMENTS NON-MONOTONES**

## CHAPITRE I :

# CONSTRUCTION D'UN MODELE RHEOLIGIQUE POUR LES SOLS SOUS CHARGEMENTS NON-MONOTONES

*Ce chapitre est composé de trois parties. Dans la première, on présente la version monotone du modèle MODSOL qui constitue l'élément de base de ce travail. Dans la seconde partie, en adoptant le concept de mémoire discrète, un écrouissage cinématique est intégré dans le modèle pour décrire le comportement des sols sous chargements non-monotones.*

*Enfin, on présente la validation de ce modèle sur des essais triaxiaux drainés et non drainés réalisés sur les sables d'Hostun et de Nevada.*

### I.1. PRESENTATION DE LA VERSION MONOTONE DE MODSOL

Le modèle MODSOL a été développé pour la modélisation du comportement des sables sous chargement monotone (Shahrour et Chehade, 1992; Chehade, 1991). Il est basé sur la théorie de l'élastoplasticité à un seul mécanisme. Ce modèle tient compte des aspects fondamentaux observés sur le comportement des milieux granulaires sous chargements monotones: élasticité non linéaire, état caractéristique et variation de l'angle de frottement en fonction de la contrainte moyenne. Ci-dessous, on donne brièvement les équations de ce modèle.

#### I.1.1. Partie élastique

Le comportement élastique dans le modèle est supposé isotrope et non-linéaire avec un coefficient de Poisson constant ( $\nu = \nu_0$ ). Le module de Young est supposé dépendre de la pression moyenne sous la forme:

$$E = E_0 \left( \frac{p}{p_a} \right)^n$$

où:

- $p$  et  $p_a$  représentent respectivement la contrainte moyenne et une pression de référence,
- $E_0$  et  $n$  sont deux paramètres du modèle.

### I.1.2. Partie plastique

La surface de charge est conique dans l'espace des contraintes. Son expression est donnée par la relation:

$$f_m = q - M_f p R_m$$

où  $q$  et  $R_m$  représentent respectivement le déviateur de contrainte et la fonction d'écrouissage. La projection de la surface de charge dans le plan déviatorique est supposée coïncider avec un critère Mohr-Coulomb arrondi. Elle est définie par l'expression suivante (Figure I.1) (Zienkiewicz et al., 1985):

$$M_f = \frac{6 \sin \varphi}{3 - \sin \varphi \sin 3\theta}$$

où  $\varphi$  et  $\theta$  représentent respectivement l'angle de frottement au pic et l'angle de Lode qui s'exprime sous la forme:

$$\theta = \frac{1}{3} \text{Arc sin} \left( \frac{3\sqrt{3} J_3}{2(J_2)^{1,5}} \right)$$

où  $J_3$  et  $J_2$  représentent respectivement les troisième et deuxième invariants du déviateur des contraintes.

L'angle de frottement est supposé fonction décroissante de la contrainte moyenne, selon la relation proposée par Maksimovic (1989):

$$\varphi = \varphi_B + \frac{\Delta\varphi}{1 + \frac{p}{p_N}}$$

où:

- $\varphi_B$  représente l'angle de frottement correspondant à une contrainte moyenne qui tend vers l'infini,
- $\Delta\varphi$  représente la variation de l'angle de frottement quand  $p$  passe de zéro à l'infini,
- $p_N$  est un paramètre du modèle.

L'écroûissage est supposé dépendre uniquement des déformations déviatoriques plastiques ( $\varepsilon_d^p$ ). Son expression s'écrit sous la forme:

$$R_m = \frac{a \varepsilon_d^p}{b + \varepsilon_d^p} + c (\varepsilon_d^p)^2 \cdot \exp(-d \varepsilon_d^p)$$

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

On note que cette expression comporte deux termes: un terme hyperbolique, généralement utilisé pour les sols, et un terme en exponentiel qui permet de tenir compte du radoucissement des matériaux observé dans le comportement des sables denses.

La direction de l'incrément des déformations plastiques est donnée par le potentiel de plasticité. Ce dernier est basé sur la notion de l'état critique (stabilisation de la déformation volumique plastique en grandes déformations) et de l'état caractéristique (Luong, 1982) (Figure I.2). Son expression est donnée par la relation:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial g_m}{\partial p} = \frac{\exp(-\alpha_0 \varepsilon_d^p)}{M_c p} \left( M_c - \frac{q}{p} \right) \\ \frac{\partial g_m}{\partial q} = \frac{1}{M_c p} \end{array} \right.$$

où  $\alpha_0$  est un paramètre permettant de contrôler le taux de dilatance et de l'annuler pour les hauts niveaux de déformations déviatoriques. Pour  $\alpha_0 = 0$  on retrouve la relation d'écoulement du modèle Cam-Clay.

$M_c$  représente le rapport  $q/p$  au passage du domaine contractant au domaine dilatant. Il est supposé dépendre de l'angle de Lode et de l'angle caractéristique  $\varphi_{cv}$ . Son expression est donnée par:

$$M_c = \frac{6 \sin \varphi_{cv}}{3 - \sin \varphi_{cv} \sin 3\theta}$$

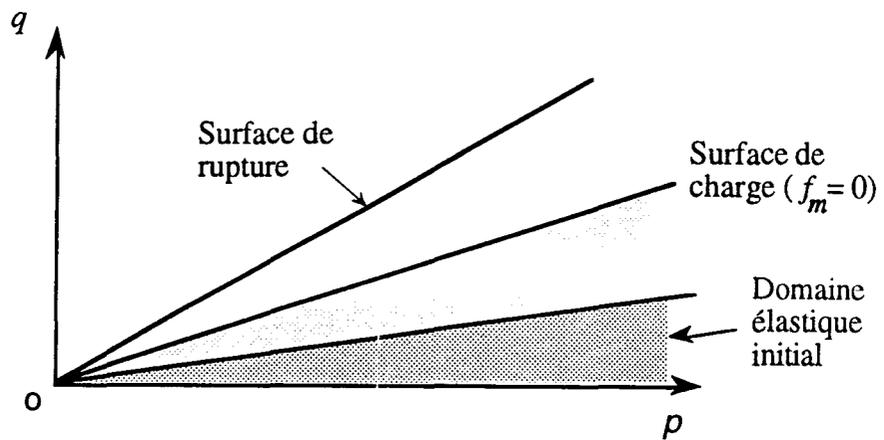


Figure I.1 : Surface de charge dans le plan ( $p, q$ )

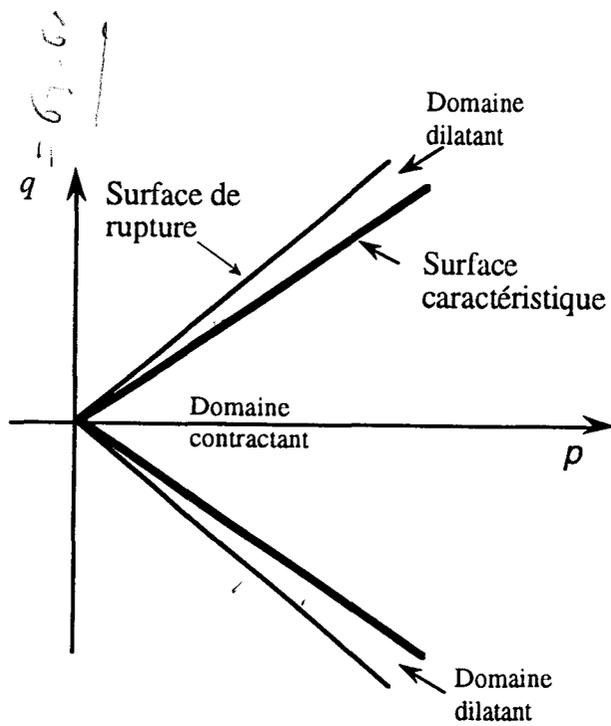


Figure I.2 : Notion d'état caractéristique pour un matériau granulaire (d'après Luong, 1982)

## I.2. GENERALISATION DU MODELE AUX CHARGEMENTS NON - MONOTONES

### I.2.1. Introduction et principes de la modélisation

Les observations expérimentales laissent apparaître qu'à chaque inversion du sens de chargement, le comportement des sables est élastique dans un petit domaine, ensuite il devient irréversible. Dans le cas de chargement cyclique, il est évident que les modèles à écrouissage isotrope ne peuvent pas décrire correctement le comportement des sols sous ce type de chargement.

En chargement monotone, l'évolution de la surface de charge est décrite par un écrouissage isotrope lié à la distorsion plastique. Dans le cas d'un déchargement (ou rechargement) on peut modéliser l'accumulation des déformations plastiques à l'aide des deux approches:

- En utilisant un écrouissage cinématique à mémoire discrète qui définit indirectement la mesure du module plastique (Hujeux, 1985; Lassoudière, 1984; Cambou et Jafari, 1987 et 1988).

- En évaluant directement le module plastique par une loi d'interpolation, fonction du module plastique correspondant aux mécanismes isotropes " bounding surface " (Dafalias et Popov, 1976; Mroz, 1967; Mroz et al., 1979).

L'inconvénient de la deuxième approche est lié au temps de calcul nécessaire pour obtenir le point conjugué sur la "bounding surface" (surface limite). D'autre part, lorsque le point conjugué est situé au voisinage de l'origine des contraintes, la procédure de recherche devient délicate. Ceci peut constituer une limitation sévère quant à l'applicabilité du modèle vis-à-vis du calcul par la méthode des éléments finis (Tan, 1990). Ainsi, pour la formulation de notre modèle, nous avons opté pour la première approche.

La formulation de l'élasticité présentée dans la première partie de ce chapitre n'est pas adaptée pour modéliser le comportement élastique des sols sous chargements cycliques. En effet, les résultats expérimentaux obtenus par Charif et Hicher (1990) montrent que le module d'Young croît avec l'augmentation aussi bien de la contrainte moyenne que du déviateur de contraintes. De même le coefficient de Poisson présente une légère augmentation en fonction

du déviateur de contraintes. La formulation qui sera présentée dans la suite tient compte de ces effets.

### I.2.2. L'élasticité dans le modèle

La forme incrémentale d'une loi élastique pour un matériau isotrope s'écrit:

$$d\varepsilon_{ij}^e = \frac{ds_{ij}}{2G} + \frac{dp}{3K}$$

où  $G$  et  $K$  sont respectivement les modules de cisaillement et de déformation volumique. Généralement on utilise les expressions suivantes pour les modules  $K$  et  $G$  :

$$K = K_0 \left( \frac{p}{p_a} \right)^n \cdot A(p, q) \quad G = G_0 \left( \frac{p}{p_a} \right)^n$$

où:

- $K_0$  et  $G_0$  sont deux paramètres qui dépendent de l'état initial,
- $p_a$  est une pression de référence,
- $n$  est un paramètre contrôlant le taux de variation de  $K$  et  $G$ .

En utilisant l'énergie de déformation élastique, une expression de la fonction  $A(p, q)$  a été définie par Cambou et Jafari (1988) et Cambou et al. (1989):

$$A(p, q) = \left[ 1 - \frac{1}{9} \cdot \frac{1 + \nu_0}{1 - 2\nu_0} \cdot n \cdot \left( \frac{q}{p} \right)^n \right]^{-1}$$

La valeur minimale de  $A(p, q)$  est atteinte quand  $q = 0$ , ce qui correspond à un chargement isotrope.

Le coefficient de Poisson  $\nu$  et le module de Young peuvent être déterminés en utilisant les relations classiques d'élasticité:

$$E = \frac{9KG}{3K+G}$$

$$\nu = \frac{3K-2G}{6K+2G}$$

### I.2.3. Surface de charge

L'évolution de la surface de charge sous chargements non-monotones peut être décrite comme suit: Lors d'un chargement déviatorique à partir d'un état initial donné, il y a

activation d'une surface de charge appelée par la suite "surface limite". En cas de décharge, cette surface est mémorisée et une nouvelle surface de charge, appelée "surface cinématique", est activée. Cette dernière évolue tant que l'état de contraintes ne rencontre pas la surface limite. Elle peut se dilater, et son axe peut tourner. Lors d'un changement de sens de chargement, une nouvelle surface cinématique est redéfinie. Lorsque l'état de contraintes atteint la surface limite, celle-ci est de nouveau activée (Figure I.3).

Dans notre modèle, la surface de charge limite est supposée coïncider avec celle de la version monotone du modèle présentée dans la section I.1. La surface de charge cinématique est supposée de forme conique dans l'espace des contraintes. Le sommet de cette surface est situé à l'origine et son axe est défini par le tenseur unitaire  $(\alpha_{ij})$  (Figure I.4). L'ouverture de cette surface est définie par un écrouissage isotrope similaire à celui figurant dans la surface de charge monotone " $f_m$ ". On retient l'expression suivante pour la surface de charge cinématique:

$$f_m = ? - \frac{1}{4} R_m \quad \text{limite}$$

$$f_c = q^l - p^l \cdot R_c \quad \text{cinématique}$$

avec:

$$q^l = \sqrt{s_{ij}^l s_{ij}^l} \quad s_{ij}^l = \sigma_{ij} - p^l \alpha_{ij}$$

$$p^l = \alpha_{ij} \sigma_{ij}$$

$$s_{ij}^l = \sigma_{ij} - \alpha_{ij} \sigma_{kk}$$

et

$$R_c = \frac{a \varepsilon_{dc}^p}{b + \varepsilon_{dc}^p}$$

où  $\varepsilon_{dc}^p$  est la déformation déviatorique plastique générée depuis la dernière inversion. Les paramètres  $a$  et  $b$  sont deux paramètres utilisés dans la surface de charge monotone.

Le tenseur normalisé  $(\alpha_{ij})$  ainsi que sa règle d'évolution définissent le mouvement de l'axe de la surface cinématique  $f_c$ . La règle d'évolution utilisée dans ce modèle est similaire à celle donnée par (Ghaboussi et Momen, 1982).

$$\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\lambda} H_{ij}$$

$$H_{ij} = c_c (1 - A.F) R_c s_{ij}^l$$

avec:

$$A = 1 \quad \text{si: } s_{kl} s_{kl}^l \geq 0$$

$$A = -1 \quad \text{si: } s_{kl} s_{kl}^l < 0$$

et

$$F = \frac{q}{M_f p R_m} \quad (F \leq 1)$$

*parcs limite*

où  $c_c$  est un paramètre qui contrôle la vitesse de rotation de l'axe de la surface cinématique.

On note que le terme entre parenthèses dans l'expression de  $H_{ij}$  " $(1-A.F)$ " permet de mesurer la distance entre l'état de contraintes actuel et la surface de charge limite ( $f_m$ ). Il est nul lorsque l'état de contrainte atteint la surface limite (Figure I.4).

A chaque inversion du chargement, on initialise la valeur du tenseur unitaire ( $\alpha_{ij}$ ) de la manière suivante: soit  $M$  un point dans l'espace des contraintes représentant l'état de contraintes au changement de sens du chargement, l'axe de la surface de charge est défini par:

$$\alpha_{ij} = \frac{(OC)_{ij}}{|OC|}$$

avec:

$$(OC)_{ij} = OM - n_{ij} R_{co} \quad \chi_N * R$$

-  $|OC|$  est la distance entre l'origine et le point  $C$  (situé sur l'axe de la surface de charge cinématique)

-  $n_{ij}$  est un tenseur unité normal au point  $M$  à la surface limite, donné sous la forme:

$$n_{ij} = \frac{\partial f_m}{\partial \sigma_{ij}} / \left( \frac{\partial f_m}{\partial \sigma_{kl}} \cdot \frac{\partial f_m}{\partial \sigma_{kl}} \right)^{0,5}$$

#### I.2.4. Relation d'écoulement

Pour la relation d'écoulement, on a choisi une formulation comme celle de la partie monotone dans un repère lié à l'axe de la surface de charge cinématique (Tan, 1990). L'expression du gradient du potentiel de plasticité est donnée par:

$$\frac{\partial g_c}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{B \exp(-\alpha_0 \varepsilon_d^p)}{3 M_c p} \left( M_c - \frac{q}{p} \right) \delta_{ij} + \frac{3}{2 M_c p} \cdot \frac{s_{ij}}{q} \quad \text{si: } \boxed{\frac{\partial g_m}{\partial \sigma_{kl}} \cdot d\sigma_{kl} \geq 0}$$

$$\frac{\partial g_c}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{B \exp(-\alpha_0 \varepsilon_d^p)}{M_c p^l} \left( M_c - \frac{3\sqrt{j_2^l}}{p^l} \right) \alpha_{ij} + \frac{3}{2 M_c p^l \sqrt{j_2^l}} \left( s_{ij}^l - \left( s_{kl}^l \alpha_{kl} \right) \alpha_{ij} \right)$$

SLAL

$$\text{si: } \frac{\partial g_m}{\partial \sigma_{kl}} \cdot d\sigma_{kl} < 0$$

où:

$$B = \exp\left(-b_c \cdot \left| \varepsilon_v^p \right| \right)$$

$b_c$  est un paramètre du modèle qui sert à tenir compte de la densification des sables.

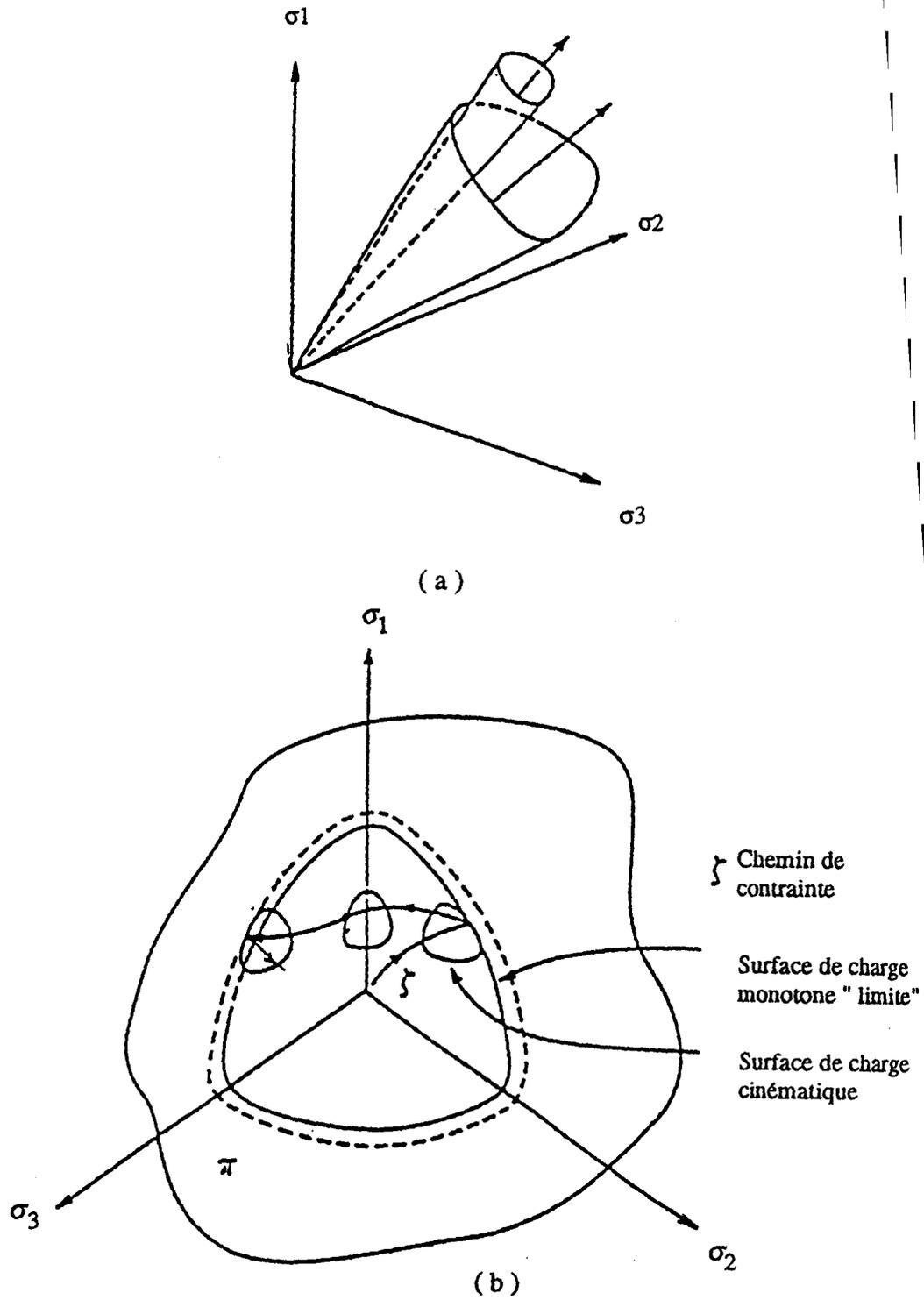


Figure I.3 : Principe de l'écroissage cinématique  
 ( a ) : dans le plan contrainte  
 ( b ) : dans le plan déviatorique

### I.3. RESUME DES EQUATIONS DU MODELE

#### I.3.1. Elasticité non-linéaire

$$K = K_0 \left( \frac{p}{p_a} \right)^n \cdot A(p, q) \quad G = G_0 \left( \frac{p}{p_a} \right)^n$$

avec:

$$A(p, q) = \left[ 1 - \frac{1}{9} \cdot \frac{1 + \nu_0}{1 - 2\nu_0} \cdot n \cdot \left( \frac{q}{p} \right)^n \right]^{-1}$$

#### I.3.2. Plasticité pour le chargement monotone

• Surface de charge :

$$f_m = q - M_f \cdot p \cdot R_m$$

avec:

$$M_f = \frac{6 \sin \varphi}{3 - \sin \varphi \cdot \sin 3\theta}$$

et

$$R_m = \frac{a \varepsilon_d^p}{b + \varepsilon_d^p} + c (\varepsilon_d^p)^2 \cdot \exp(-d \varepsilon_d^p)$$

• Relation d'écoulement non associé :

$$\frac{\partial g_m}{\partial p} = \frac{\exp(-\alpha_0 \varepsilon_d^p)}{M_c p} \left( M_c - \frac{q}{p} \right)$$

$$\frac{\partial g_m}{\partial q} = \frac{1}{M_c p}$$

avec:

$$M_c = \frac{6 \sin \varphi_{cv}}{3 - \sin \varphi_{cv} \sin 3\theta}$$

### I.3.3. Plasticité pour le chargement non-monotone

- **Surface de charge cinématique:**

Dans la cas d'une sollicitation non-monotone (après activation de la surface monotone), l'équation de la surface de charge cinématique est définie par:

$$f_c = q^l - p^l \cdot R_c$$

avec

$$q^l = \sqrt{s_{ij}^l s_{ij}^l} \quad s_{ij}^l = \sigma_{ij} - p^l \alpha_{ij}$$

$$p^l = \alpha_{ij} \sigma_{ij}$$

et

$$R_c = \frac{a \varepsilon_{dc}^p}{b + \varepsilon_{dc}^p}$$

- **Evolution de l'écroûissage cinématique :**

L'évolution du tenseur d'écroûissage cinématique est donnée par:

$$\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\lambda} H_{ij}$$

$$H_{ij} = c_c (1 - A \cdot F) R_c s_{ij}^l$$

avec:

$$A = 1 \quad \text{si:} \quad s_{kl} s_{kl}^l \geq 0$$

$$A = -1 \quad \text{si:} \quad s_{kl} s_{kl}^l < 0$$

et

$$F = \frac{q}{M_f p R_m} \quad (F \leq 1)$$

• **Potentiel plastique:**

Le gradient du potentiel de plasticité est donné par les expressions suivantes:

$$\frac{\partial g_c}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{B \exp(-\alpha_0 \varepsilon_d^p)}{3 M_c p} \left( M_c - \frac{q}{p} \right) \delta_{ij} + \frac{3}{2 M_c p} \cdot \frac{s_{ij}}{q} \quad \text{si:} \quad \frac{\partial g_m}{\partial \sigma_{kl}} \cdot d\sigma_{kl} \geq 0$$

$$\frac{\partial g_c}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{B \exp(-\alpha_0 \varepsilon_d^p)}{M_c p^l} \left( M_c - \frac{3\sqrt{j_2^l}}{p^l} \right) \alpha_{ij} + \frac{3}{2 M_c p^l \sqrt{j_2^l}} \left( s_{ij}^l - \left( s_{kl}^l \alpha_{kl} \right) \alpha_{ij} \right)$$

$$\text{si:} \quad \frac{\partial g_m}{\partial \sigma_{kl}} \cdot d\sigma_{kl} < 0$$

où,

$$B = \exp\left(-b_c \cdot \left| \varepsilon_v^p \right| \right)$$

Ainsi le modèle comporte dans sa version de base 14 paramètres:

- 3 paramètres pour le comportement élastique: ( $E_0$ ,  $\nu_0$  et  $n$ ),
- 4 paramètres pour l'érouissage monotone qui se réduisent à un en l'absence de radoucissement: ( $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$ ),
- 3 paramètres pour l'angle de frottement qui se réduisent à un dans le cas d'un angle de frottement constant: ( $\varphi_B$ ,  $\Delta\varphi$  et  $p_N$ ),
- 2 paramètres pour la relation d'écoulement: ( $\varphi_{cv}$  et  $\alpha_0$ ),
- 2 paramètres pour les chargements cycliques: ( $c_c$  et  $b_c$ ).

#### I.4. IDENTIFICATION DES PARAMETRES DU MODELE

La détermination des paramètres rhéologiques, pour un matériau donné, consiste à déterminer un jeu de paramètres permettant de décrire au mieux le comportement de ce matériau sous différents chemins de sollicitations.

Dans cette partie, on décrit une méthodologie pour la détermination des paramètres du modèle et on présente une étude de l'influence de la perturbation de ces paramètres sur la simulation d'un chemin triaxial drainé. L'étude de sensibilité a été effectuée avec le jeu de paramètres de référence donné dans le tableau I.1.

$E_0$ (100 kPa)	$\nu_0$	$n$	$\varphi_B$ (°)	$\Delta\varphi$ (°)	$\varphi_{cv}$ (°)	$\alpha_0$	$a$	$b$	$c$	$d$
580	0.25	0,5	33	16	30	10	0,9	0,0095	0,0	0,0

Tableau I.1: Jeu des paramètres de référence

##### I.4.1. Paramètres pour le chargement monotone

###### . Les paramètres élastiques :

La loi d'élasticité non-linéaire nécessite la connaissance de trois paramètres: le module élastique  $E_0$ , le coefficient de Poisson  $\nu_0$  et l'exposant  $n$ .

L'approche classique consiste à évaluer le module d'Young ( $E_0$ ) à partir de la pente à l'origine des courbes déviateur - déformation axiale obtenues à partir des essais triaxiaux drainés comportant des mesures en faible déformation, ou des déchargements à plusieurs pressions de confinement (Figures I.5 et I.6a).

$$E_i = \frac{d\sigma_1}{d\varepsilon_1} = \frac{dq}{d\varepsilon_1}$$

Pour évaluer  $E_0$  et  $n$ , on utilise la valeur à l'origine et la pente de la droite de régression linéaire dans le plan ( $\ln E - \ln P$ ). En général, la valeur de l'exposant  $n$  est comprise entre 0,3 et 0,7.

Le coefficient de Poisson peut être déterminé à partir de la pente à l'origine de la courbe déformation volumique - déformation axiale ( $\varepsilon_v - \varepsilon_1$ ) (Figure I.5) obtenue à partir des essais triaxiaux drainés:

$$\nu_0 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{d\varepsilon_v}{d\varepsilon_1} \right)$$

L'influence d'une variation de 50% de ces paramètres est illustrée dans les figures I.7 et I.8. On note que la variation du module de Young influence à la fois l'évolution du déviateur et des déformations volumiques alors que la variation du coefficient de Poisson affecte seulement l'évolution des déformations volumiques.

**. Paramètres intervenant dans la fonction d'écrouissage :**

Le paramètre  $a$  peut être déterminé en utilisant deux états de contraintes: au pic et au palier (quand la déformation déviatorique devient très grande) (Figure I.6b):

$$a = \frac{\left( \frac{q}{p} \right)_{lim}}{\left( \frac{q}{p} \right)_{pic}}$$

Le paramètre  $b$  peut être déterminé à partir des essais triaxiaux classiques par calage sur la courbe déviateur - déformation axiale.

Les paramètres  $c$  et  $d$  sont déterminés à partir de l'essai triaxial en considérant la condition d'extremum de la fonction  $R_m$  au pic. En ce point ( $\gamma = \varepsilon_d^p$ ), on a:

$$R_m = 1 \quad \text{et} \quad \frac{d R_m}{d \varepsilon_d^p} = 0$$

La résolution de ce système donne:

$$d = \frac{2}{\gamma} + \frac{ab}{(b+\gamma)^2 \left(1 - \frac{a\gamma}{b+\gamma}\right)}$$

$$c = \frac{\left(1 - \frac{a\gamma}{b+\gamma}\right) \exp(d\gamma)}{\gamma^2}$$

• **Paramètres intervenant dans la relation d'écoulement :**

Deux paramètres interviennent dans la relation d'écoulement. L'angle caractéristique ( $\varphi_{cv}$ ) qui représente la pente de la droite séparant les domaines contractant et dilatant dans le plan ( $p, q$ ). Ce rapport peut être déterminé à partir de plusieurs essais triaxiaux drainés (Figure I.5). Le paramètre  $\alpha_0$  s'obtient par calage sur les courbes déformations volumiques - déformation axiale ( $\varepsilon_v - \varepsilon_1$ ).

L'influence d'une perturbation de ces paramètres est donnée dans les figures I.9 et I.10. On constate qu'une faible perturbation de  $\varphi_{cv}$  affecte sensiblement l'évolution des déformations volumiques et que la perturbation du paramètre  $\alpha_0$  affecte l'évolution des déformations volumiques pour les hauts niveaux de déformations déviatoriques.

• **Paramètres intervenant dans l'expression de l'angle de frottement :**

En rapportant trois points expérimentaux dans le plan de ( $\varphi - p$ ), on peut tracer une courbe approximative à partir de laquelle on peut déterminer les valeurs des paramètres  $\varphi_B$ ,  $\Delta\varphi$  et  $p_N$  (Figure I.11).

**I.4.2. Paramètres pour le chargement cyclique**

Deux paramètres  $c_c$  et  $b_c$  interviennent dans le chargement cyclique. Le paramètre  $c_c$  influence l'évolution du déviateur lors du chargement cyclique. Il peut être déterminé par calage sur la courbe déviateur de contrainte-déformation axiale.

Le paramètre  $b_c$  sert à contrôler la densification des sables au cours du cycle charge-décharge. Il est déterminé par calage sur les courbes déformation volumique - déformation axiale.

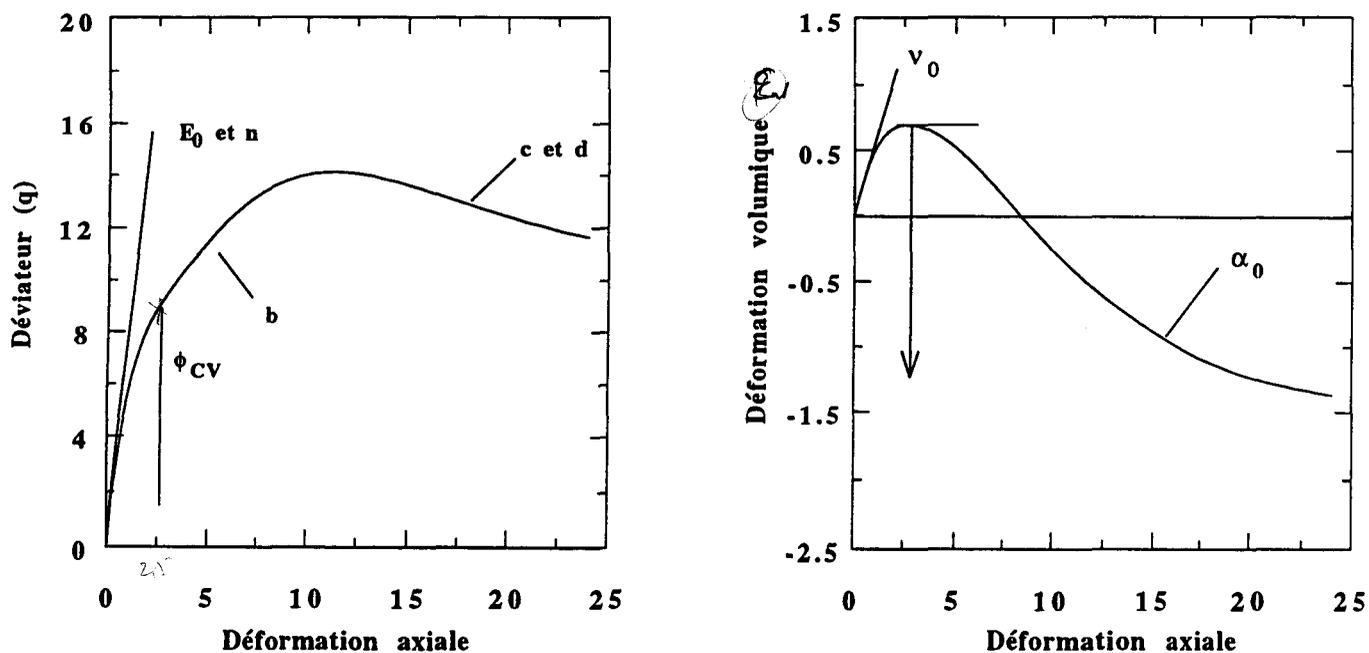


Figure I.5 : Principe de détermination des paramètres du modèle à partir des essais triaxiaux

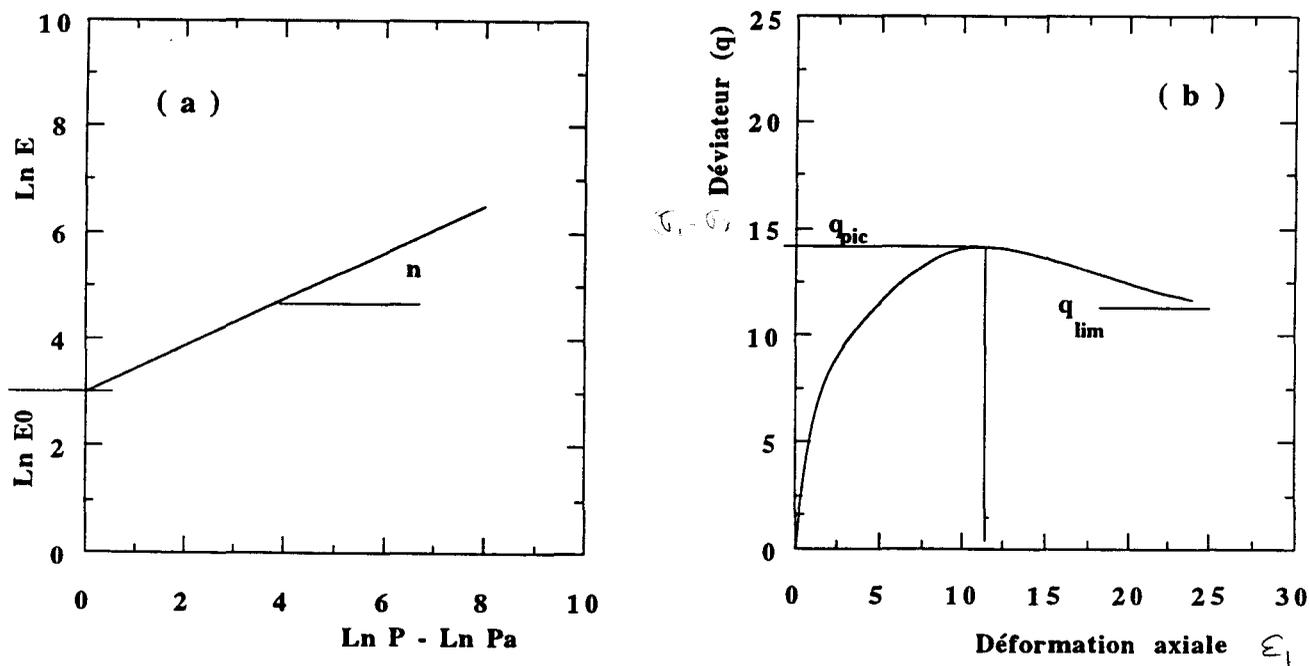


Figure I.6 : Détermination des paramètres:  
 ( a ): Paramètres élastiques ( $E_0$  et  $n$ )  
 ( b ): Paramètres de la fonction d'érouissage

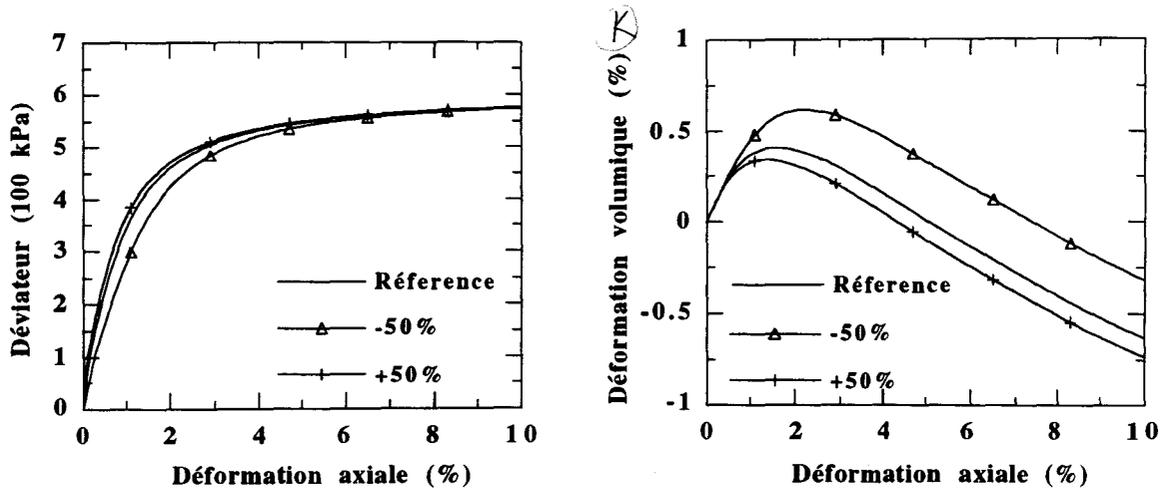


Figure I.7 : Effet d'une perturbation de 50% du module d'Young sur un chemin triaxial drainé

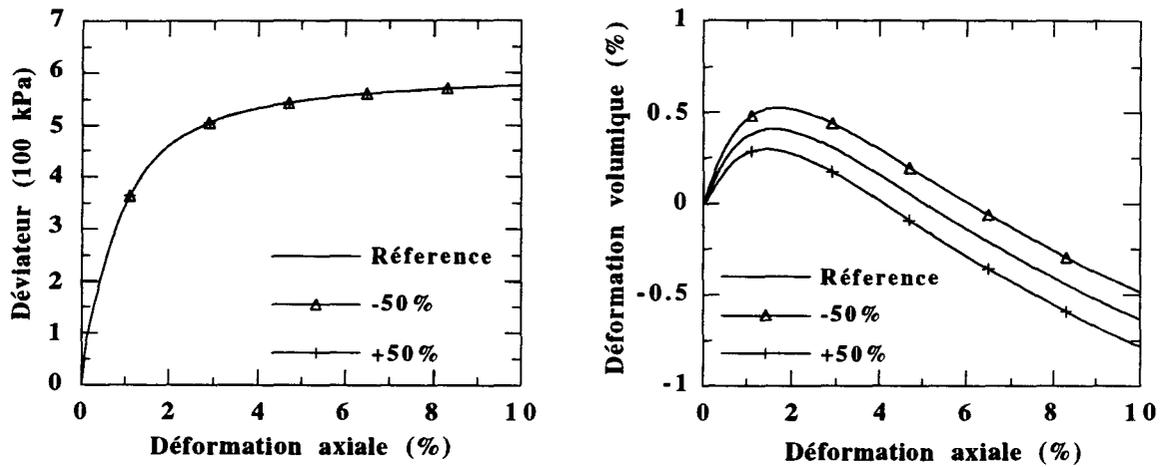


Figure I.8 : Effet d'une perturbation de 50% du coefficient de Poisson sur un chemin triaxial drainé

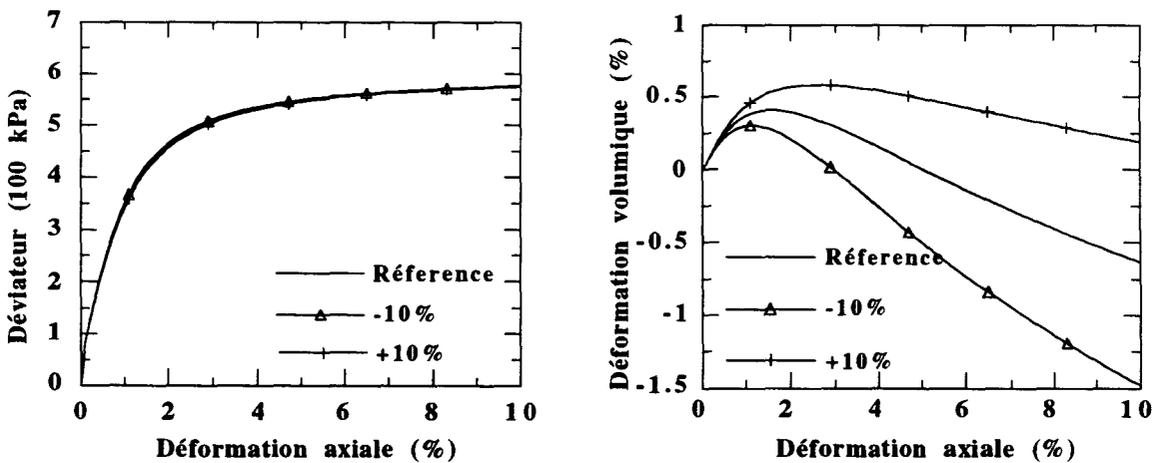


Figure I.9 : Effet d'une perturbation de 10% de l'angle  $\phi_{cv}$  sur un chemin triaxial drainé

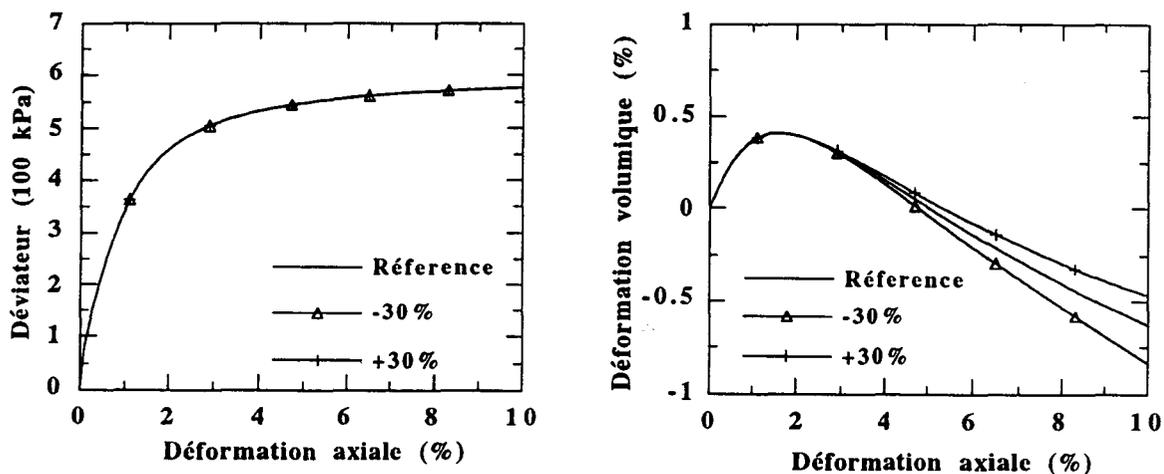


Figure I.10 : Effet d'une perturbation de 30% de  $\alpha_0$  sur un chemin triaxial drainé

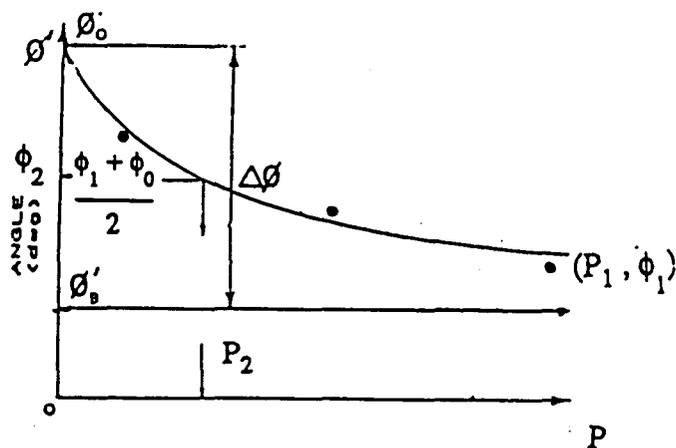


Figure I.11 : Détermination des paramètres de l'angle de frottement (Maksimovic, 1989)

## I.5. VALIDATION DU MODELE SUR DES ESSAIS TRIAXIAUX

Cette partie est consacrée à la validation du modèle sur des essais triaxiaux drainés et non drainés monotones ou cycliques. Deux sables ont été choisis pour la validation du modèle: le sable d'Hostun et le sable de Nevada.

### I.5.1. Essais sur le sable d'Hostun

Le modèle a été vérifié sur des essais triaxiaux réalisés par Mohkam (1983) sur le sable d'Hostun. Les caractéristiques de ce sable sont:

- $D_{50} = 0,53$  mm,
- poids volumique des particules solides  $\gamma_s = 26,5$  kN/m<sup>3</sup>,
- indice des vides maximal  $e_{\max} = 0,82$ ,
- indice des vides minimal  $e_{\min} = 0,529$ .

#### Essais monotones:

Les paramètres de la partie monotone du modèle ont été déterminés à partir des essais de compression drainés à trois pressions de confinement (100 kPa, 200 kPa et 400 kPa). Ces paramètres sont donnés dans le tableau I.2. Les figures I.12 et I.13 montrent respectivement les résultats obtenus en compression et en extension. On constate que les valeurs du déviateur à la rupture sont bien reproduites pour tous les essais et que les courbes déformations volumiques - déformation axiale ( $\varepsilon_v - \varepsilon_1$ ) ont été bien reproduites dans les essais de compression mais moins bien dans les essais d'extension.

Avec le jeu de paramètres précédent, le modèle a été testé sur les essais non-drainés de compression. La figure I.14 montre les résultats obtenus. On remarque que les évolutions du déviateur et de la pression interstitielle sont bien reproduites.

$E_0$ (100 kPa)	$\nu_0$	$n$	$\varphi_B$ (°)	$\Delta\varphi$ (°)	$\varphi_{cv}$ (°)	$\alpha_0$	$a$	$b$	$c_c$	$b_c$
250	0,2	0,5	32	5,8	30	10	1,0	0,0024	0,1	50

Tableau I.2 : Jeu de paramètres pour le sable d'Hostun

Essais non-monotones:

Les paramètres cycliques ont été déterminés par calage sur un essai cyclique drainé réalisé à déformation axiale contrôlée ( $-3\% \leq \varepsilon_1 \leq +3\%$ ) et à un confinement de 100 kPa (Tableau I.2). La figure I.15 montre les résultats de simulation de cet essai. On constate que le modèle reproduit bien l'évolution de la déformation volumique. En ce qui concerne le déviateur, le modèle prédit une stabilisation du comportement à partir du second cycle, ce qui n'est pas en accord avec l'essai.

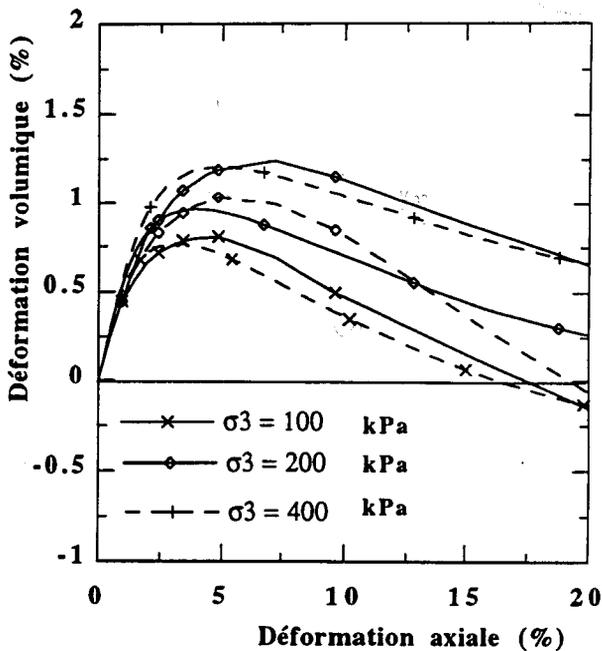
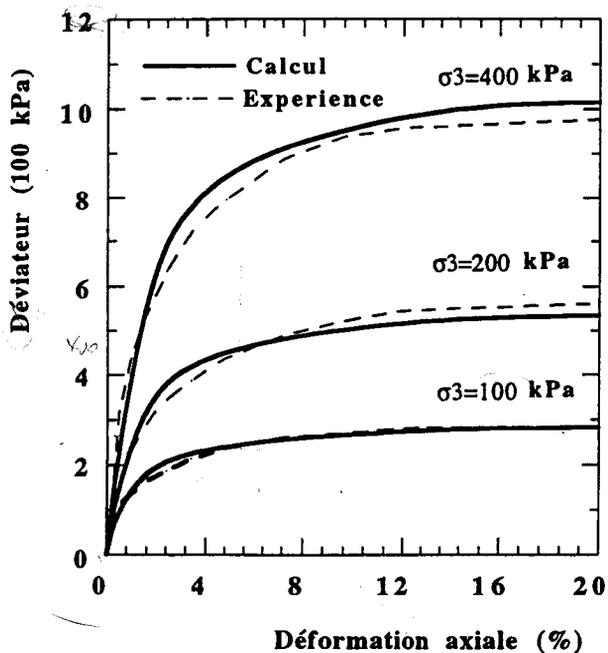


Figure I.12 : Simulation des essais triaxiaux en compression drainée utilisés pour l'identification des paramètres du modèle Sable d'Hostun - Essais de Mohkam (1983)

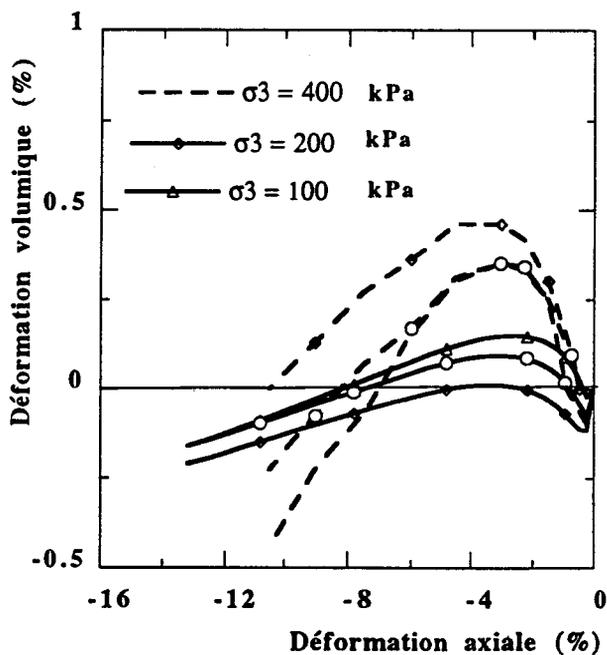
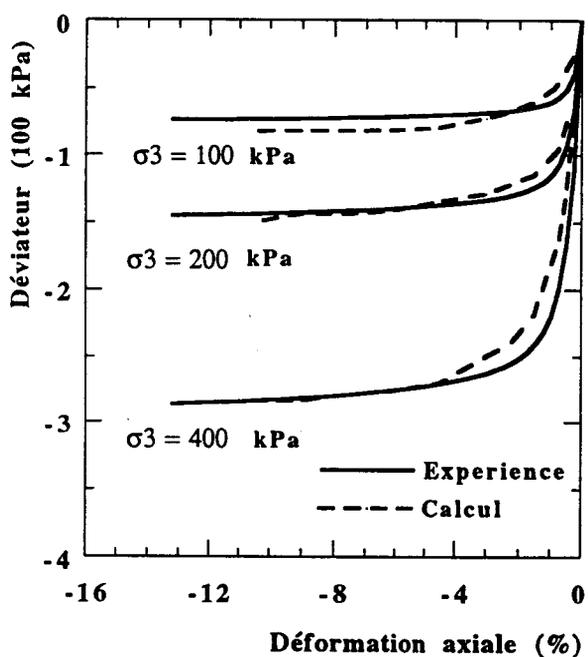


Figure I.13 : Simulation des essais triaxiaux en extension drainée Sable d'Hostun - Essais de Mohkam (1983)

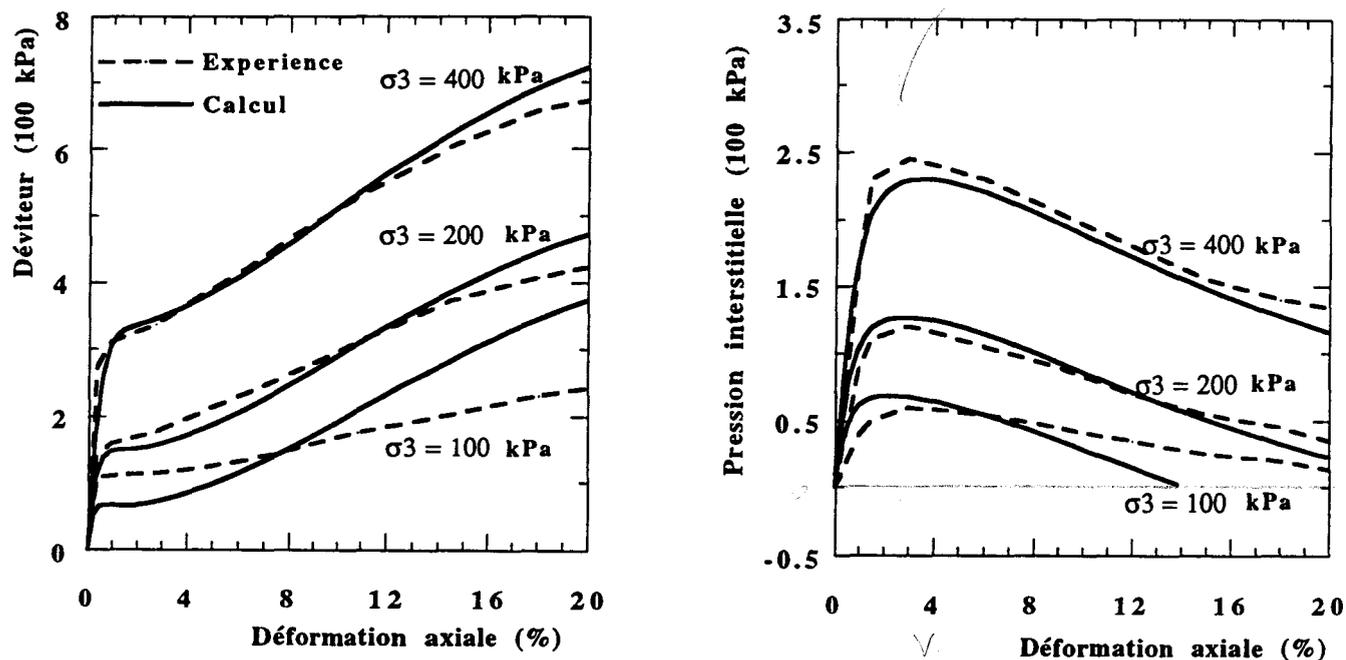
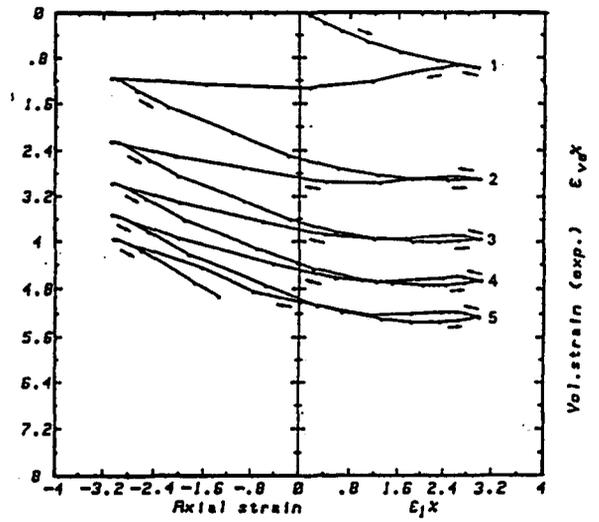
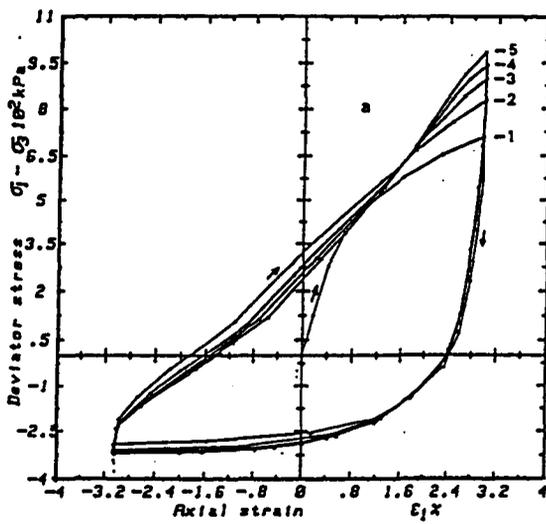
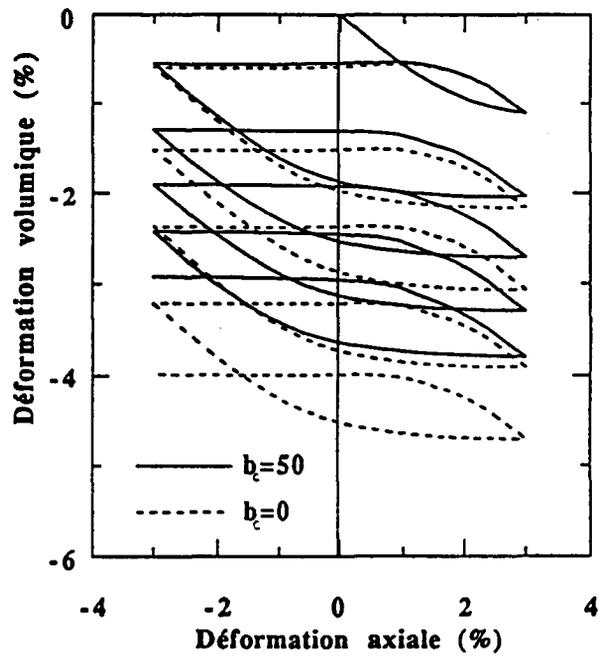
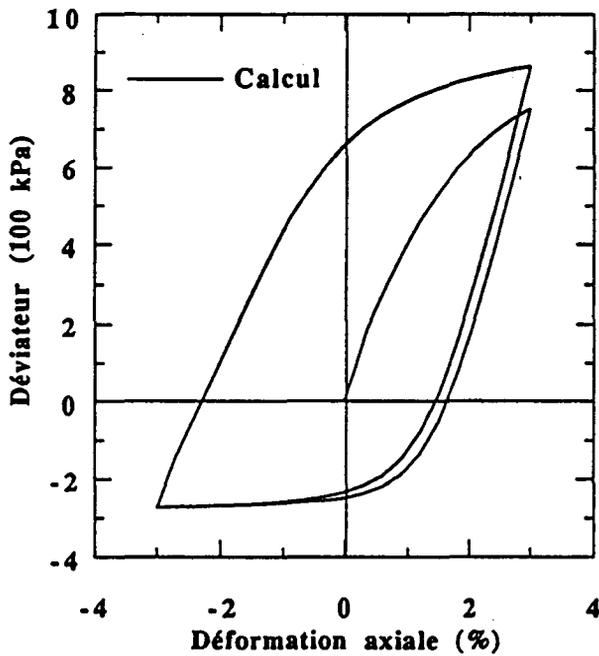


Figure I.14 : Validation sur des essais triaxiaux de compression non-drainée  
Sable d'Hostun - Essais de Mohkam (1983)



(a)



(b)

Figure I.15 : Simulation d'un essai triaxial cyclique sur sable lâche

Sable d'Hostun - Essais de Mohkam (1983)

(a) : Expérience

(b) : Simulation

### I.5.2. Essais sur le sable de Nevada

Le sable de Nevada a été utilisé dans le cadre du projet VELACS (VERification of Liquefaction Analysis by Centrifuge Studies, 1992) qui fera l'objet, dans le dernier chapitre, d'une étude de validation sur des essais dynamiques réalisés en centrifugeuse. Les propriétés physiques de ce sable sont données dans le tableau I.3.

Des essais de laboratoire ont été réalisés en régimes monotone et cyclique en conditions drainée et non drainée (Arulmoli et al. 1992). Les résultats de ces essais ont été utilisés pour déterminer les paramètres de notre modèle.

$\gamma_d$ min ( $\text{kN/m}^3$ )	$\gamma_d$ max ( $\text{kN/m}^3$ )	$e_{\min}$	$e_{\max}$	$d_{10}$ (mm)	$D_{50}$ (mm)
14,14	17,67	0,511	0,887	0,22	0,160

Tableau I.3 : Caractéristiques du sable de Nevada

#### - Essais à densité relative $D_r = 40\%$

Les paramètres du modèle ont été déterminés à partir des essais triaxiaux en condition drainée à pression moyenne constante et des essais non drainés (Tableau I.4). Les résultats de simulation des essais triaxiaux drainés sont présentés dans la figure I.16. On constate que le modèle décrit bien l'évolution du déviateur de contraintes mais moyennement l'évolution de la déformation volumique. (Figure I.16a). Les résultats de simulation des essais triaxiaux non drainés sont montrés dans la figure I.16b. On note que le modèle reproduit moyennement ces essais.

Les paramètres cycliques ont été déterminés par calage sur un essai cyclique non drainé (Tableau I.4). La simulation de cet essai est illustrée dans les figures I.17 et I.18. On constate que le modèle reproduit qualitativement les résultats de cet essai, notamment la liquéfaction au troisième cycle.

$E_0$ (100 kPa)	$v_0$	$n$	$\varphi_B$ (°)	$\Delta\varphi$ (°)	$\varphi_{cv}$ (°)	$\alpha_0$	$a$	$b$	$c$	$d$	$c_c$	$b_c$
450	0,23	0,5	34,8	5,8	30,5	8	0,93	9,4E-4	520	55,6	0,024	100

Tableau I.4 : Jeu de paramètres du sable Nevada (  $D_r = 40\%$  )  
 ( pour les chargements monotone et cyclique )

*friction non drainée*

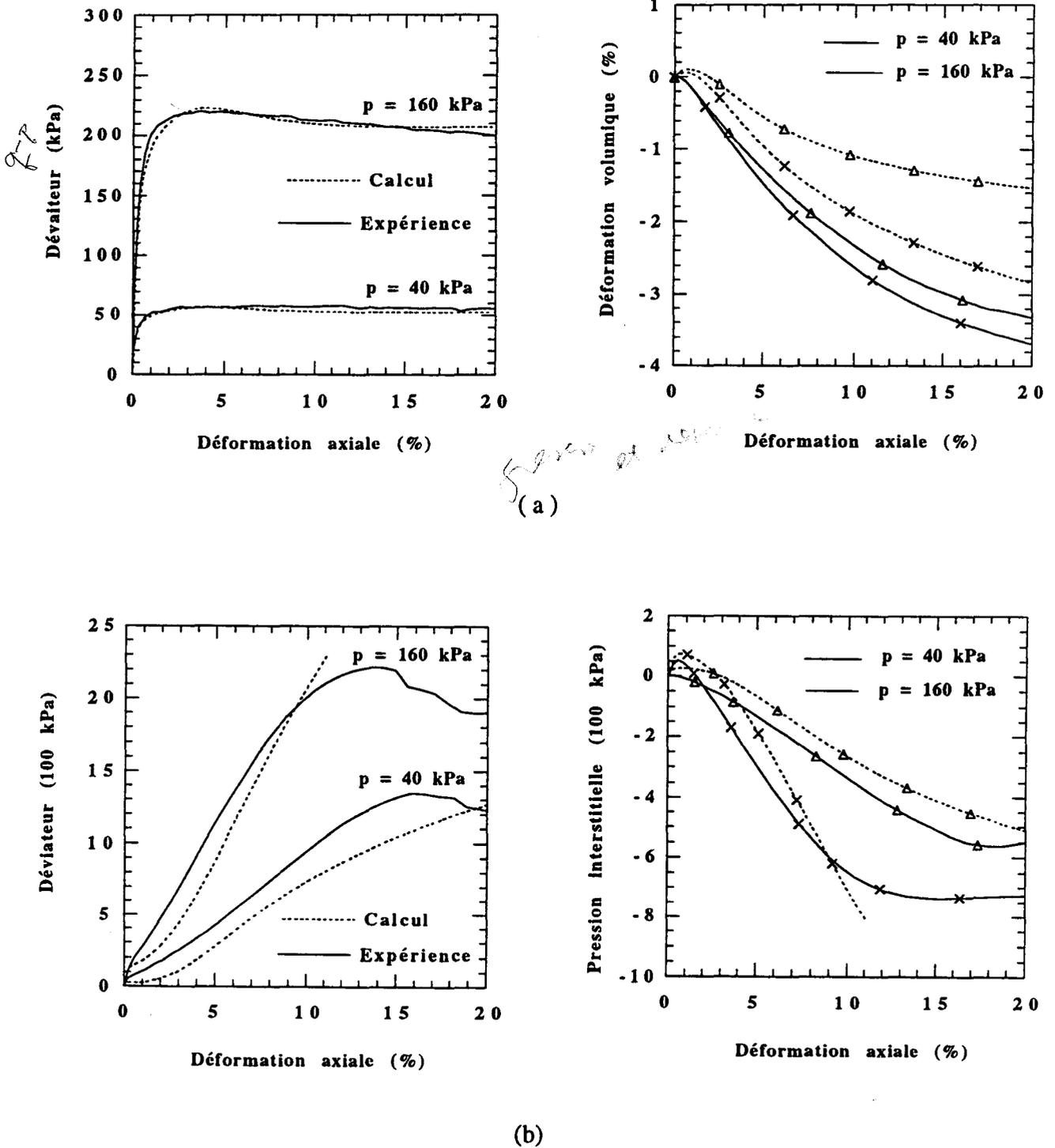
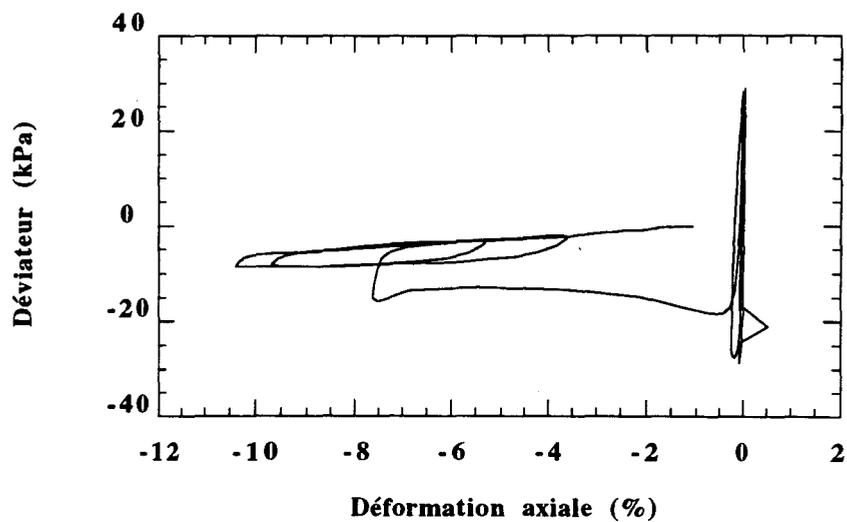


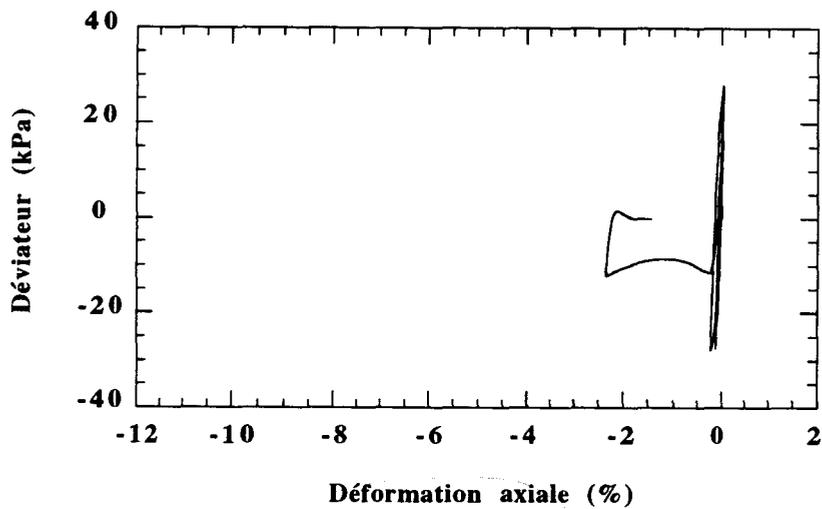
Figure I.16 : Simulation des essais triaxiaux (sable de Nevada,  $D_r = 40\%$ )

( a ) : Essais drainés à pression moyenne constante

( b ) : Essais non-drainés

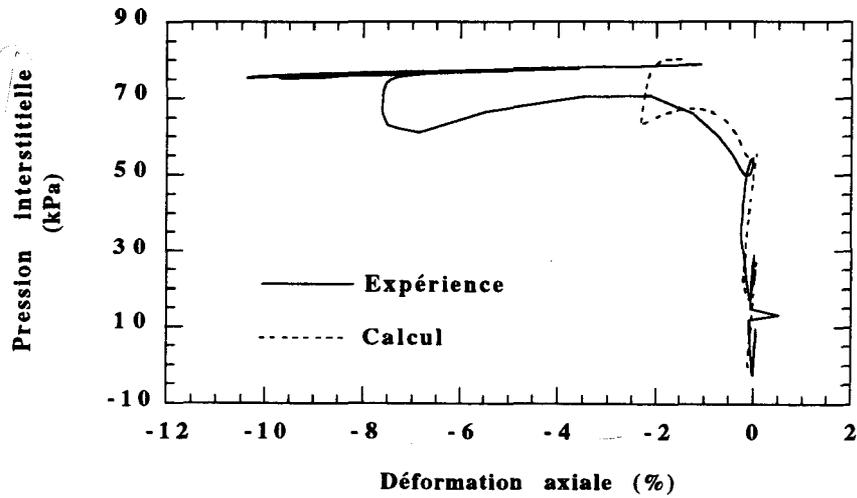


(Expérience)

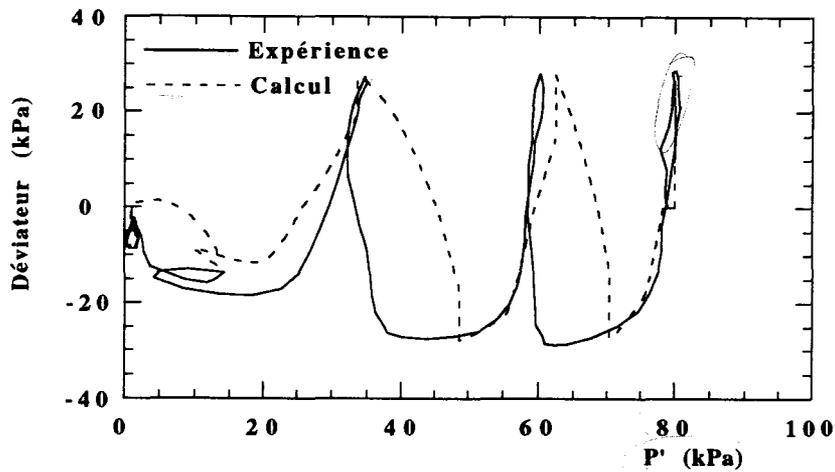


(Simulation)

Figure I.17 : Simulation d'un essai cyclique non drainé: Evolution du déviateur (pression de confinement  $p_c = 80$  kPa,  $D_r = 40\%$ )



( a )



( b )

Figure I.18 : Simulation d'un essai cyclique non drainé  
(pression de confinement  $p_c = 80$  kPa,  $Dr = 40\%$  )

( a ) : Evolution de la pression interstitielle

( b ) : Résultats dans le plan  $p'$ -  $q$

**- Essais à densité relative  $Dr = 60\%$**

Un jeu de paramètres a été déterminé à partir des essais triaxiaux drainés et non drainés réalisés à deux confinements (40 kPa et 160 kPa)(Tableau I.5).

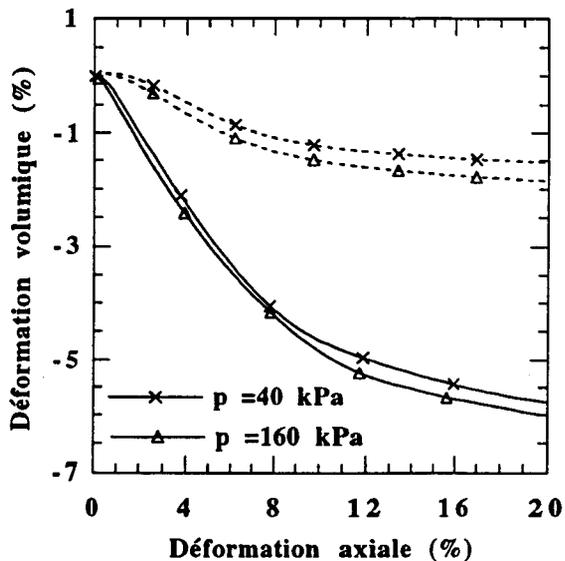
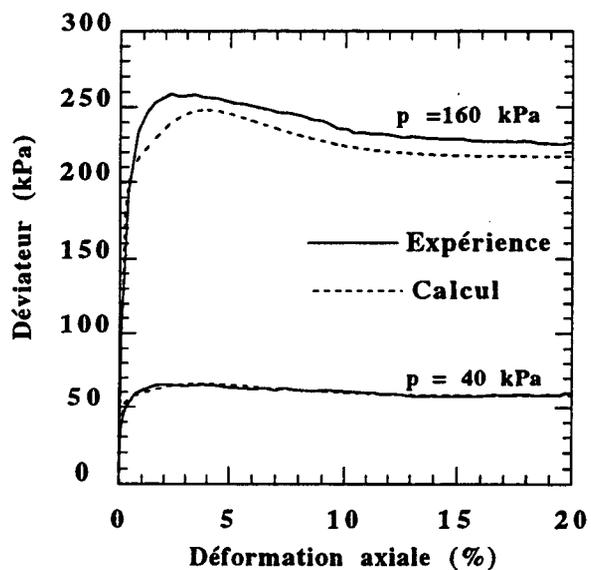
La simulation des essais drainés est montrée dans la figure I.19a. On constate que, le modèle prédit bien l'évolution du déviateur mais donne une mauvaise reproduction des déformations volumiques.

La simulation des essais non drainés est montrée dans la figure I.19b. On constate que le modèle reproduit moyennement cet essai.

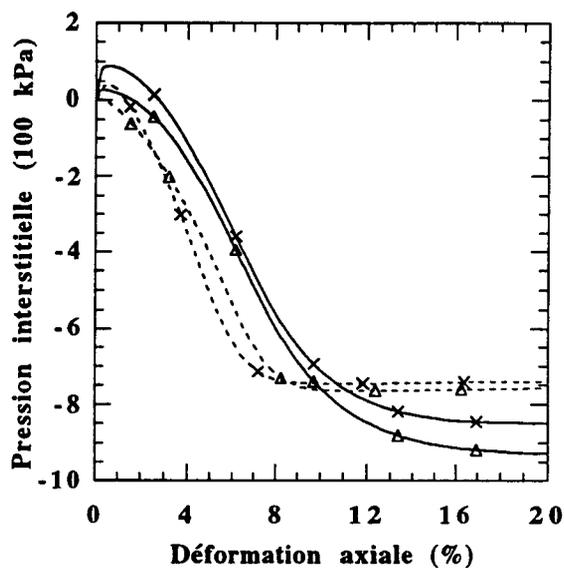
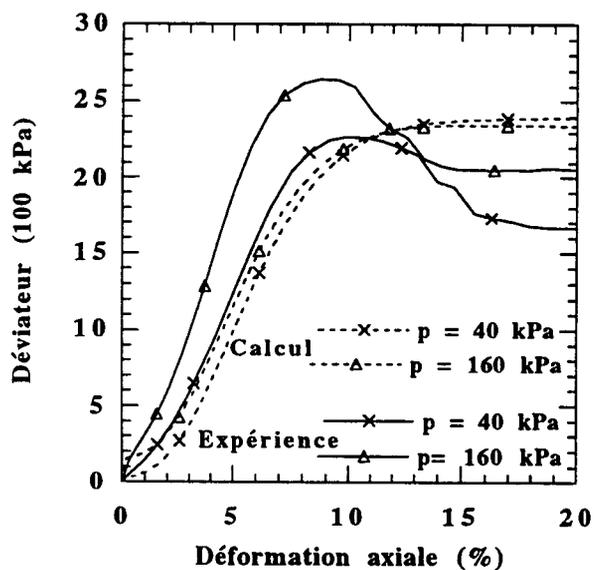
Les paramètres cycliques ont été déterminés par calage sur un essai cyclique non drainé (Tableau I.5). Les figures I.20 à I.22 montrent les résultats obtenus. On constate que le modèle reproduit qualitativement les premiers cycles, mais il prédit une liquéfaction rapide de ce sable. En effet la liquéfaction est prédité au neuvième cycle alors que l'essai donne une liquéfaction au treizième cycle.

$E_0$ (100 kPa)	$v_0$	$n$	$\varphi_B$ (°)	$\Delta\varphi$ (°)	$\varphi_{cv}$ (°)	$\alpha_0$	$a$	$b$	$c$	$d$	$c_c$	$b_c$
650	0,24	0,5	36	4	33,2	5	0,85	1,7E-4	650	53	0,05	100

Tableau I.5 : Jeu de paramètres du sable Nevada ( $Dr = 60\%$ )  
( pour les chargements monotone et cyclique )



(a)

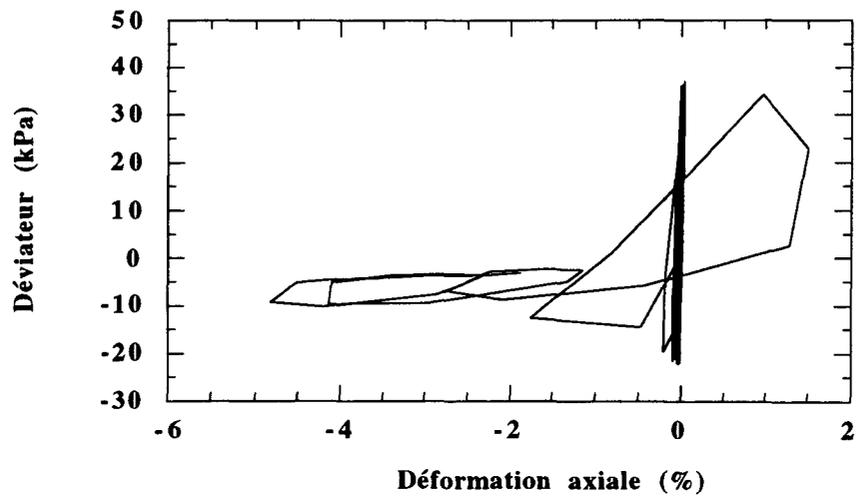


(b)

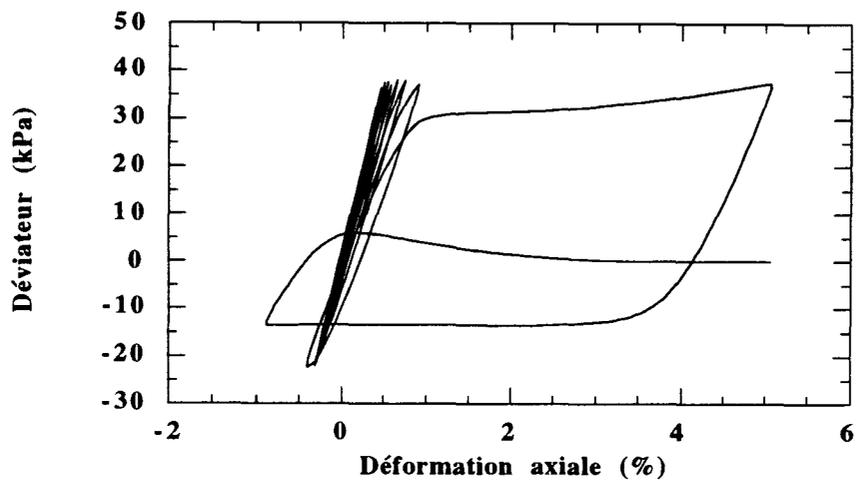
Figures I.19 : Simulation des essais triaxiaux (sable de Nevada  $D_r = 60\%$ )

(a) : Essais drainés

(b) : Essais non-drainés



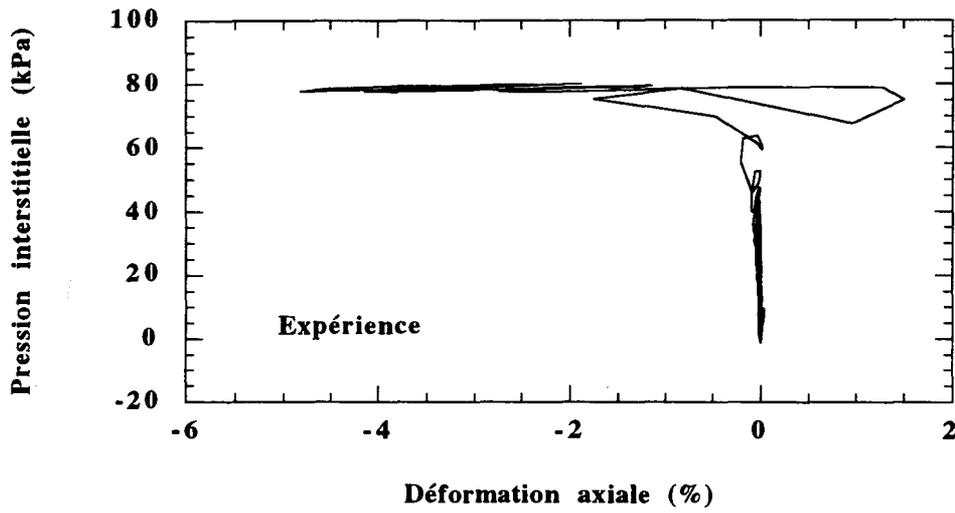
( Expérience )



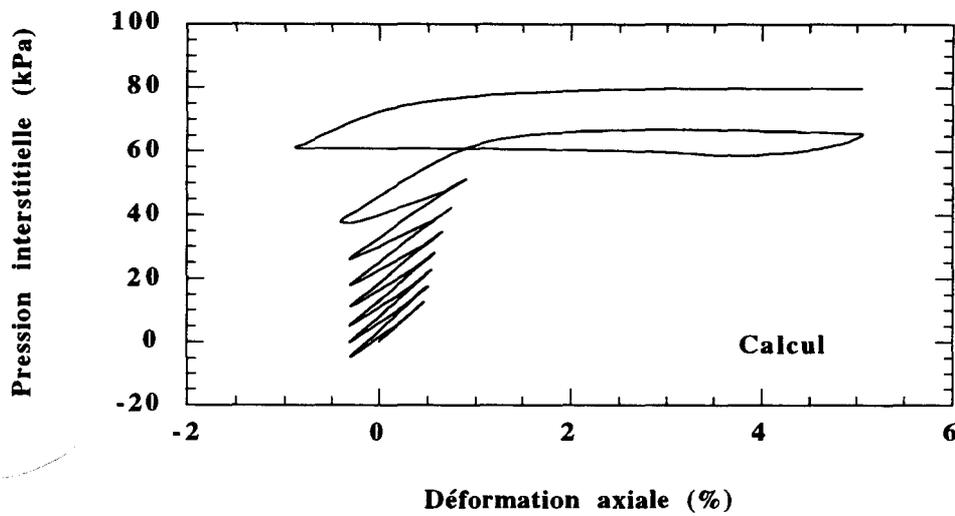
( Simulation )

Figures I.20 : Simulation d'un essai cyclique non drainé: Evolution du déviateur (pression de confinement  $p_c = 80$  kPa,  $D_r = 60\%$  )

$$P = P' + U \quad \text{avec } P - P' = U \text{ (la pression interstitielle)}$$



(a)



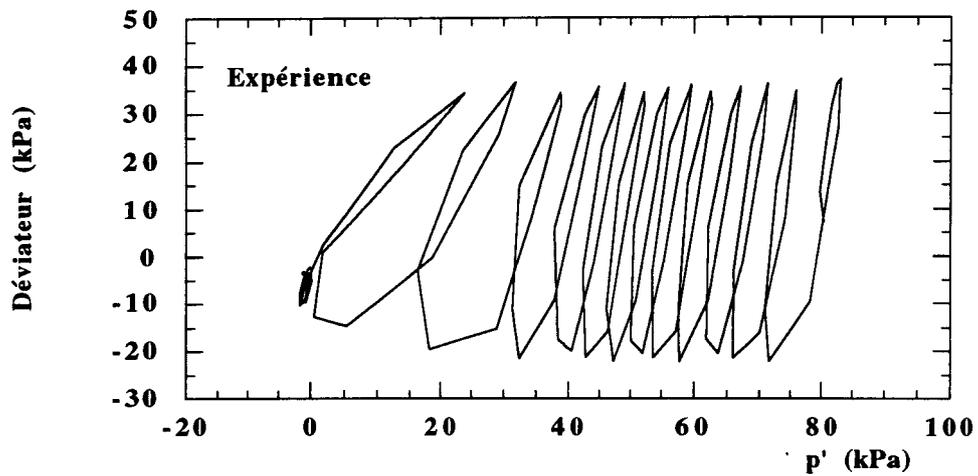
(b)

Figure I.21 : Simulation d'un essai cyclique non drainé

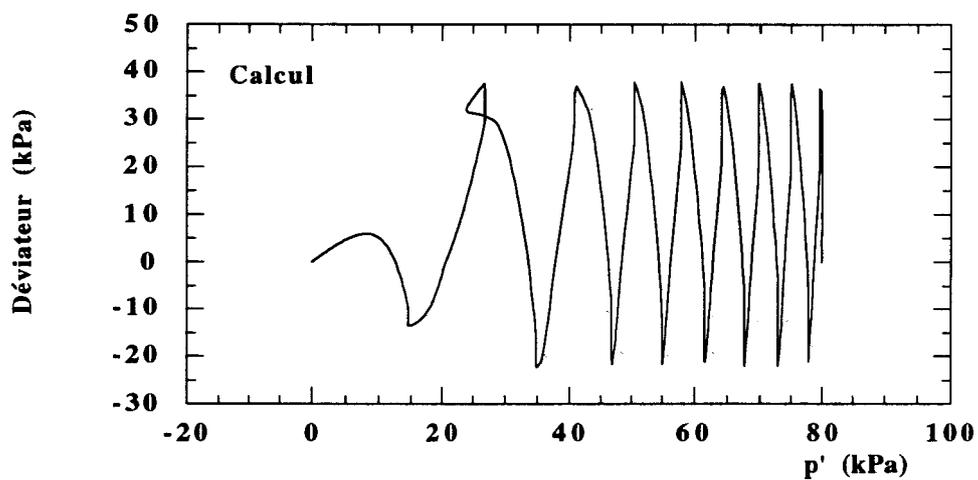
Evolution de la pression interstitielle ( $p_c = 80$  kPa,  $D_r = 60\%$ )

(a) : Expérience

(b) : Simulation



( a )



( b )

Figures I.22 : Simulation d'un essai cyclique non - drainé

Résultats dans la plan (p' - q)

( a ): Expérience

( b ): Simulation

## **L6. CONCLUSION**

Dans ce chapitre, en adoptant le concept de mémoire discrète et le concept de l'écroissage cinématique, nous avons proposé une extension d'un modèle élastoplastique monotone de sol aux chargements non monotones. La procédure d'identification des paramètres de ce modèle à partir d'essais triaxiaux drainés a été exposée. La validation de ce modèle sur des essais réalisés sur deux sables (Hostun et Neveda) montre que ce modèle permet de décrire moyennement le comportement des sables sous chargements non monotones. Dans les prochains chapitres, ce modèle va être introduit dans un programme d'éléments finis en vue de sa validation sur des essais dynamiques réalisés en centrifugeuse.

**CHAPITRE II :**

**INTRODUCTION DE LA DYNAMIQUE DES SOLS  
SATURÉS DANS UN PROGRAMME DE  
CALCUL PAR ÉLÉMENTS FINIS**

## CHAPITRE II

### INTRODUCTION DE LA DYNAMIQUE DES SOLS SATURÉS DANS UN PROGRAMME DE CALCUL PAR ÉLÉMENTS FINIS

*Ce chapitre est consacré à la résolution des problèmes dynamiques des sols saturés à l'aide de la méthode des éléments finis. Il est composé de trois parties. La première comporte un rappel sur la formulation du problème dynamique simplifiée  $(p, u)$ , la seconde est consacrée à l'introduction de cette formulation dans un programme de calcul par éléments finis "PECDYN" et la dernière porte sur des tests de validation simples du programme PECDYN.*

#### II.1. HYPOTHESES ET DESCRIPTION DU PROBLEME

On considère une structure occupant un domaine  $\Omega$  de frontière  $\Gamma$  et soumise à un chargement au cours de l'intervalle de temps  $(0, T)$ . Initialement, cette structure est supposée en équilibre. Les déformations du squelette solide sont reliées aux contraintes effectives par le modèle de comportement élastoplastique présenté dans le chapitre précédent (MODSOL). Le fluide est supposé compressible et son écoulement est supposé obéir à la loi de Darcy.

##### - Conditions aux limites

On distingue deux types de condition aux limites:

##### *Conditions aux limites mécaniques :*

Les conditions aux limites mécaniques sont de deux types:

- déplacements imposés:  $u(x, t) = \bar{u}(x, t) \quad \forall x \in \Gamma_U \quad \text{et } t \in (0, T)$

- forces de surface imposées:  $\sigma(x, t) \cdot \mathbf{n} = T(x, t) \quad \forall x \in \Gamma_T \quad \text{et } t \in (0, T)$

où  $\mathbf{n}$  est la normale extérieure à la frontière.

### Conditions aux limites hydrauliques :

Les conditions aux limites hydrauliques sont également de deux types:

- pression imposée:  $p(x, t) = \bar{p}(x, t) \quad \forall x \in \Gamma_p \quad \text{et } t \in (0, T)$

- flux imposé:  $\phi(x, t) \cdot \mathbf{n} = \bar{\phi}(x, t) \quad \forall x \in \Gamma_\phi \quad \text{et } t \in (0, T)$

## II.2. FORMULATION LOCALE

La formulation du problème dynamique couplé des milieux poreux a été présentée par Biot (1941 et 1956) et étudiée numériquement par Ghaboussi (1971), Ghaboussi et al. (1972), Zienkiewics et al. (1980), Zienkiewics et Shiomi (1984) et Modaressi (1987). Cette formulation est basée sur le principe des contraintes effectives de Terzaghi (1943).

### - Equations d'équilibre

En négligeant la compressibilité de la matrice solide, la conservation de la quantité de mouvement, s'écrit sous la forme:

$$\text{div}(\sigma') - \text{grad } p + \rho g = \rho \partial_{tt} u_s + \rho_f \partial_{tt} u_{rf} \quad (\text{II-1})$$

avec:

$$\rho = (1 - n) \rho_s + n \rho_f$$

où  $\sigma'$  est le tenseur des contraintes effectives;  $p$  est la pression interstitielle;  $u_s$  et  $u_{rf}$  sont respectivement le déplacement du squelette solide et le déplacement relatif du fluide;  $\rho_s$  et  $\rho_f$  sont respectivement les masses volumiques des phases solide et fluide et  $n$  est la porosité du milieu poreux.

### - Loi de Darcy

La vitesse relative du fluide par rapport aux grains solides est donnée par la loi de Darcy généralisée aux chargements dynamiques:

$$\partial_t u_{rf} = -K \left( \text{grad } p + \rho_f \left( \partial_n u_s + \frac{1}{n} \partial_n u_{rf} \right) \right) \quad (\text{II-2})$$

où  $K$  est le tenseur de perméabilité du milieu poreux:

$$K = \frac{k}{\rho_f g}$$

$k$  est la perméabilité cinématique du milieu poreux.

### - Conservation de la masse globale

En supposant les grains solides incompressibles, la conservation de la masse du squelette s'exprime par:

$$\partial_t n = \text{div}(\partial_t u_s) \quad (\text{II-3})$$

La conservation de la masse de fluide exprime l'égalité entre les masses de fluide sortant et entrant. En supposant le milieu poreux saturé, l'équation de conservation s'écrit sous la forme:

$$\partial_t(n \rho_f) + \text{div}(\rho_f \partial_t u_{rf}) = 0 \quad (\text{II-4})$$

La compressibilité du fluide ( $\frac{1}{Q}$ ) est définie par la relation suivante:

$$n \partial_t \rho_f = \frac{n}{K_f} \partial_t p = \frac{1}{Q} \partial_t p \quad (\text{II-5})$$

où  $K_f$  est le module de compressibilité du fluide.

Les équations II-3, II-4 et II-5 conduisent à l'équation de conservation totale. Si on élimine  $\partial_t n$  dans les équations de conservation de masse du squelette et du fluide, on peut écrire:

$$\frac{1}{Q} \partial_t p + \text{div}(\partial_t u_s) + \text{div}(\partial_t u_{rf}) = 0 \quad (\text{II-6})$$

### II.3. EQUATIONS SIMPLIFIEES DE BIOT DE LA CONSOLIDATION SOUS CHARGEMENT DYNAMIQUE

Dans la partie précédente, on a présenté le modèle complet de Biot (II-1, II-2 et II-6). Une version simplifiée a été proposée pour ce modèle. Dans cette version, l'accélération relative du fluide par rapport au squelette est négligée dans la loi de Darcy, ce qui donne:

$$(FS1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{div } \sigma' - \text{grad } p + \rho g = \rho \partial_{tt} u_s + \rho_f \partial_{tt} u_{rf} \\ \partial_t u_{rf} = -K (\text{grad } p + \rho_f \partial_{tt} u_s) \\ \text{div } \partial_t u_{rf} + \text{div } \partial_t u_s + \frac{1}{Q} \partial_t p = 0 \end{array} \right.$$

Zienkiewicz et al. (1980) ont présenté une deuxième formulation simplifiée pour les problèmes de basses fréquences. Dans cette formulation, l'accélération relative du fluide par rapport au squelette est négligée aussi bien dans la loi de Darcy que dans les équations d'équilibre:

$$(FS2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{div } \sigma' - \text{grad } p + \rho g = \rho \partial_{tt} u_s \\ \partial_t u_{rf} = -K (\text{grad } p + \rho_f \partial_{tt} u_s) \\ \text{div } \partial_t u_{rf} + \text{div } \partial_t u_s + \frac{1}{Q} \partial_t p = 0 \end{array} \right.$$

Les problèmes de génie parasismique sont posés en basses fréquences et peuvent être décrits par la formulation simplifiée (FS2). Cette formulation est intéressante, car elle permet de réduire le nombre de degrés de liberté dans un calcul numérique.

Zienkiewicz et al. (1980) ont effectué une étude du domaine d'application de la formulation simplifiée sur l'exemple présenté dans la figure II.1. Le comportement du squelette a été supposé linéaire et incompressible. Le fluide a été supposé incompressible. Les domaines d'application de chaque formulation sont présentés dans la figure II.2. Ils font intervenir deux paramètres:

$$\pi_1 = \frac{k \rho V_c^2}{g \rho_f \omega L^2} = \frac{c_v T}{2\pi L^2}$$

$$\pi_2 = \frac{\omega^2 L^2}{V_c^2}$$

où  $\omega$ ,  $T$  et  $k$  sont respectivement la fréquence de la charge appliquée, sa période et le coefficient de perméabilité.  $V_c$  représente la vitesse de propagation des ondes  $P$  dans le milieu.  $L$  est la hauteur de la colonne,  $c_v$  est le coefficient de consolidation.

Le terme  $\pi_2$  représente la fréquence adimensionnelle utilisée en dynamique des sols. Ce terme indique la vitesse relatif du chargement. Le terme  $\pi_1$  caractérise la perméabilité du milieu par rapport au chargement appliqué. En condition non drainée  $\pi_1$  est petit, par contre, en condition drainée il est grand.

On peut constater à partir de la figure II.2 que l'égalité  $\pi_1 \cdot \pi_2 = 1$  correspond à la limite de validité de la formulation simplifiée. Si on calcule la valeur de la fréquence correspondante, on obtient:

$$f = \frac{\rho_f g}{2\pi \rho k}$$

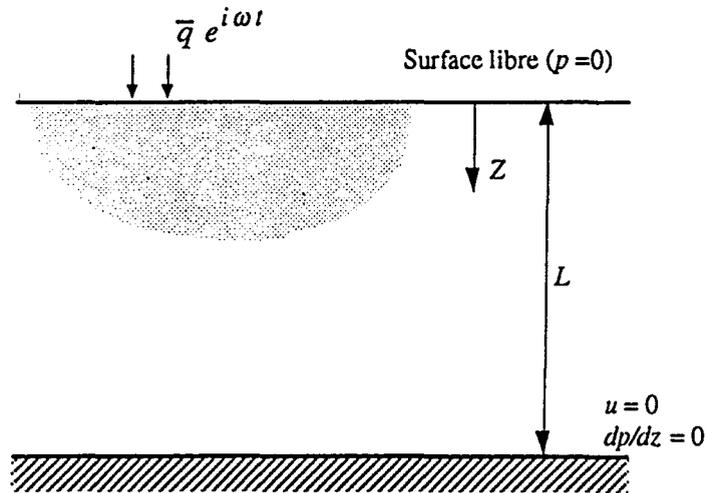


Figure II.1 : Exemple étudié par Zienkiewicz et al. (1980)

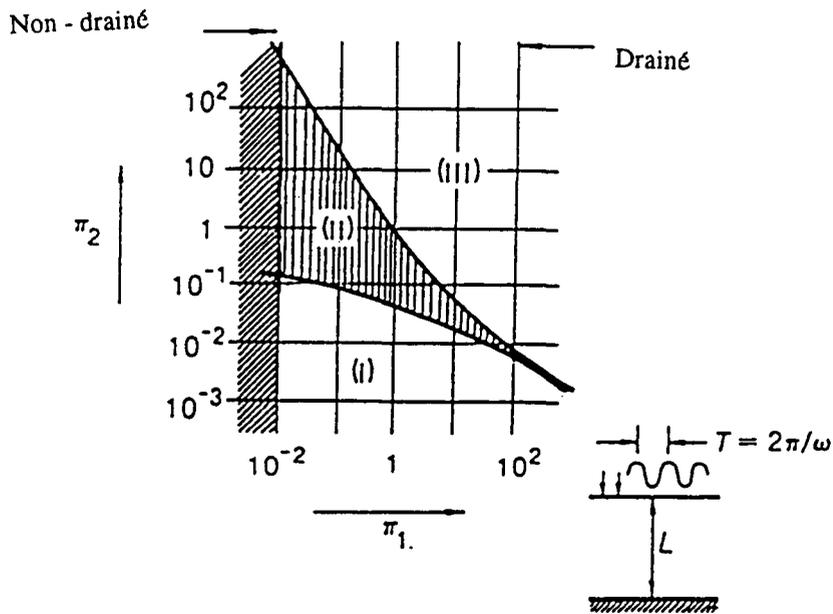


Figure II.2 : Domaines d'application de différentes formulations (Zienkiewicz et al. 1980)

- Zone I : phénomène lent (formulation FS2)
- Zone II : vitesse modérée (formulation FS1)
- Zone III : phénomène rapide (modèle complet)

## II.4. DISCRETISATION DU MODELE SIMPLIFIE ( FS 2 )

### II.4.1. Formulation variationnelle

La résolution de ce problème par la méthode des éléments finis passe par la transformation des équations d'équilibre et de conservation de la masse sous une forme variationnelle intégrant les conditions aux limites en contraintes totales et en flux (Zienkiewicz, 1977).

L'application du principe des travaux virtuels donne:

$$\int_{\Omega} \delta u \rho \partial_{tt} u_s d\Omega + \int_{\Omega} \varepsilon(\delta u) \sigma' d\Omega - \int_{\Omega} \text{div}(\delta u) p d\Omega = \int_{\Omega} \delta u \rho g d\Omega + \int_{\Gamma_T} \delta u T d\Gamma \quad (\text{II-6})$$

où  $\delta u$  est un champ de déplacement virtuel cinématiquement admissible, tel que  $\delta u = 0$  sur  $\Gamma_U$ .

En appliquant la méthode de Galerkin à l'équation de conservation de la masse, on obtient:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \text{grad}(\delta p) \rho_f K \partial_{tt} u_s d\Omega + \int_{\Omega} \delta p \text{div}(\partial_t u_s) d\Omega + \int_{\Omega} \text{grad}(\delta p) K \text{grad} p d\Omega \\ & + \frac{1}{Q} \int_{\Omega} \delta p \partial_t p = - \int_{\Gamma_{\phi}} \delta p \phi d\Gamma + \int_{\Omega} \text{grad}(\delta p) K \text{grad}(\rho_f g z) d\Omega \quad (\text{II-7}) \end{aligned}$$

où  $\delta p$  est un champ tel que  $\delta p = 0$  sur  $\Gamma_P$ .

Pour effectuer une discrétisation spatiale, on prend des champs de déplacement et de pression interstitielle de la forme:

$$\begin{aligned} u(x, t) &= N U(t) \\ p(x, t) &= N' P(t) \end{aligned} \quad (\text{II-8})$$

où  $N$  et  $N'$  sont respectivement les fonctions d'interpolation du déplacement et de la pression interstitielle;  $U(t)$  et  $P(t)$  expriment les valeurs des déplacements et de la pression

aux noeuds du maillage. Le tenseur de déformation et le gradient de  $p$  peuvent être évalués à partir des expressions II-8. On obtient:

$$\begin{aligned} \varepsilon(x, t) &= B U(t) \\ \text{grad } p &= B' P(t) \end{aligned} \quad (\text{II-9})$$

où  $B$  et  $B'$  représentent les gradients de  $N$  et  $N'$ .

En reportant les équations II-8 et II-9 dans les équations II-6 et II-7, on obtient:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} N^t \rho N \partial_{tt} U d\Omega + \int_{\Omega} B^t C B U d\Omega - \int_{\Omega} B^t N' P d\Omega &= \int_{\Omega} N^t \rho g d\Omega + \int_{\Gamma_T} N^t T d\Gamma \\ \int_{\Omega} B'' K \rho_f N \partial_{tt} U d\Omega + \int_{\Omega} N'' B \partial_t U d\Omega + \frac{1}{Q} \int_{\Omega} N'' N' \partial_t P d\Omega + \int_{\Omega} B'' K B' P d\Omega \\ &= - \int_{\Gamma_{\phi}} \phi N'' d\Gamma + \int_{\Omega} B^t K \text{grad}(\rho_f g z) d\Omega \end{aligned}$$

Enfin, l'intégration numérique amène au système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{cases} M_{ss} \ddot{U} + R U + C_{sp} P = F_s \\ M_{ps} \ddot{U} + C_{ps} \dot{U} + C_{pp} \dot{P} + K_{pp} P = F_p \end{cases} \quad (\text{II-10})$$

avec :

$$\begin{aligned} M_{ss} &= \int_{\Omega} N^t \rho N d\Omega \\ R &= \int_{\Omega} B^t C B d\Omega \\ C_{sp} &= - \int_{\Omega} B^t N' d\Omega \\ M_{ps} &= \int_{\Omega} B'' K \rho_f N d\Omega \\ C_{ps} &= \int_{\Omega} N' B^t d\Omega \\ C_{pp} &= \frac{1}{Q} \int_{\Omega} N'' N' d\Omega \\ K_{pp} &= \int_{\Omega} B'' K B' d\Omega \end{aligned}$$

$$F_s = \int_{\Omega} N^t \rho g d\Omega + \int_{\Gamma_T} N^t T d\Gamma$$

$$F_p = - \int_{\Gamma_\phi} N^t \phi d\Gamma + \int_{\Omega} B^t K grad(\rho_f g z) d\Omega$$

## II.4.2. Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle consiste à transformer le système d'équations différentielles en un système d'équations algébriques. Cette discrétisation est effectuée avec la méthode de Newmark qui est fondée sur les approximations suivantes:

$$\dot{U}_{t+\Delta t} = \dot{U}_t + \Delta t \left( (1-\gamma) \ddot{U}_t + \gamma \ddot{U}_{t+\Delta t} \right) \quad (\text{II-11})$$

$$U_{t+\Delta t} = U_t + \Delta t \dot{U}_t + \frac{\Delta t^2}{2} \left( (1-2\beta) \ddot{U}_t + 2\beta \ddot{U}_{t+\Delta t} \right)$$

où  $\gamma$  et  $\beta$  sont les coefficients de Newmark. L'accélération à l'incrément  $t + \Delta t$  peut être évaluée à partir de ces relations (II-11):

$$\ddot{U}_{t+\Delta t} = \frac{1}{\beta \Delta t^2} (U_{t+\Delta t} - U_t) - \frac{1}{\beta \Delta t} \dot{U}_t + \left( \frac{1-2\beta}{2\beta} \right) \ddot{U}_t$$

En reportant ces expressions dans les équations II-10, on obtient:

$$\begin{cases} \bar{R} \cdot \Delta U + \bar{C}_{sp} \cdot \Delta P = \bar{F}_s \\ \bar{M}_{cps} \cdot \Delta U + \bar{C}_{kpp} \cdot \Delta P = \bar{F}_p \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

avec :

$$\bar{R} = \frac{2}{\Delta t^2} M_{ss} + \frac{\beta}{2} R$$

$$\bar{C}_{sp} = \frac{\beta}{2} C_{sp}$$

$$\bar{M}_{cps} = \frac{1}{\beta \Delta t} M_{ps} + \frac{\gamma}{\beta} C_{ps}$$

$$\bar{C}_{kpp} = C_{pp} + \Delta t K_{pp}$$

$$\bar{F}_s = \frac{\beta}{2} F_{s(t+\Delta t)} + M_{ss} \left( \frac{2}{\Delta t} \dot{U}_{(t)} + \left( 1 - \frac{\beta}{2} \right) \ddot{U}_{(t)} \right) - \frac{\beta}{2} R U_{(t)} + \frac{\beta}{2} C_{sp} \cdot P_{(t)}$$

$$\begin{aligned} \bar{F}_p = & \Delta t \cdot F_{p(t+\Delta t)} + \left( \frac{M_{ps}}{\beta} + \left( \frac{\gamma}{\beta} - 1 \right) C_{ps} \cdot \Delta t \right) \dot{U}_t \\ & + \left( \frac{2-\beta}{\beta} \cdot \Delta t \cdot M_{ps} + \frac{(\Delta t)^2}{\beta} (2\gamma - \beta) C_{ps} \right) \ddot{U}_{(t)} + K_{pp} \cdot \Delta t \cdot P_{(t)} \end{aligned}$$

Le schéma de Newmark est inconditionnellement stable pour les valeurs suivantes de  $\gamma$  et  $\beta$  (Dhatt et Touzot, 1981):

$$\gamma \geq \frac{1}{2}$$

$$\beta \geq \frac{1}{4} \left( \gamma + \frac{1}{2} \right)^2$$

## II.5. INTRODUCTION DANS UN PROGRAMME DE CALCUL PAR ELEMENTS FINIS (PECDYN)

Dans cette partie, on présente l'introduction de la dynamique des sols saturés dans un programme de calcul par éléments finis. Ce programme a été construit à partir du code de calcul par éléments finis PECPLAS développé dans notre laboratoire (Shahrouh, 1988-1992). Il est destiné à la résolution des problèmes de géotechnique, et permet de prendre en compte des aspects particuliers, tels que le comportement non linéaire du sol sous chargement monotone, l'interaction sol - structure, les calculs bidimensionnels (déformation plane ou contrainte plane) ou tridimensionnels. Divers modèles élastoplastiques sont disponibles dans ce programme.

L'extension de ce programme au calcul dynamique couplé a consisté dans la prise en compte des forces d'inertie et des couplages. Pour le calcul la matrice de rigidité globale, on a construit des sous programmes pour la détermination (Figure II.3):

- des matrices de masse effectives  $[M_{ss}]$  et  $[M_{ps}]$ ,
- des matrices de couplage  $[C_{ps}]$  et  $[C_{sp}]$ ,
- de la matrice de perméabilité  $[K_{pp}]$ ,
- des vecteurs des forces  $\{F_p\}$  et  $\{F_s\}$ .

On note que la matrice de rigidité globale n'est pas symétrique. La résolution du système non linéaire est effectuée avec la méthode de Newton-Raphson modifiée. Le critère de convergence est pris sur les forces résiduelles. Ces dernières sont déterminées à partir de l'équilibre global par la différence entre les forces extérieures appliquées ( poids propre, force de surface, pression d'eau, ... ) et les forces équivalentes aux contraintes.

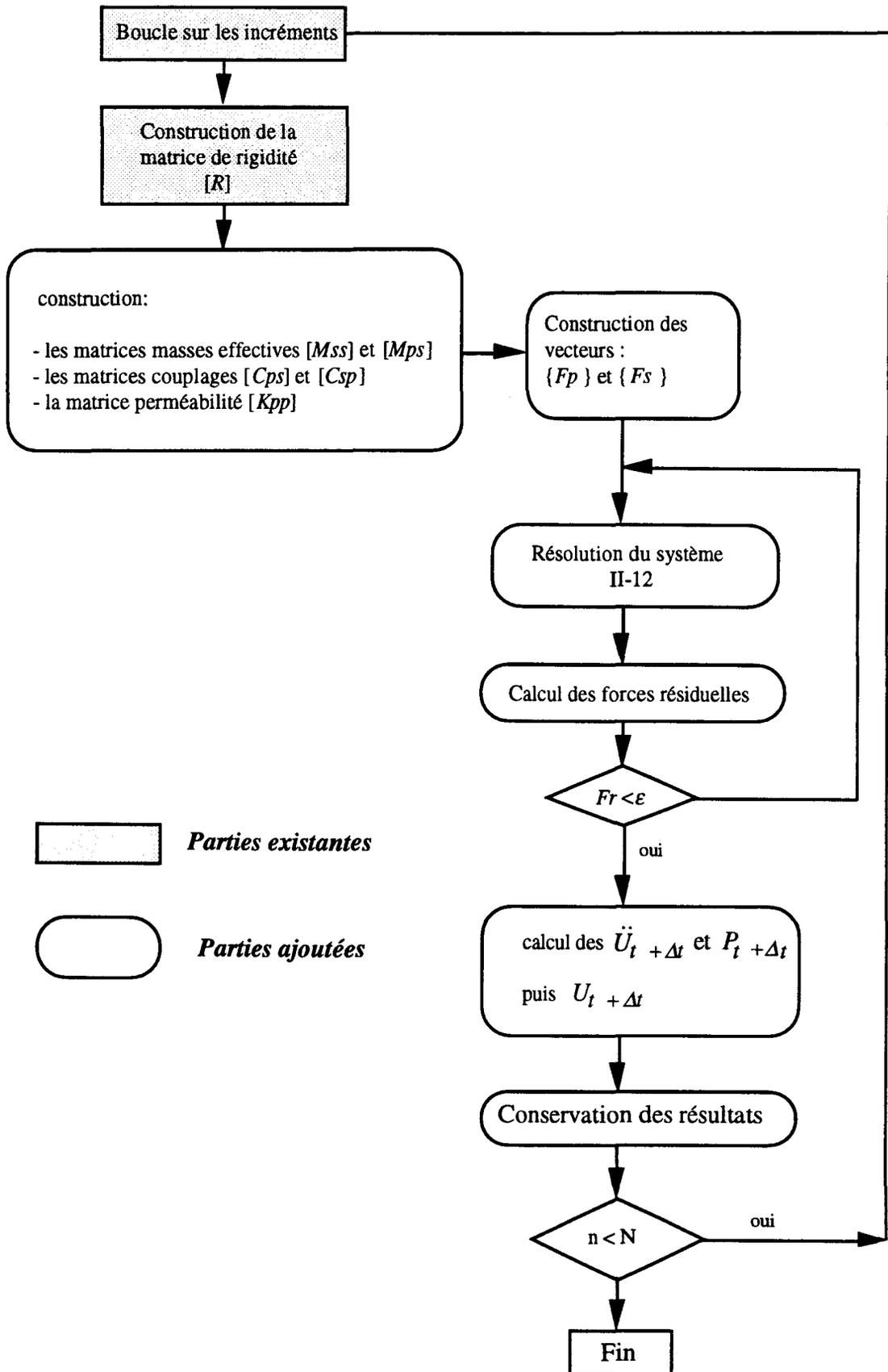


Figure II.3 : Organigramme du programme PECDYN

## II.6. VALIDATION DU PROGRAMME

Dans cette section, on présente des tests de validation du programme (PECDYN). Ces tests ont été effectués sur des exemples simples pour lesquels on dispose de solutions analytiques.

### II.6.1. Exemple 1 : Réponse d'une barre sollicitée à son extrémité

Dans cet exemple nous considérons une barre encastrée à une extrémité et soumise à un échelon de charge à l'autre extrémité. Un comportement élastique linéaire a été considéré. Le schéma et le chargement appliqué sont présentés dans la figure II.4. La barre est maillée en vingt éléments quadrilatères à quatre noeuds. Les caractéristiques sans dimension de la barre sont présentées dans le tableau II.1. Du fait que le coefficient de Poisson est pris nul, le chargement induit uniquement des ondes de compression. Le pas de temps de calcul a été fixé à  $\Delta t = 1$ . Les paramètres du schéma de Newmark  $\gamma$  et  $\beta$  sont respectivement égaux à 0,5 et 0,25.

La solution analytique de ce problème est donnée par (Géradin, Rixen, 1993):

$$u(x, t) = \frac{8 f_0 l}{\pi^2 E A} \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ \frac{(-1)^{s-1}}{(2s-1)^2} \sin \left( (2s-1) \frac{\pi x}{2l} \right) \left[ 1 - \cos \left( (2s-1) \frac{\pi c}{2l} t \right) \right] \right\}$$

où:

$$c = \sqrt{\frac{E A}{\rho}}$$

Les courbes de la figure II.5 présentent respectivement les déplacements horizontaux aux trois points indiqués dans la même figure (A, B, et C). On constate un bon accord entre les résultats numériques et analytiques. Les oscillations obtenues dans les simulations sont dues à un problème de dispersions numériques.

Un deuxième calcul a été effectué en utilisant un amortissement numérique faible à l'aide des coefficients de Newmark ( $\gamma = 0,5 + \alpha$  et  $\beta = 0,25(\gamma + 1/2)$  avec  $\alpha = 0,05$ ). On constate que cet amortissement réduit les oscillations et améliore les résultats de calcul.

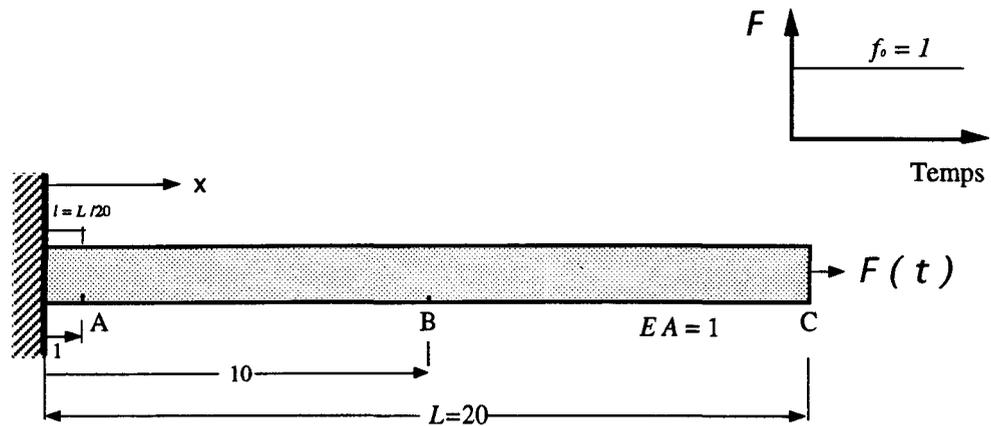


Figure II.4 : Réponse transitoire d'une barre encastree soumise à un échelon de charge (Exemple 1)

Module d'élasticité	$E$	1
Masse volumique	$\rho$	1
Coefficient de Poisson	$\nu$	0
Section	$A$	1
Longueur totale	$L$	20
Longueur de chaque élément	1	1

Tableau II.1 : Caractéristiques des matériaux

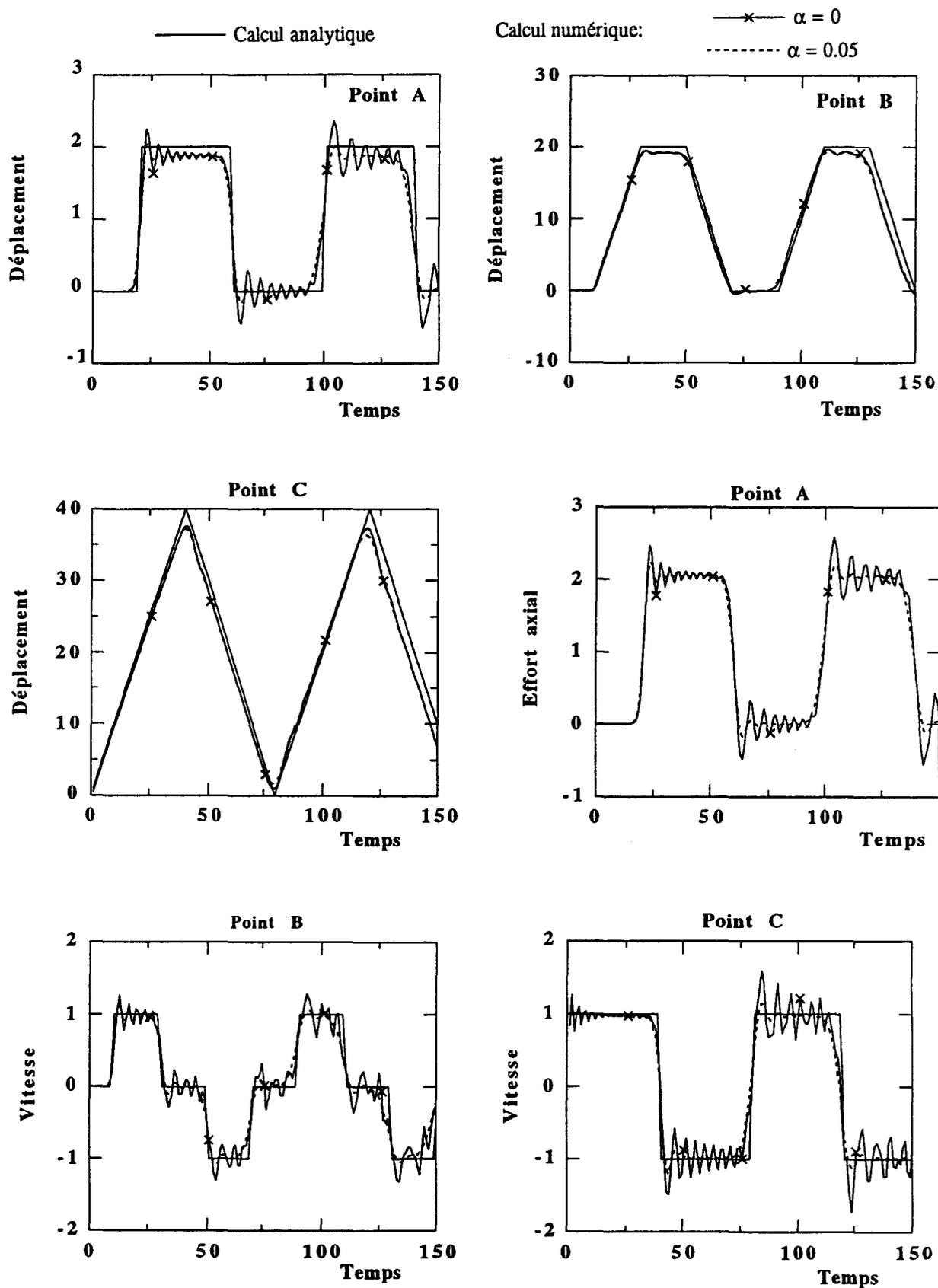


Figure II.5 : Réponse d'une barre encastée - libre

### II.6.3. Exemple 2 : Consolidation d'une colonne de sol saturé

Dans cette section, on teste le programme sur un exemple numérique présenté par Zienkiewicz et Shiomi (1984). Il consiste en une colonne de sol saturé avec un comportement élastique linéaire pour la squelette solide. Cette colonne est sollicitée par une charge répartie en haut de la colonne. Le chargement, ainsi que le maillage choisi sont présentés dans la figure II.6. Les propriétés du matériau sont présentées dans le tableau II.2. Les paramètres du schéma de Newmark sont  $\gamma = 0,5$  et  $\beta = 0,25$ . Le calcul a été effectué avec un pas de temps  $\Delta t = 0,1$  sec.

Les résultats obtenus sont comparés à ceux donnés par Zienkiewicz et Shiomi dans la figure II.7. On constate un bon accord entre ces résultats. Les oscillations au début du chargement ont été obtenues par Zienkiewicz et Shiomi. Elles sont attribuées à la compressibilité du fluide.

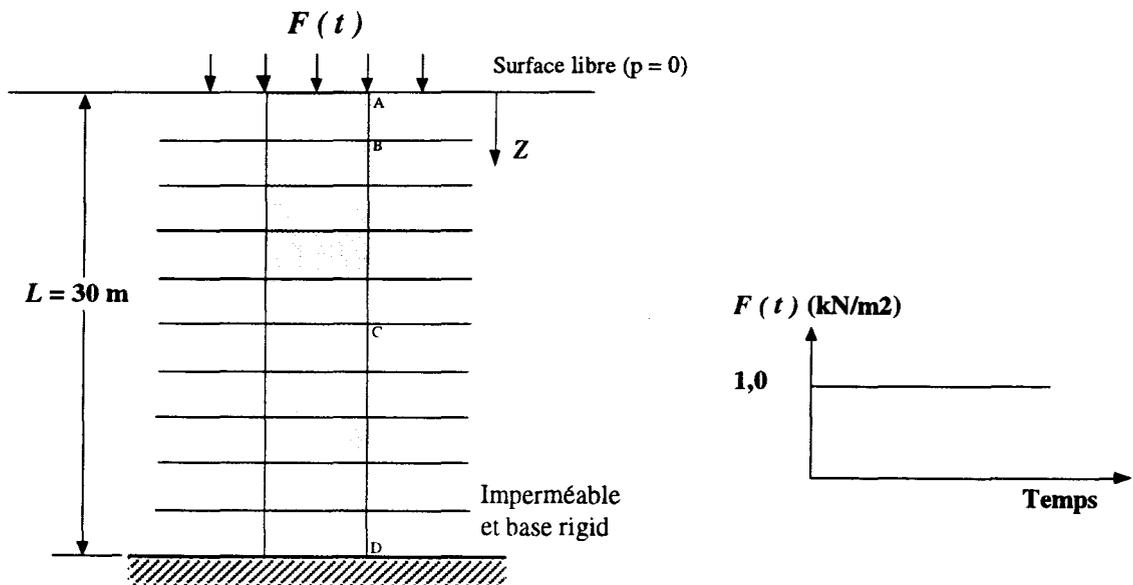
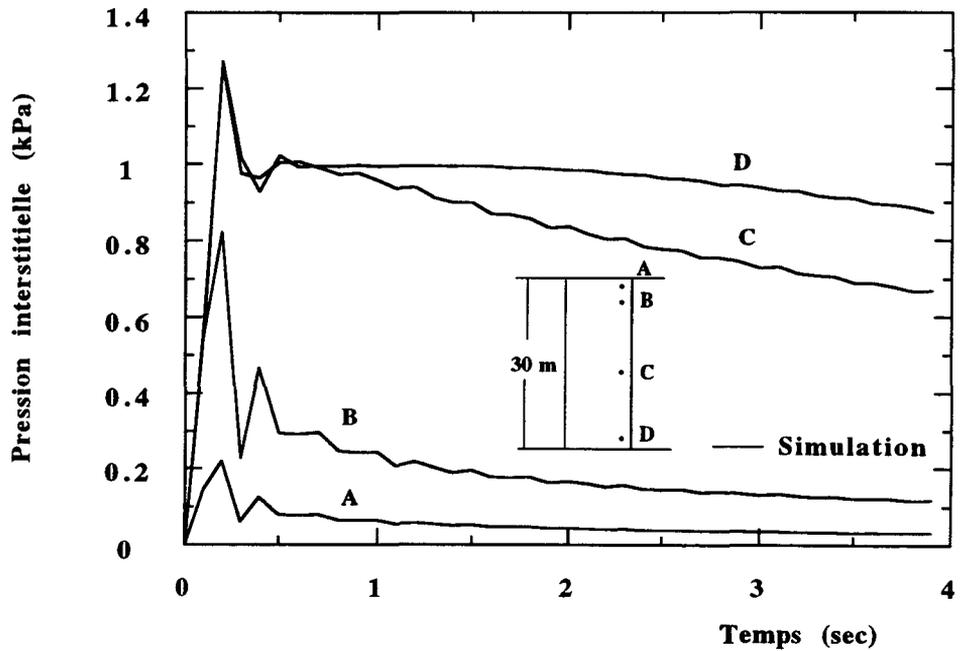


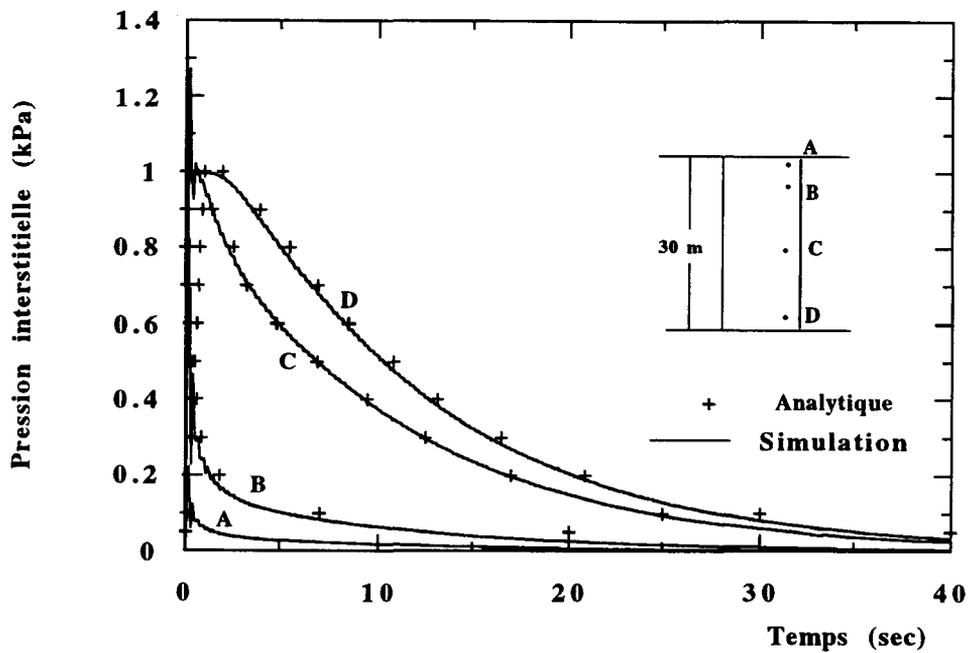
Figure II.11 : Test de consolidation d'une colonne de sol saturé: maillage, conditions aux limites et chargement

Module d'élasticité	$E$	30	MPa
Coefficient de Poisson	$\nu$	0,2	—
Masse volumique du solide	$\rho_s$	2000	$\text{Kg/m}^3$
Masse volumique du fluide	$\rho_f$	1000	$\text{Kg/m}^3$
Perméabilité	$K$	0,01	m/s
Module hydrostatique du fluide	$K_f$	100	MPa
Module hydrostatique du solide	$K_s$	$\infty$	MPa
Porosité	$n$	0,3	---

Tableau II.2: Caractéristiques des matériaux



(a)



(b)

Figure II.7 : Evolution de la pression interstitielle dans le temps et comparaison avec le calcul analytique (Zienkiewicz et Shiomi, 1984)

(a) :  $0 < t < 4$  sec

(b) :  $0 < t < 40$  sec

## **II.7. CONCLUSION**

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'adaptation d'un programme d'éléments finis à la résolution du problème dynamique des sols saturés avec un modèle élastoplastique pour les sols. Nous avons adopté la formulation simplifiée  $(p, u)$  proposée par Zienkiewicz et al. (1980) pour les problèmes de basses fréquences. Cette formulation a l'avantage de réduire sensiblement le nombre de degrés de libertés. La vérification de la partie informatique de ce programme sur deux exemples a donné des résultats satisfaisants.

Dans le prochain chapitre, nous allons tester le modèle retenu (formulation simplifiée et le modèle élastoplastique MODSOL) sur des essais dynamiques réalisés en centrifugeuse.

**CHAPITRE III :**  
**VALIDATION SUR DES ESSAIS EN**  
**CENTRIFUGEUSE**

## CHAPITRE III :

### VALIDATION SUR DES ESSAIS EN CENTRIFUGEUSE

*Ce chapitre comporte des tests de validation du programme "PECDYN" sur des essais réalisés en centrifugeuse dans le cadre du projet VELACS. Trois essais ont été retenus pour les tests de validation. Pour chaque test, on présente les données expérimentales (géométrie, propriétés des matériaux, chargement et résultats de mesure), les hypothèses retenues dans la modélisation et une confrontation des résultats numériques et expérimentaux.*

#### III.1. GENERALITES SUR LES ESSAIS EN CENTRIFUGEUSE

La modélisation en mécanique des sols nécessite une vérification des modèles numériques sur ouvrages. Compte tenu des difficultés rencontrées dans la réalisation des essais en vraie grandeur ( coût, difficultés de chargement, ... ), on a généralement recours aux essais sur modèles réduits et plus particulièrement aux essais en centrifugeuse.

Pour passer des résultats obtenus sur modèles réduits aux modèles prototypes (ouvrages réels), il est nécessaire de respecter les relations dites "relations de similitude" entre les différentes grandeurs physiques.

Les essais en centrifugeuse permettent de reproduire les états de contraintes dans les ouvrages réels en utilisant des modèles géométriquement similaires mais de dimensions réduites.

L'équilibre d'un milieu situé dans un environnement soumis à une gravité " g " est donné par:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho \left( g_i - \frac{d^2 x_i}{dt^2} \right) = 0 \quad \text{(III-1)}$$

Cette relation peut être transformée, en notant avec une étoile les facteurs d'échelle de chaque grandeur ( $x = x^* x'$ ,  $\sigma = \sigma^* \sigma'$ ):

$$\frac{\sigma^*}{x^*} \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x'_j} + \rho^* \rho' \left[ g^* g'_i - x^* t'^{-2} \frac{d^2 x'_i}{dt'^2} \right] = 0 \quad (\text{III-2})$$

Pour que l'équation (III-2) conserve la même forme que l'équation (III-1), on doit avoir:

$$\sigma^* = \rho^* g^* x^* \quad \text{et} \quad x^* = g^* t'^2 \quad (\text{III-3})$$

Si l'on cherche à obtenir l'identité des contraintes  $\sigma = \sigma'$  ( $\sigma^* = 1$ ), et si on conserve le même matériau  $\rho = \rho'$  ( $\rho^* = 1$ ), la relation (III-3) devient:

$$g^* x^* = 1 \quad \Rightarrow \quad x^* = \frac{1}{g^*}$$

Cela veut dire que si on réalise un essai à une accélération " $n \cdot g$ ", le facteur de similitude sur les déplacements est:

$$x = x^* x' = \frac{1}{n} x'$$

Comme " $n$ " est indépendant du système de coordonnées, on aura les mêmes déformations pour les deux modèles (essai et prototype). Les relations reliant les échelles de ces divers paramètres sont présentées dans le tableau III.1.

Ajoutons qu'il peut apparaître des conflits de similitude pour des phénomènes dynamiques ou lors de l'utilisation des milieux à plusieurs phases (Corté, 1989). Il est difficile dans ce cas de respecter les relations de similitude pour certaines grandeurs telles que la viscosité et la perméabilité.

Quantité	Prototype (Echelle réelle)	Modèle soumis à l'accélération $n \cdot g$
Longueur, déplacement	1	$1/n$
Surface	1	$1/n^2$
Volume	1	$1/n^3$
Contrainte	1	1
Déformation	1	1
Force	1	$1/n^2$
Poids volumique	1	1
Accélération	1	$n$
Energie	1	$1/n^3$
Densité	1	1
Temps (en dynamique)	1	$1/n$
Fréquence	1	$n$

Tableau III.1 : Relations reliant les échelles de divers paramètres  
(Dobry et al., 1993)

## **III.2. VALIDATION SUR LES MODELES N° 1 ET N° 2 : MASSIF DE SOL HOMOGENE SOUMIS A UNE ACCELERATION A SA BASE**

### **III.2.1. DONNEES EXPERIMENTALES**

Les données présentées dans cette partie correspondent aux essais réalisés en centrifugeuse à Rensselaer Polytechnic Institute (RPI) avec les modèles N° 1 et N° 2 (Taboda et Dobry, 1993). Les essais ont été réalisés avec le sable de Nevada à une accélération de 50g. Les modèles prototypes correspondants sont présentés dans la figure III.1.

#### **- Géométrie et instrumentation**

Les essais ont été réalisés dans un conteneur de base rectangulaire de 25,4 x 45,72 cm<sup>2</sup> et de 26,39 cm de hauteur constitué de 40 anneaux en aluminium de 0,635 cm d'épaisseur disposés horizontalement et formant une boîte de forme parallélépipédique. Le conteneur était rempli du sable de Nevada saturé à une densité relative  $D_r = 40\%$  (Figure III.1a).

Les modèles N° 1 et N° 2 considérés sont identiques d'un point de vue de la géométrie, des matériaux utilisés et des chargements. La seule différence entre ces deux modèles concerne l'inclinaison du conteneur par rapport à l'horizontale. Pour le modèle N°1, le conteneur est horizontal. Pour le modèle N° 2, le conteneur est incliné de 2° par rapport à l'horizontale. Ce dernier correspond en fait à un massif de sable saturé représentant une pente infinie de 2° (Figure III.1a).

Le système est équipé d'un dispositif de mesure de la pression interstitielle, des déplacements et des accélérations durant la sollicitation dynamique.

L'instrumentation comprend (Figure III.1b):

- huit piézomètres notés P1 à P8,
- dix accéléromètres notés AH1 à AH5 dans la direction horizontale et AV1 à AV5 dans la direction verticale,
- deux capteurs de mesure de déplacement vertical LVDT (Linear Variable Differential Transformer) LVDT1 et LVDT2,

- quatre capteurs de mesure de déplacement horizontal LVDT pour mesurer les déplacements latéraux des anneaux rectangulaires à différentes profondeurs notés LVDT3 à LVDT6.

Les mesures de la pression interstitielle et des tassements à différents profils du conteneur ont permis de vérifier l'hypothèse d'un comportement unidimensionnel durant la sollicitation dynamique.

#### **- Propriétés du sable de Nevada**

D'après les données fournies par le Laboratoire " The Earth Technology Corporation " les propriétés du sable de Nevada sont les suivantes:

- masse volumique sèche maximale =  $1767 \text{ kg/m}^3$ ,
- masse volumique sèche minimale =  $1414 \text{ kg/m}^3$ ,
- la courbe granulométrique est présentée dans la figure III.2. On note que  $D_{50} = 0,160 \text{ mm}$ .

Des essais de laboratoire ont été réalisés en régimes monotone et cyclique en conditions drainée et non drainée (The Earth Technology Corporation, 1992). Ces résultats ont été utilisés dans le premier chapitre pour la validation du modèle MODSOL. Le jeu de paramètres trouvé est rappelé dans le tableau III.2.

Des essais de mesure de la perméabilité ont été réalisés à la pesanteur gravitationnelle (1g). Ils ont donné un coefficient de perméabilité  $K = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$  (Arulmoli et al., 1992). Cependant, les essais en centrifugeuse ont été réalisés à une accélération de 50g correspondant à un prototype constitué d'un matériau graveleux ayant une perméabilité  $K_{\text{prot}} = 50 K_{\text{mod}}$ .

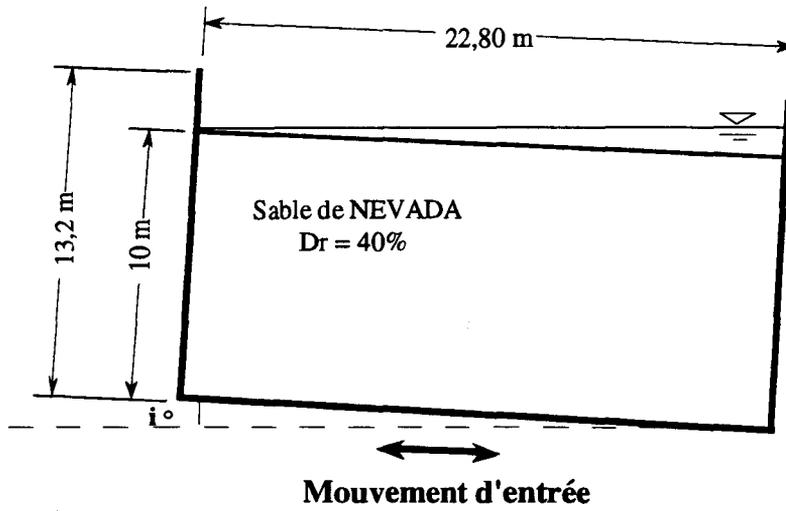
#### **- Déroulement des essais**

Le sable est d'abord mis en place à sec par pluviation jusqu'à une épaisseur de 20 cm. L'eau est ensuite introduite à partir de la base du conteneur jusqu'à saturation totale. Une fois le conteneur embarqué dans la centrifugeuse, celle-ci est mise progressivement en accélération jusqu'au niveau maximum (50g) qui est ensuite maintenu pendant 20 minutes pour atteindre un état stationnaire avant l'application de l'excitation dynamique. Enfin, le modèle est chargé à l'aide d'un système de vérins installé à la base du conteneur.

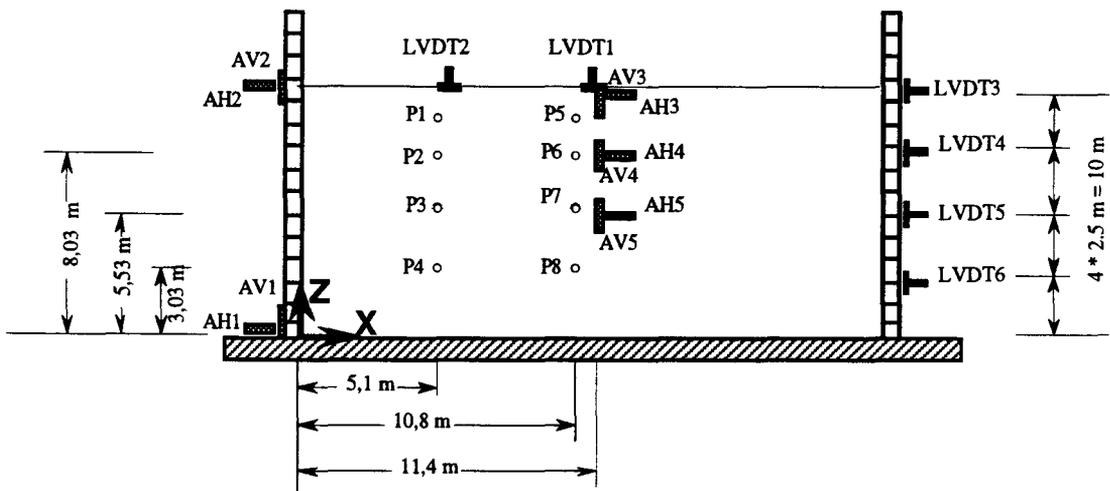
Le chargement comporte vingt cycles sinusoïdaux à une fréquence de 100 Hertz et une accélération maximale de 12,5 g. Pour le modèle prototype, cela correspond à une fréquence de 2 Hertz et à une accélération maximale de 0,25g (Figure III.3).

$E_0$ (100 kPa)	$v_0$	$n$	$\varphi_B$ (°)	$\Delta\varphi$ (°)	$\varphi_{cv}$ (°)	$\alpha_0$	$a$	$b$	$c$	$d$	$c_c$	$b_c$
450	0,23	0,5	34,8	5,8	30,5	8	0,93	9,4E-4	520	55,6	0,024	100

Tableau III.2 : Jeu de paramètres du sable Nevada (  $D_r = 40\%$  )  
( Modèle MODSOL)



( a )



( b )

Figure III.1 : ( a ) : Caractéristiques des modèles N° 1 et N° 2 ( prototype)  
 $i = 0^\circ$  pour le modèle N° 1 et  $i = 2^\circ$  pour le modèle N° 2  
 ( b ) : Instrumentation utilisée ( prototype)

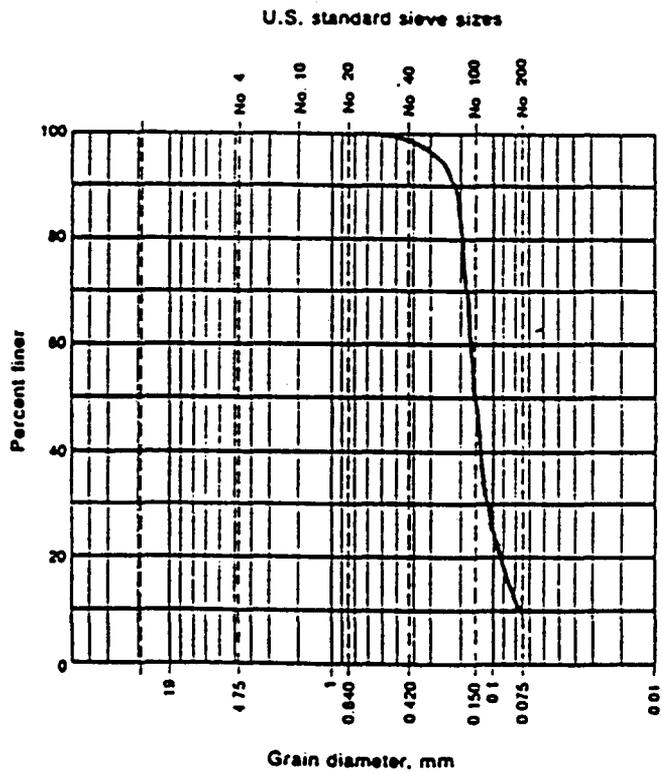


Figure III.2 : Courbe granulométrique du sable de Nevada

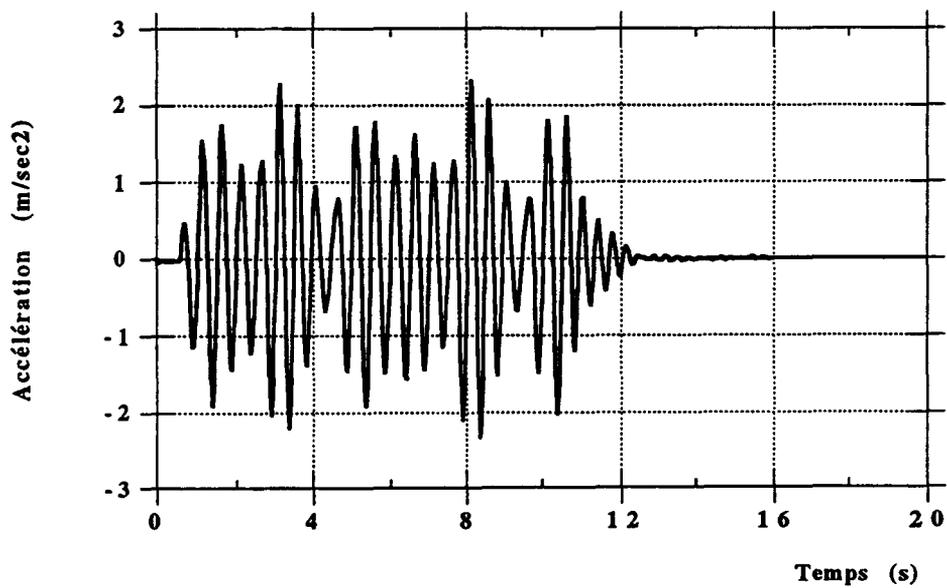


Figure III.3 : Sollicitation appliquée (modèles N° 1 et N° 2)

### III.2.2. MODELISATION NUMERIQUE

La modélisation porte sur le modèle prototype. On présente dans cette partie les hypothèses adoptées pour la modélisation des expérimentations.

#### - Modèle éléments finis

Les données géométriques des problèmes permettent d'admettre l'hypothèse des déformations planes dans le plan du chargement. Le maillage a été fixé selon les recommandations de Lysmer et al. (1975), Roesset (1977) et Peker (1984). Si  $f_{max}$  est la fréquence maximale à prendre en compte, la plus grande dimension des éléments du maillage doit satisfaire la relation:

$$h \leq \frac{\lambda}{(6 \text{ à } 8)} \quad (\text{III-4})$$

avec:

$$\lambda = \frac{V_s}{f_{max}}$$

$V_s$  est la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement ( $\sqrt{G/\rho}$ ). Dans notre cas,  $V_s = 130$  m/s et  $f_{max} = 2$  Hertz, ce qui donne:  $h \leq 8$  m.

Le maillage utilisé pour la modélisation est uniforme et régulier. Il comporte 36 éléments rectangulaires à 4 nœuds à la fois pour les champs de déplacement et de pression interstitielle (Figure III.4).

#### - Conditions aux limites

Afin de décrire le mouvement des anneaux constituant le contour du conteneur, les déplacements horizontaux des deux bords latéraux ont été supposés équivalents. La base du modèle a été supposée rigide.

En ce qui concerne les conditions aux limites hydrauliques, la base et les bords latéraux ont été supposés imperméables. En revanche, la surface du modèle a été considérée drainante: la pression interstitielle a été maintenue constante (nulle), le long de cette surface (Figure III.4).

### - Modélisation du poids du conteneur

La masse des anneaux d'aluminium constituant le conteneur a un effet non négligeable sur les contraintes qui se développent à l'intérieur du sol pour le modèle N° 2. Pour tenir compte de cet effet dans la modélisation du problème prototype, il suffit d'étudier l'équilibre d'une tranche de sol inclinée d'un angle égal à celui de l'essai et soumise à l'action des anneaux. Cela permet de déterminer l'angle d'inclinaison du modèle prototype équivalent sans anneaux sur le contour.

On considère un élément du conteneur comprenant le sol et le contour en aluminium situé à une profondeur  $d$  (Figure III.5a). Le rapport entre les contraintes statiques et normale de cisaillement une facette parallèle à la surface du talus (Figure III.5b) peut s'écrire comme suit:

$$\frac{\tau}{\sigma} = \frac{T}{N} = \left[ \frac{(W + W_r) \sin i}{(W \cos i)} \right] = \left[ 1 + \left( \frac{W_r}{W} \right) \right] \tan i$$

où  $N$  et  $T$  sont respectivement les composantes normale et tangentielle du poids de l'ensemble (sol + aluminium);  $W$  et  $W_r$  sont respectivement les poids du sol et de l'ensemble des anneaux d'aluminium.

Dans le cas du modèle prototype équivalent dépourvu d'anneaux d'aluminium, on a  $W_r = 0$  et on doit avoir le même rapport de contrainte  $\tau/\sigma$ . Cela se traduit par une inclinaison  $i_{prot}$  plus importante par rapport à l'horizontale, telle que:

$$\frac{\tau}{\sigma} = \left[ 1 + \left( \frac{W}{W_r} \right) \right] \tan(i) = \tan(i_{prot})$$

On trouve d'après Dobry et Taboada (1993) pour l'essai réalisé au RPI avec un angle  $i = 1,94^\circ$ , un angle prototype équivalent  $i_{prot} = 2,8^\circ$ .

### - Conditions initiales

Du fait que le problème considéré est non linéaire, les contraintes initiales peuvent jouer un rôle important dans la réponse du modèle à une sollicitation statique ou dynamique. Dans le problème posé les contraintes régnant initialement dans le sable sont dues aux poids des terres. Elles sont déterminées par la résolution d'un problème statique où seul le poids propre est considéré.

**- Autres données et calculs effectués**

L'intégration temporelle est effectuée par le schéma implicite de Newmark en utilisant les paramètres  $\beta = 0,25$  et  $\gamma = 0,5$ . Aucun amortissement numérique n'est donc introduit. Le pas de temps utilisé est  $\Delta t = 0,002$  s. La matrice de masse est traitée par une approche consistante.

La méthode de résolution du système non - linéaire dans le code de calcul est basée sur la méthode de Newton-Raphson modifiée. Une tolérance de convergence de 0,001 a été imposée sur les forces résiduelles.

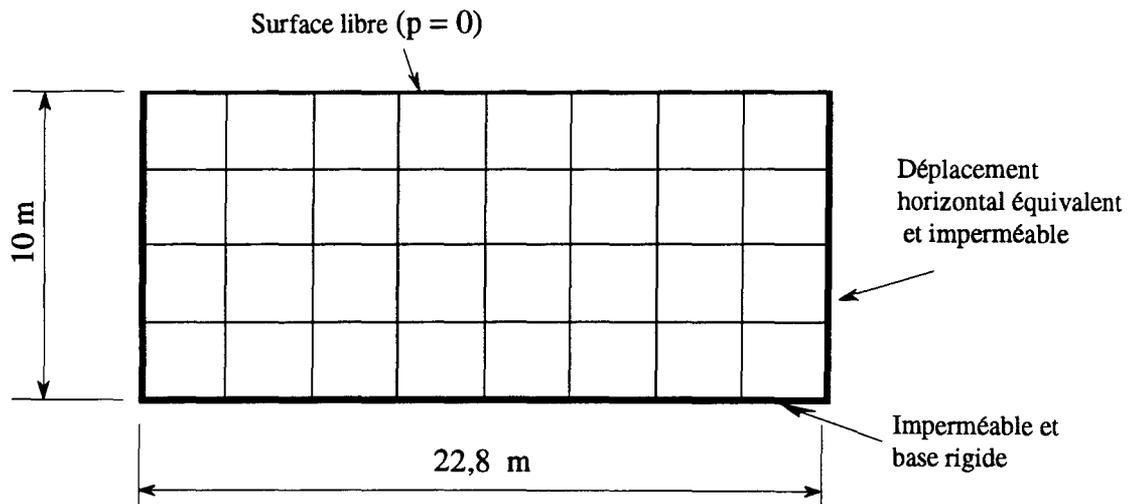
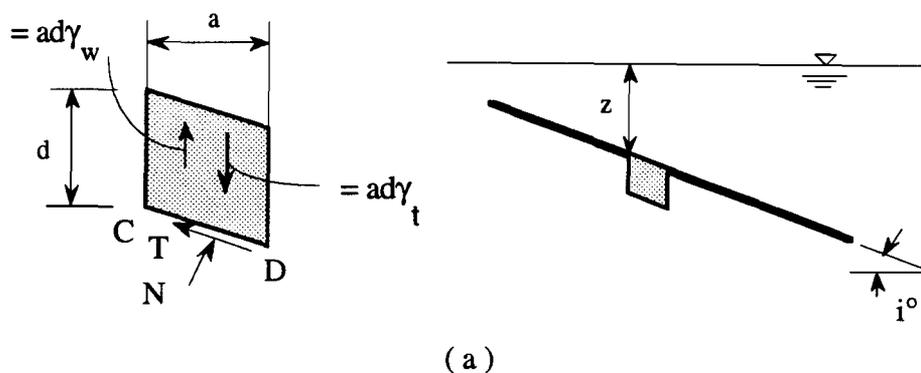
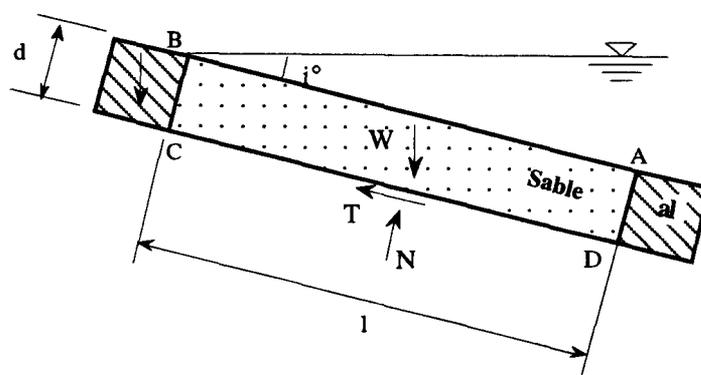


Figure III.4 : Maillage et conditions aux limites



(a)



(b)

Figure III.5 : Conditions initiales (modèle N° 2)

- (a): Equilibre d'une pente infinie submergée dans l'eau
- (b): Effet du poids du conteneur

### III.2.3. RESULTATS DES SIMULATIONS

Les résultats sont présentés en termes de pression interstitielle, déplacement et accélération aux points de mesure indiqués dans la figure III.1b.

#### - Pression interstitielle

Les résultats expérimentaux et les calculs montrent que la pression interstitielle est uniforme pour une profondeur donnée ( $P1 = P5, \dots, P4 = P8$ ) et augmente en fonction de celle-ci. Les résultats expérimentaux et de simulation sont illustrés dans les figures III.6 et III.7. On note un accord qualitatif entre ces résultats. Au niveau quantitatif, on constate que la simulation numérique prédit une dissipation de l'excès de la pression interstitielle à partir de la vingtième seconde, ce qui n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux où l'excès de pression s'annule plus tardivement (à partir de  $t = 50$  s). Ceci peut s'expliquer par les difficultés de déterminer le facteur de similitude pour le coefficient de perméabilité. En effet, dans notre simulation le facteur de similitude a été pris égal à 50 ( $K_{prot} = 50 K_{mod}$ ). Une étude de l'influence de ce facteur sera présentée dans le paragraphe III.2.4.

Afin d'avoir une idée sur l'état de liquéfaction dans le sol, on présente dans la figure III.8 les profils de la pression interstitielle dans le massif du sol pour les modèles N° 1 et N° 2. On note que les résultats numériques et expérimentaux donnent, dans la partie supérieure du modèle, une surpression interstitielle équivalente à la contrainte effective induite par le poids propre du sol, ce qui peut indiquer une éventuelle liquéfaction dans cette zone. On peut noter que la simulation numérique prédit une liquéfaction plus rapide et plus étendue que l'expérimentation (Figure III.8).

#### - Déplacements

##### - *Tassement*

Les résultats expérimentaux montrent des tassements de l'ordre de 15 cm en surface dans les modèles N° 1 et N° 2 (Figure III.9). Ces résultats mettent en évidence le caractère bidimensionnel du problème. Pour le premier modèle, on constate que le tassement au milieu (LVDT1) est plus grand que le tassement aux extrémités (LVDT2). Pour le deuxième modèle, on note que la surface libre tend à prendre une position horizontale, le déplacement en LVDT2 est plus grand que celui mesuré en LVDT1. On constate les mêmes tendances dans les résultats des simulations mais avec des valeurs de tassements plus faibles (3 à 5 cm).

### **- Déplacements horizontaux**

Les déplacements horizontaux en fin de chargement aux bords du conteneur sont de l'ordre de 2 à 4 cm dans le cas du modèle N° 1 à la fois pour les calculs et les mesures expérimentales (Figure III.10).

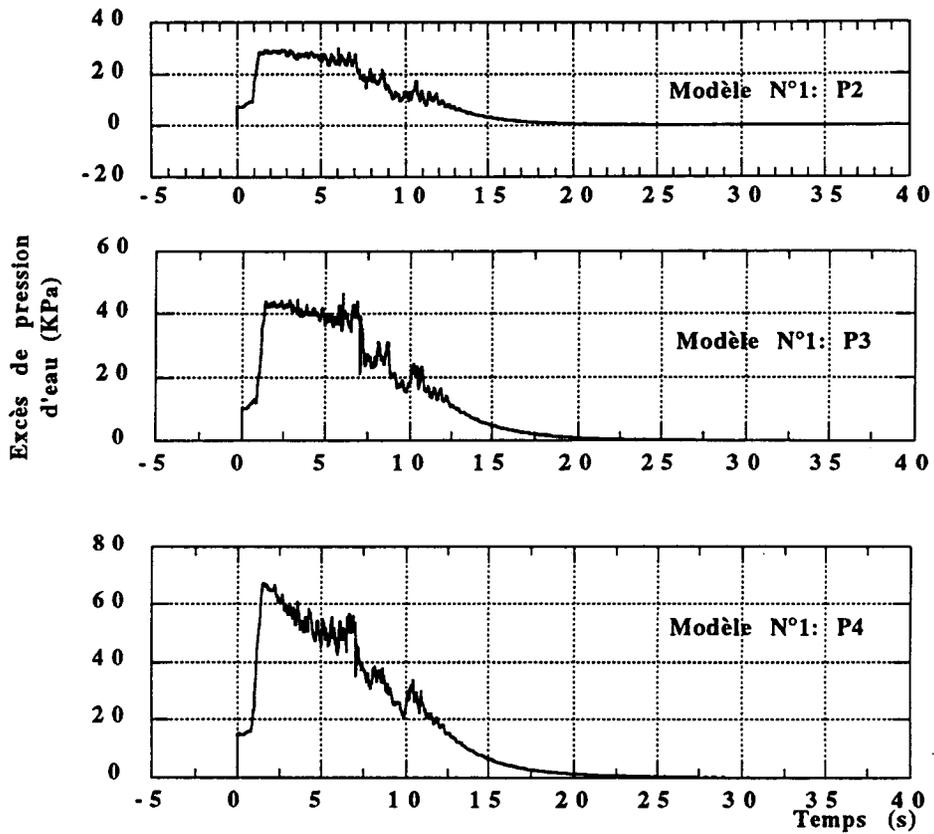
Les résultats relatifs au modèle N° 2 sont donnés dans la figure III.11. On constate que la partie supérieure du conteneur subit un déplacement plus important (38 cm en LVDT3) que la partie inférieure (2 cm en LVDT6). Cet aspect peut être expliqué par la liquéfaction (ou l'approche de la liquéfaction) du sable dans la partie supérieure du massif (Figures III.6 à III.8).

Les déformées en fin de calcul pour les deux modèles sont présentées dans les figures III.12a et III.12b.

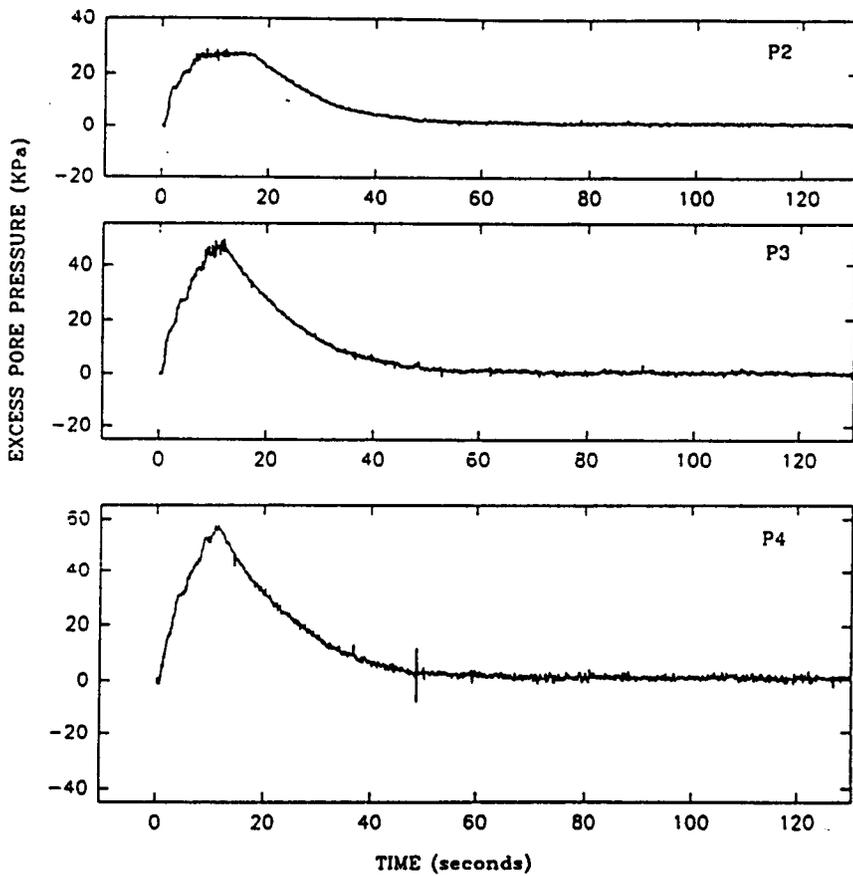
### **- Accélérations horizontales**

Les résultats des calculs et des essais montrent qu'il n'y a pas d'amplifications des accélérations en surface libre pour les deux modèles considérés (Figures III.13 à III.16). En effet, on obtient des valeurs maximales ( $1,5 \text{ m/s}^2$ ) inférieures à l'accélération d'entrée ( $2,5 \text{ m/s}^2$ ). Ceci peut s'expliquer par l'effet d'amortissement de la phase fluide et de la liquéfaction du sol qui ont tendance à réduire les amplitudes des accélérations.

Dans le cas du modèle N° 2, on constate que les valeurs au pic des accélérations mesurées en surface ( AH3 ) sont plus fortes dans le sens du talus. Ceci n'a pas été reproduit par les simulations numériques où les valeurs des accélérations au pic sont du même ordre de grandeur dans les deux sens horizontaux.



(a)



(b)

Figure III.6 : Excès de la pression interstitielle (modèle N° 1,  $K = 50 K_{mod}$ )

(a) : Résultats de simulation

(b) : Résultats expérimentaux

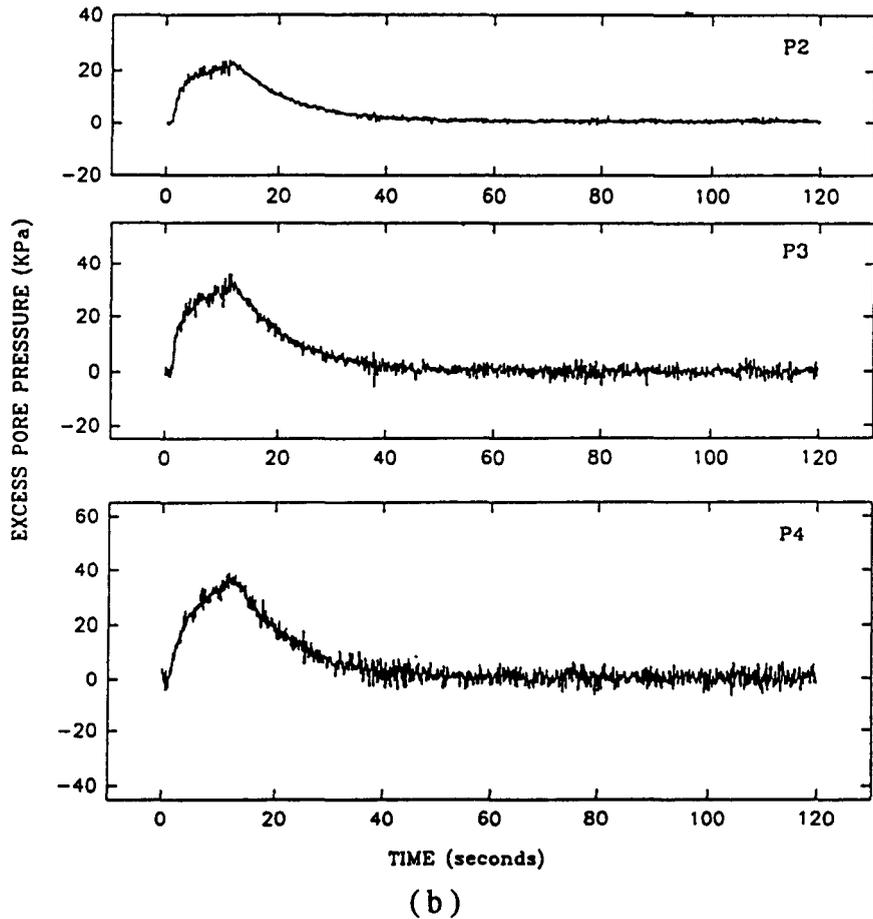
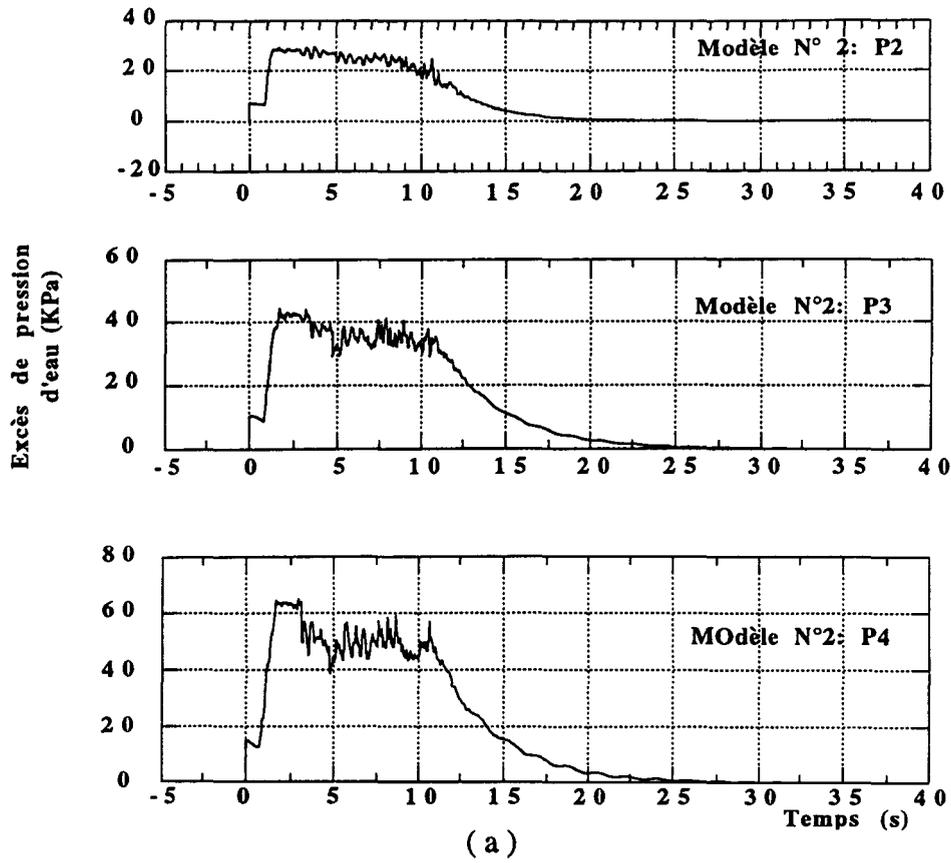


Figure III.7 : Excès de la pression interstitielle (modèle N° 2,  $K = 50 K_{mod}$ )

(a) : Résultats de simulation

(b) : Résultats expérimentaux

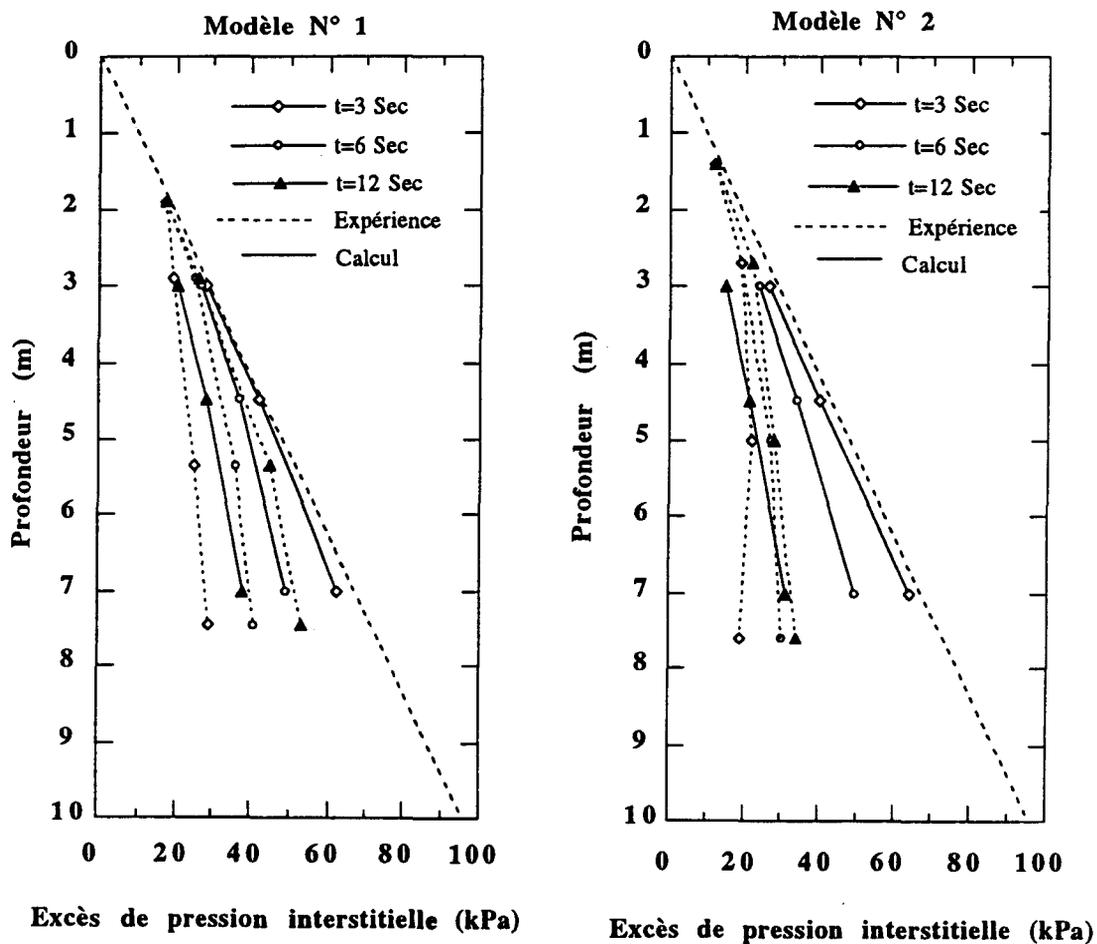


Figure III.8 : Profils de pression interstitielle pour les modèles N° 1 et N° 2

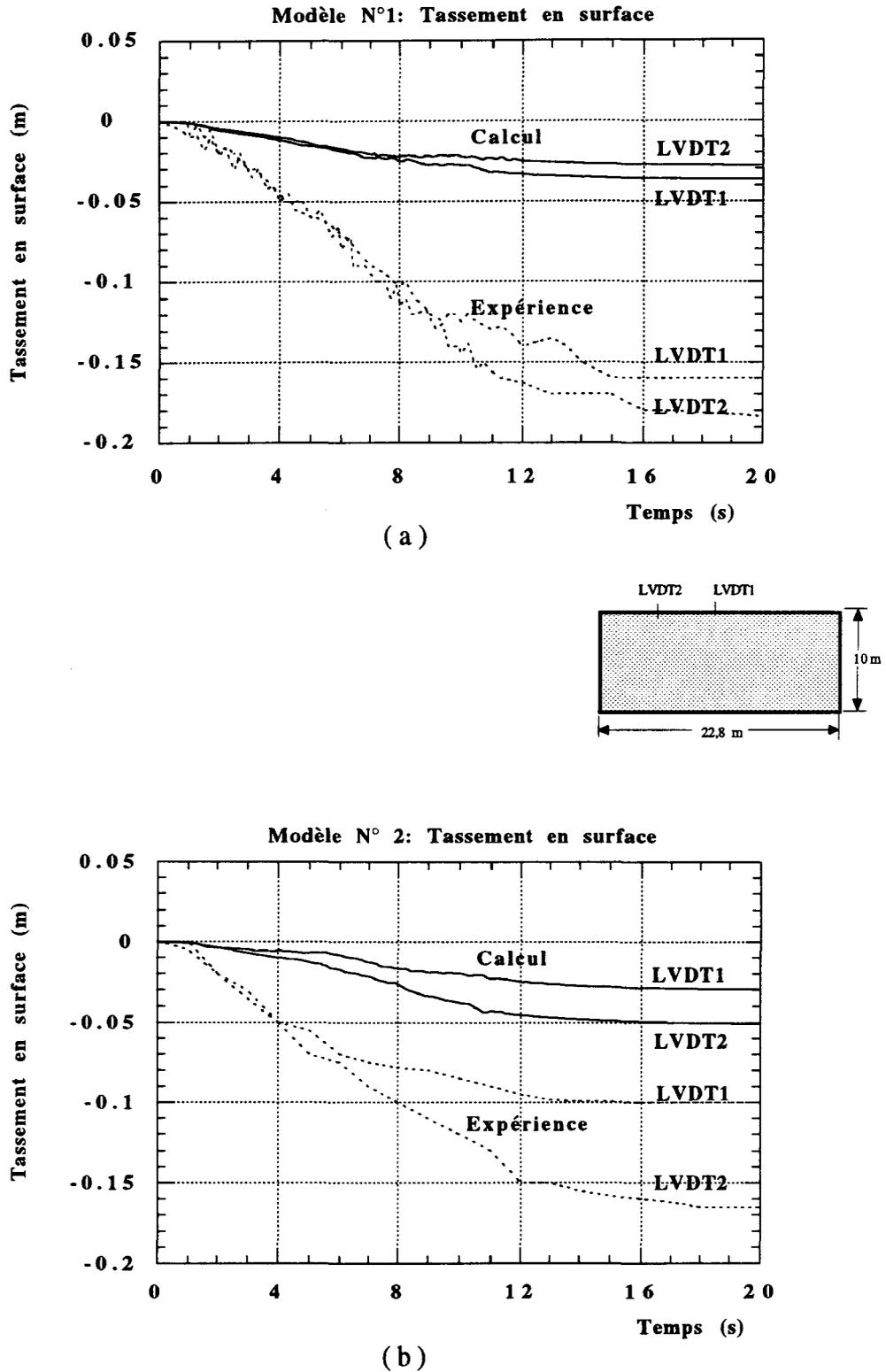


Figure III.9 : Evolution des tassements en surface (  $K = 50 K_{mod}$  )

( a ) : Modèle N° 1

( b ) : Modèle N° 2

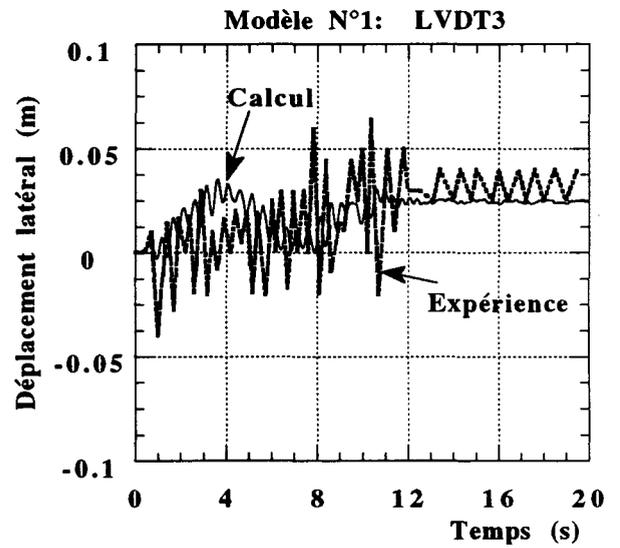
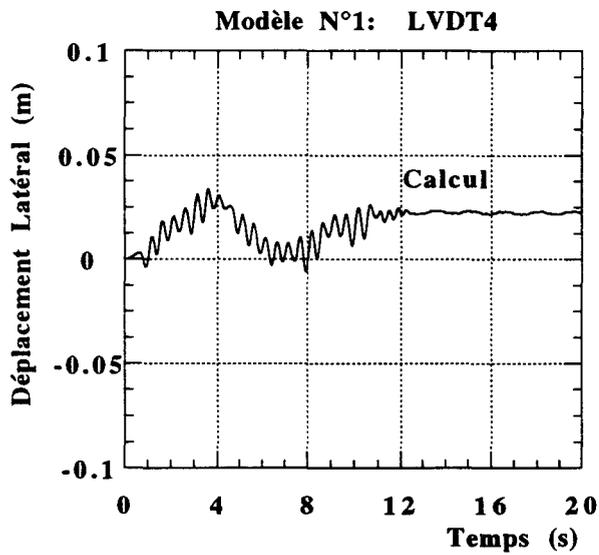
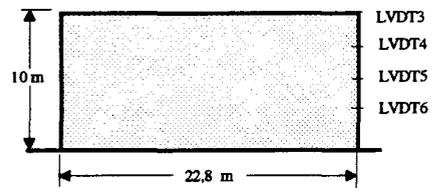
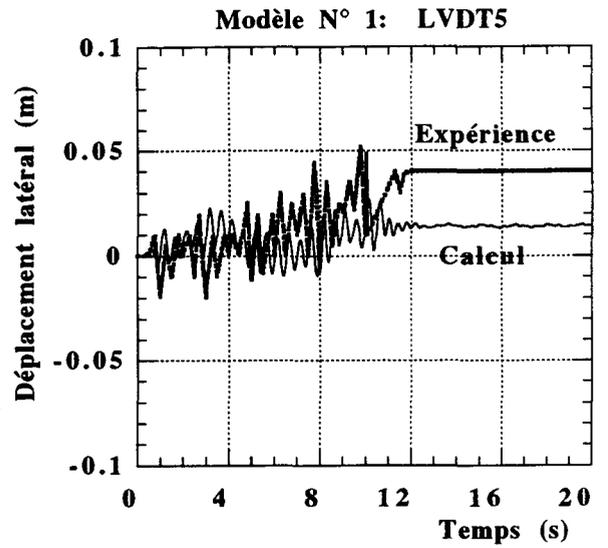
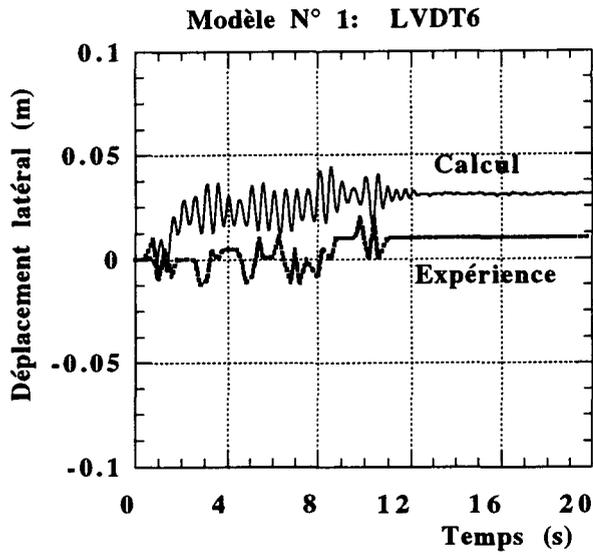


Figure III.10 : Evolution des déplacements latéraux  
(Modèle N° 1,  $K = 50 K_{mod}$ )

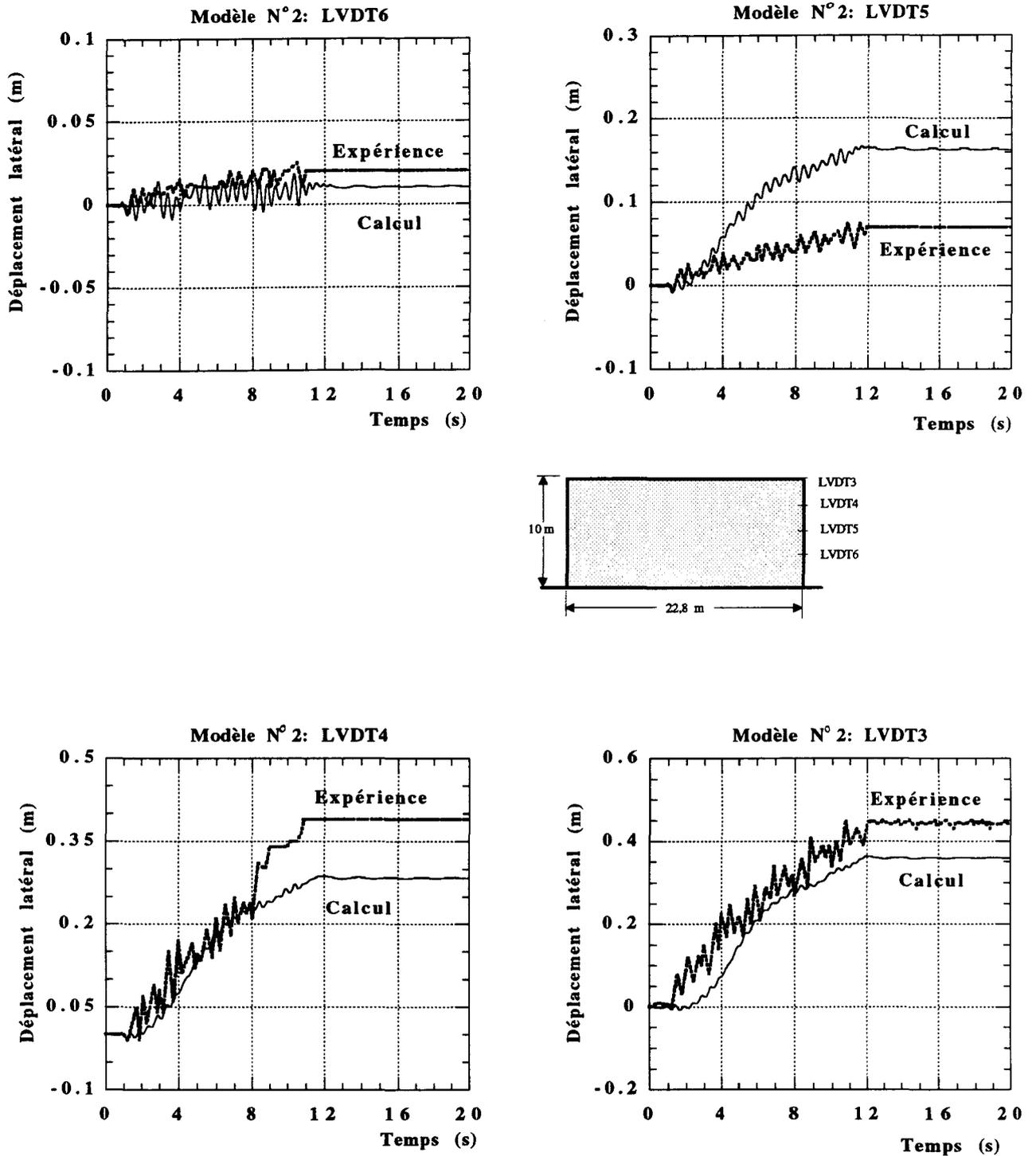
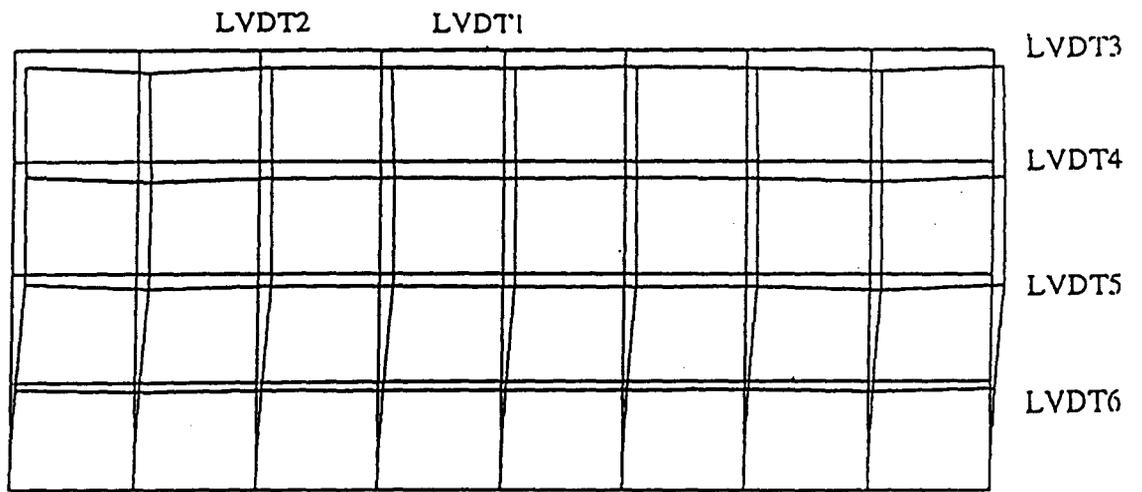
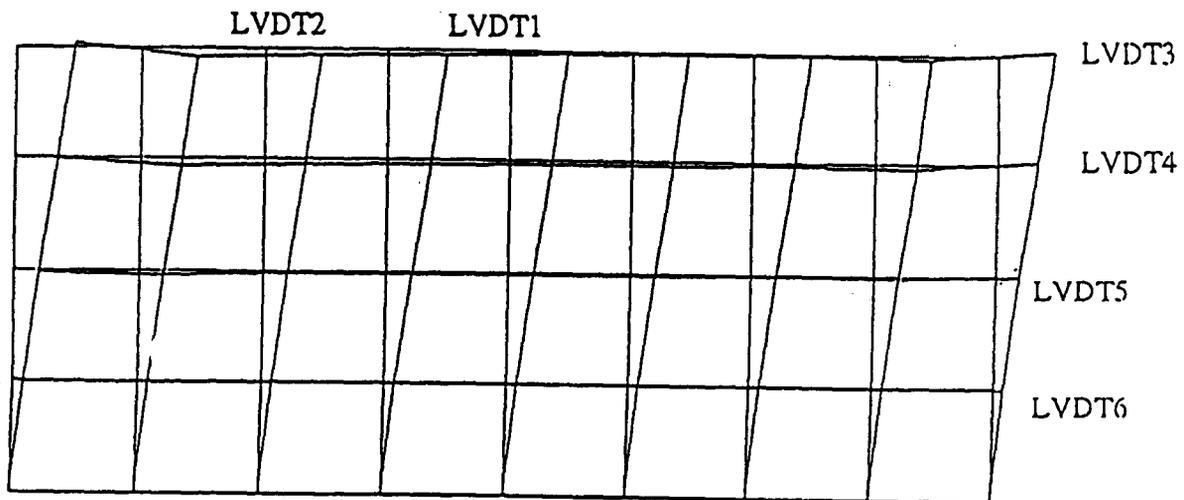


Figure III.11 : Evolution des déplacements latéraux  
(Modèle N° 2,  $K = 50 K_{mod}$ )



(a)

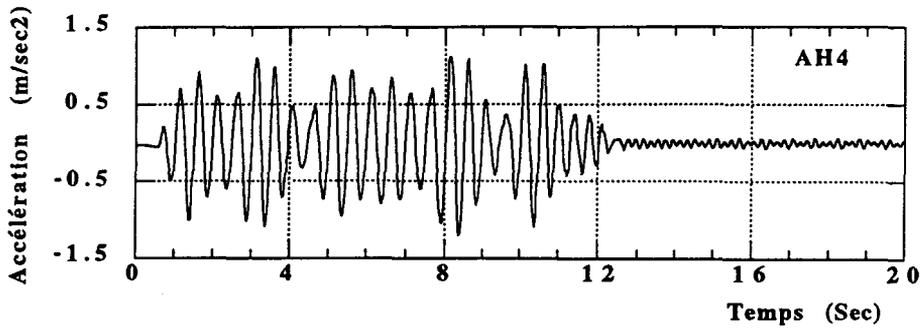
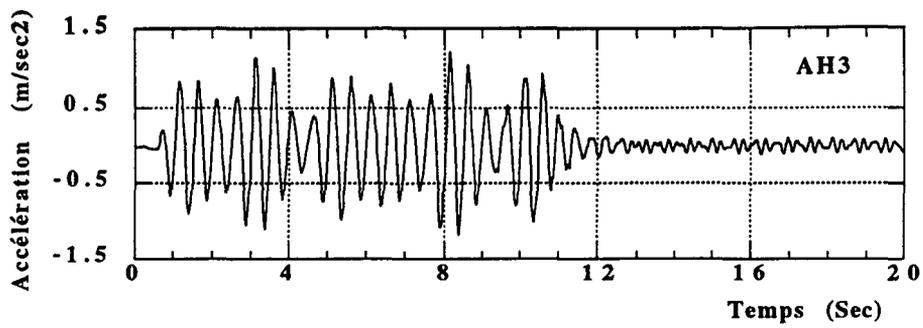


(b)

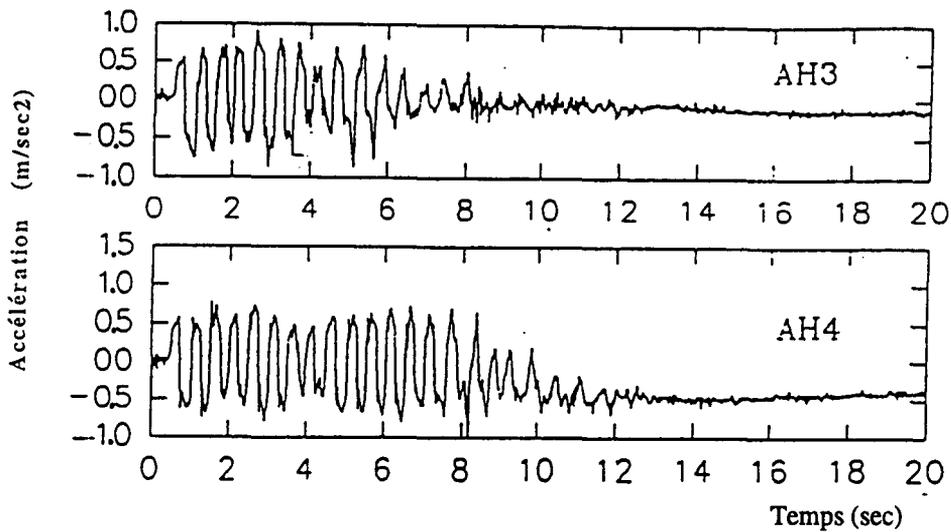
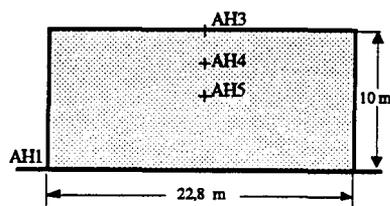
Figure III.12 : Les déformées à la fin des calculs

(a) : Modèle N° 1

(b) : Modèle N° 2



(a)



(b)

Figure III.13 : Accélérations horizontales (modèle N° 1, AH3 et AH4)

(a) : Calculées

(b) : Mesurées

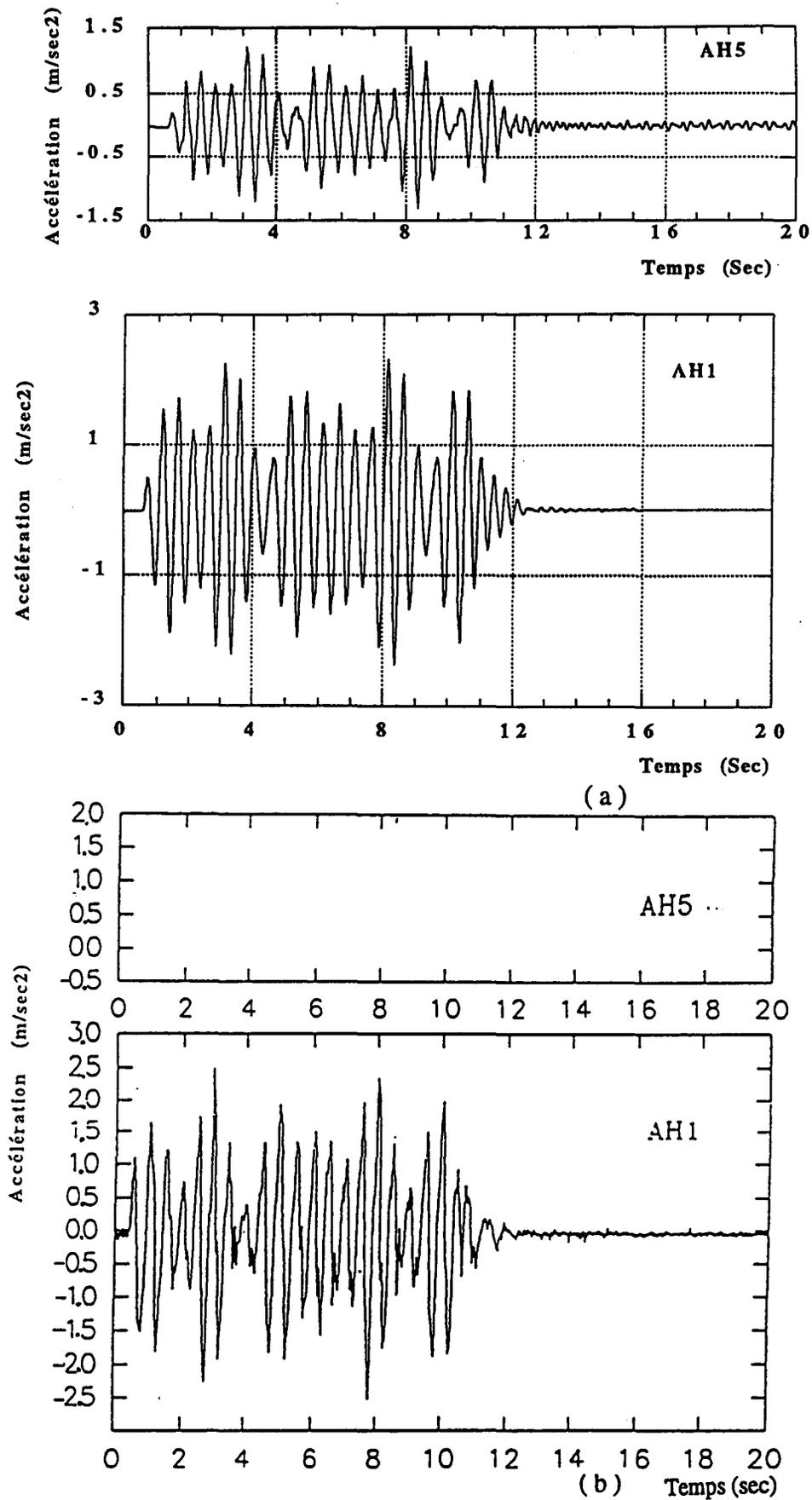
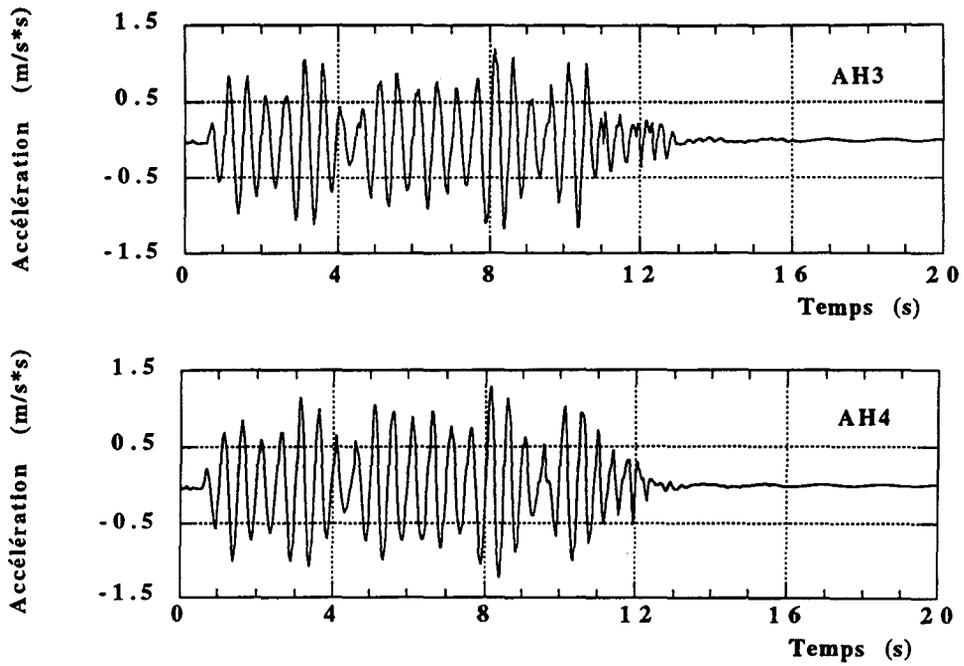


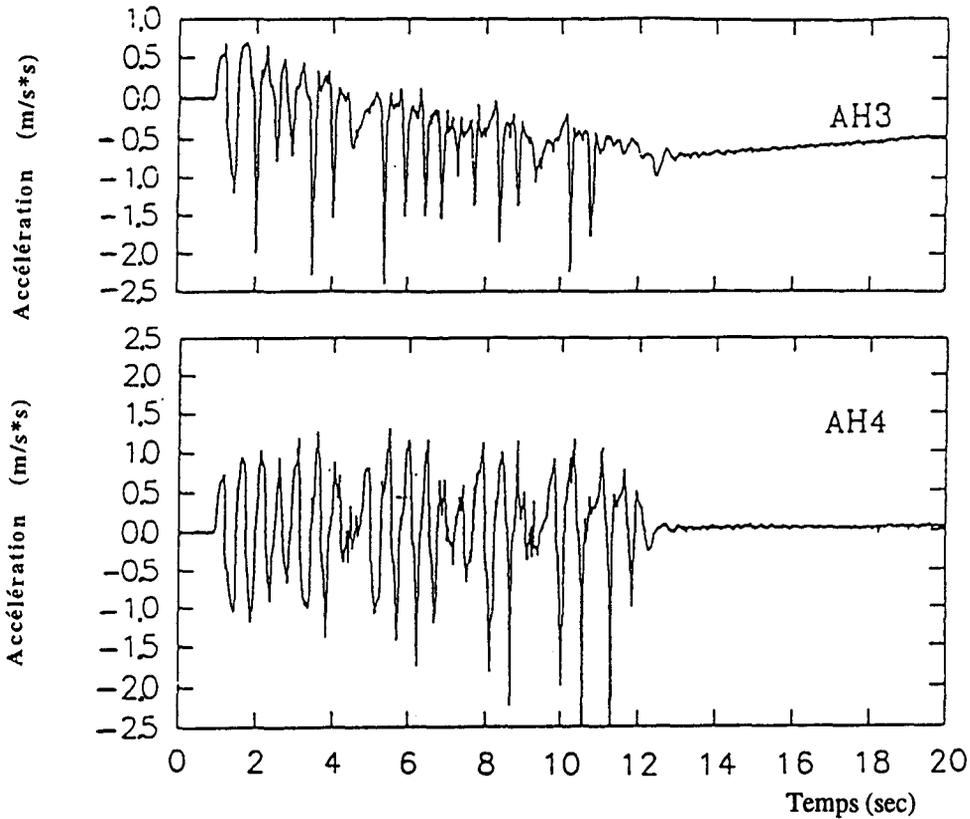
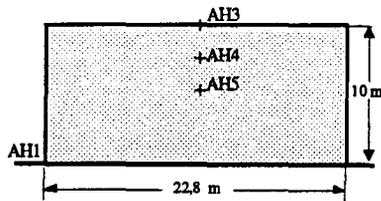
Figure III.14 : Accélérations horizontales (modèle N° 1, AH1 et AH5)

(a) : Calculées

(b) : Mesurées



(a)



(b)

Figure III.15 : Accélérations horizontales (modèle N° 2, AH3 et AH4)

(a) : Calculées

(b) : Mesurées

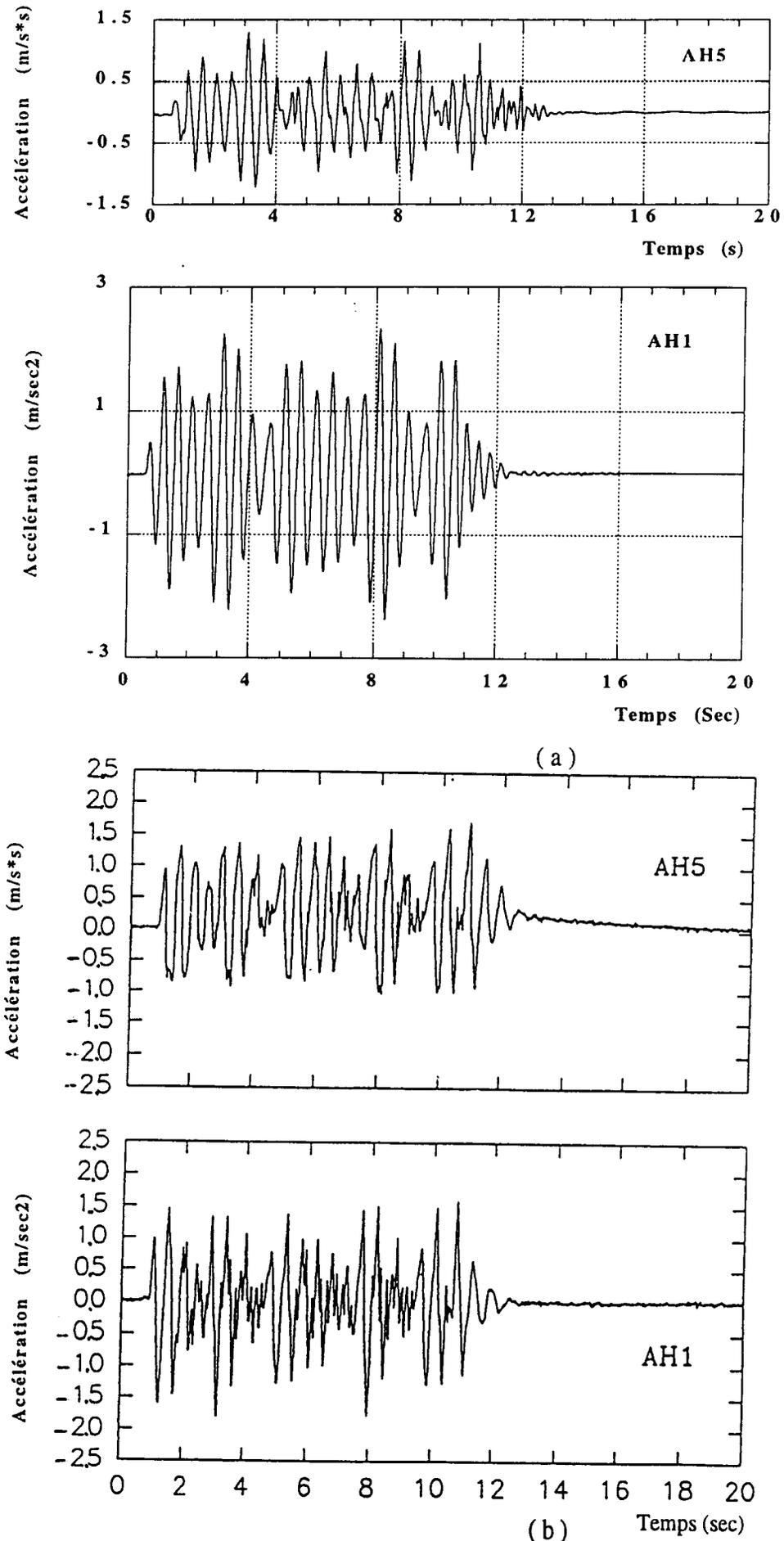


Figure III.16 : Accélérations horizontales (modèle N° 2, AH1 et AH5)

(a) : Calculées

(b) : Mesurées

### III.2.4. RESULTATS DE SIMULATION AVEC UNE PERMEABILITE $K_{\text{prot}} = \frac{50}{4} K_{\text{mod}}$

Dans la section précédente, nous avons montré que la simulation numérique avec une perméabilité  $K_{\text{prot}} = 50 K_{\text{mod}}$  donnait une dissipation rapide de la pression interstitielle. Ceci peut être attribué au choix du facteur de similitude sur le coefficient de perméabilité. Pour prendre en compte les effets dynamiques, Tan et Scott (1985) et Popescu et Prevot (1993) ont suggéré de prendre un coefficient de perméabilité  $K_{\text{prot}} = \frac{50}{4} K_{\text{mod}}$  durant la phase transitoire. Cette recommandation a été examinée pour le modèle N° 2. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures III.17 à III.19. On constate que cette réduction du coefficient de perméabilité n'induit pas de changements au niveau des valeurs maximales de la pression interstitielle mais améliore la prédiction du temps de dissipation par rapport aux résultats précédents.

En ce qui concerne les déplacements, on constate que la réduction du coefficient de perméabilité n'améliore que très légèrement les prédictions. Les tassements restent relativement faibles (3 cm) par rapport aux mesures expérimentales (de l'ordre de 15 cm).

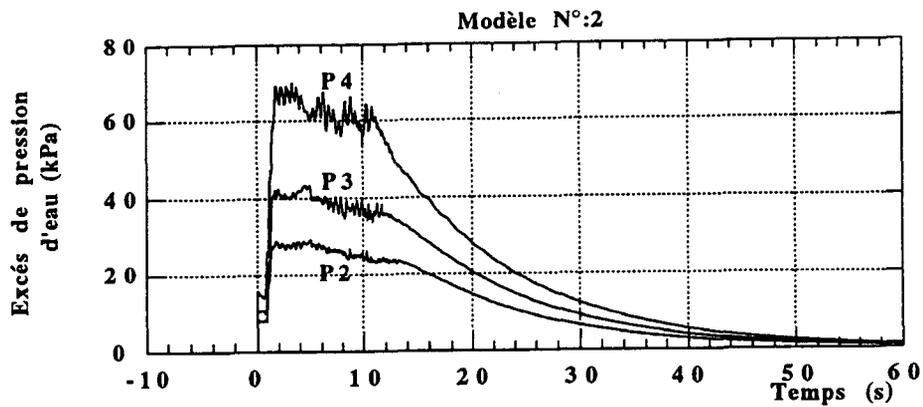


Figure III.17 : Evolution de la pression interstitielle avec  $K_{prot} = \frac{50}{4} K_{mod}$  (modèle N° 2)

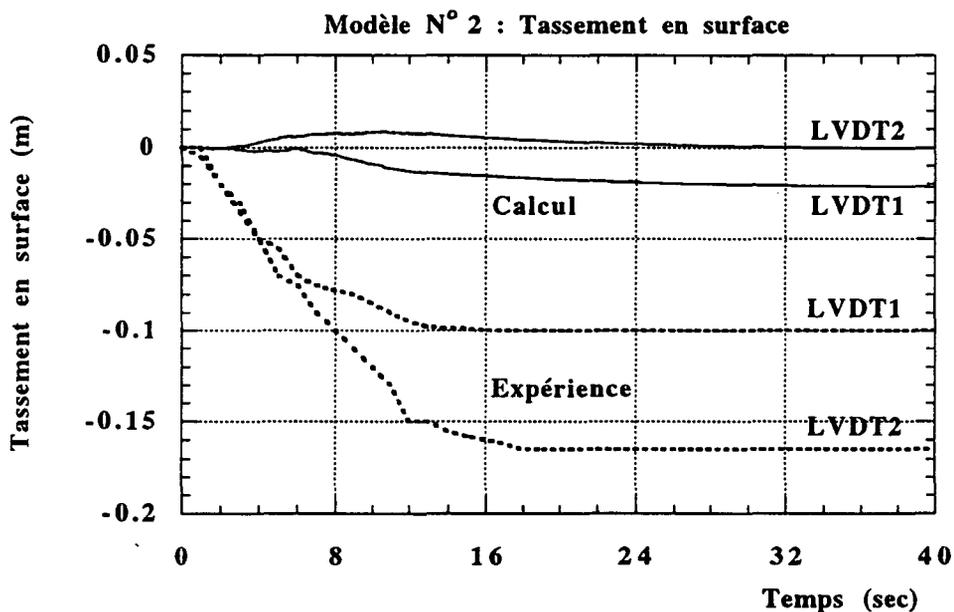


Figure III.18 : Evolution des tassements avec  $K_{prot} = \frac{50}{4} K_{mod}$  (modèle N° 2)

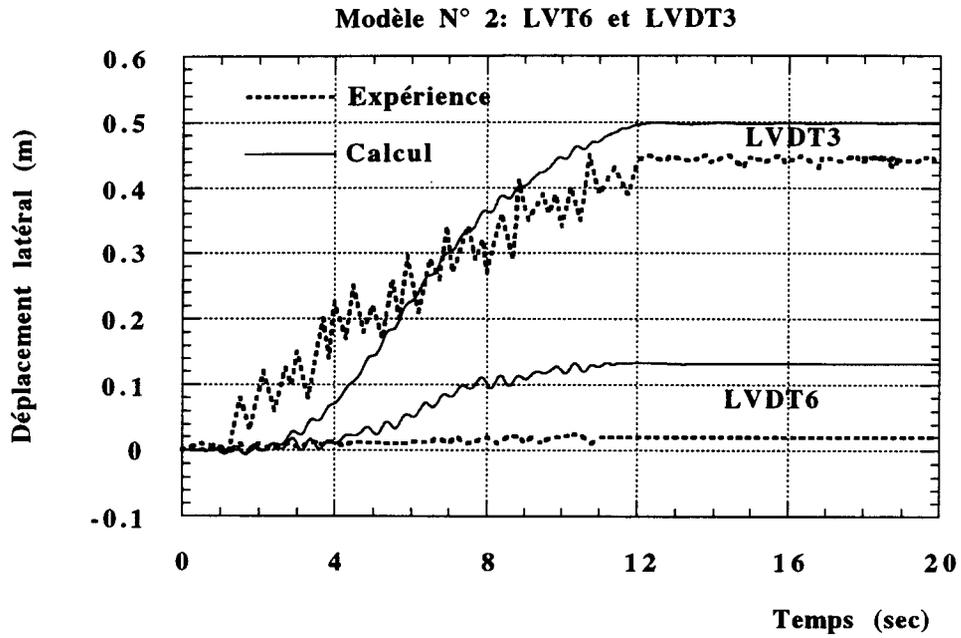


Figure III.19 : Evolution des déplacements latéraux avec  $K_{\text{prot}} = \frac{50}{4} K_{\text{mod}}$   
(modèle N° 2)

### III.3. VALIDATION SUR L'EXPERIMENTATION N° 4a : MASSIF DE SOL INFINI BICOUCHE

#### III.3.1. DESCRIPTION DU MODELE

L'expérimentation N° 4a a été réalisée dans un conteneur, rempli du sable de Nevada et d'un silt (Bonnie silt) à une accélération de 50g (Taboada et Dobry, 1992). Le modèle est équipé d'un dispositif de mesure comprenant (Figure III.20):

- trois piézomètres notés PPT A, PPT B et PPT C,
- six accéléromètres notés ACC 1 à ACC 6,
- deux capteurs de déplacement LVDT 1 et LVDT 2 pour mesurer le tassement en surface et le déplacement à l'interface des deux matériaux.

Un mouvement horizontal a été appliqué à la base du modèle. Il comportait vingt cycles sinusoïdaux à une fréquence de 50 Hertz avec une amplitude maximale de  $\pm 22g$ . Cela correspond pour le prototype à une sollicitation cyclique à une fréquence de 1 Hertz et une accélération maximale de 0,4g (Figure III.21).

#### - Propriétés des matériaux utilisés

Deux matériaux ont été utilisés dans cette expérience: le sable de Nevada moyennement dense (densité relative  $D_r = 60\%$ ) et un silt de faible perméabilité. Les paramètres du modèle MODSOL ont été déterminés à partir des essais triaxiaux monotones et cycliques en conditions drainée et non drainée (The Earth Technology Corporation, 1992). Le jeu de paramètres correspondant au sable Nevada (densité relative 60%) a été déterminé dans le premier chapitre. Il est rappelé dans le tableau III.3.

Pour le silt, on disposait de quatre essais triaxiaux monotones. A partir de ces essais nous avons déterminé un jeu de paramètres (Tableau III.4) qui permet de reproduire au mieux ces essais. La figure III.22 montre une comparaison des résultats expérimentaux et des simulations. On constate que le modèle reproduit moyennement ces essais.

Pour les paramètres cycliques, on disposait d'un seul essai triaxial non drainé comportant une vingtaine de cycles. Des difficultés ont été rencontrées dans la détermination des paramètres cycliques à partir de cet essai. Après plusieurs tentatives, nous avons choisi le jeu de paramètres donné dans le tableau III.4. Les résultats de simulation de cet essai sont

donnés dans les figures III.23 et III.24. On constate que le modèle prédit une mobilité cyclique alors qu'expérimentalement on obtient une liquéfaction.

Les autres propriétés des matériaux sont:

- pour le silt:  $K_{\text{mod}} = 10^{-8}$  m/sec,
- pour le sable :  $K_{\text{mod}} = 5,66 \cdot 10^{-5}$  m/sec,
- la masse volumique du silt en condition saturée:  $2670 \text{ kg/m}^3$ .

$E_0$ (100 kPa)	$\nu_0$	$n$	$\varphi_B$ (°)	$\Delta\varphi$ (°)	$\varphi_{cv}$ (°)	$\alpha_0$	$a$	$b$	$c$	$d$	$c_c$	$b_c$
650	0,24	0,5	36	4	33,2	5	0,85	1,7E-4	650	53	0,05	100

Tableau III.3 : Jeu de paramètres du sable Nevada (  $D_r = 60\%$  )  
(Modèle MODSOL)

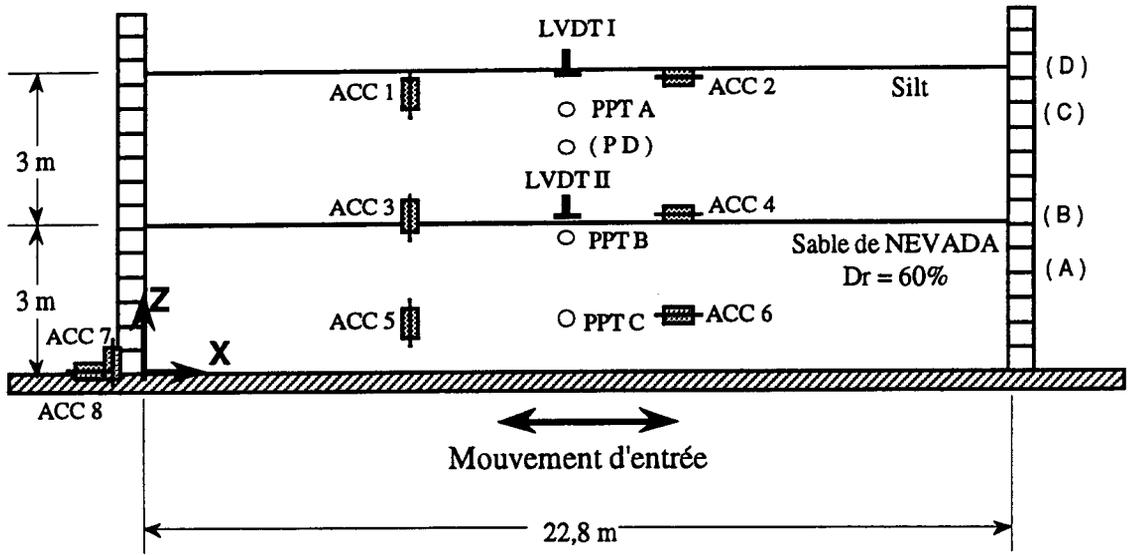


Figure III.20 : Localisation du dispositif d'instrumentation utilisé modèle N° 4a (prototype)

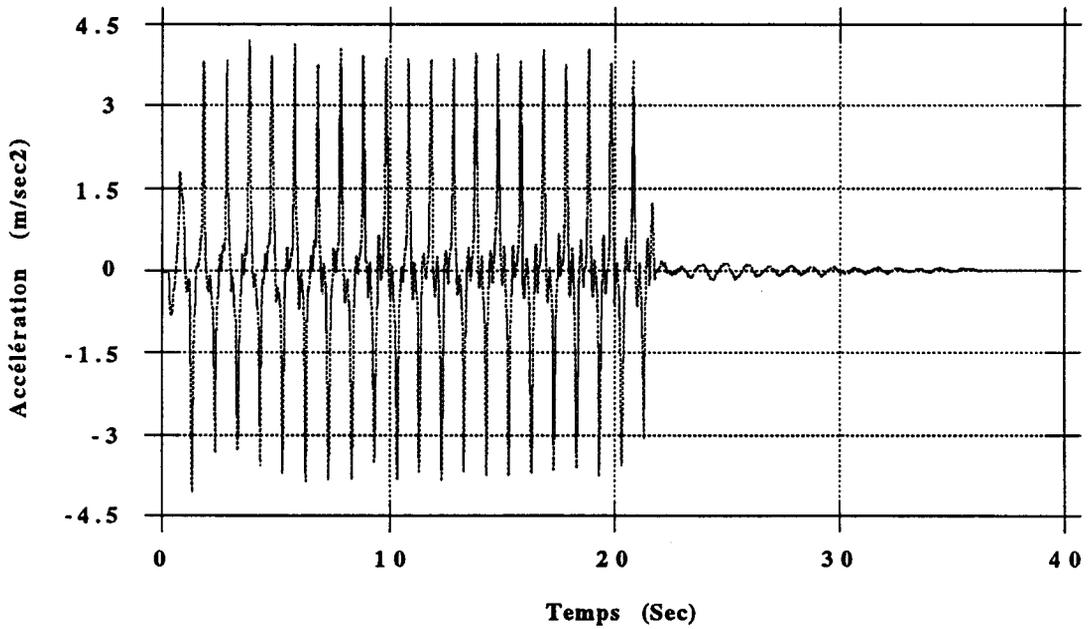
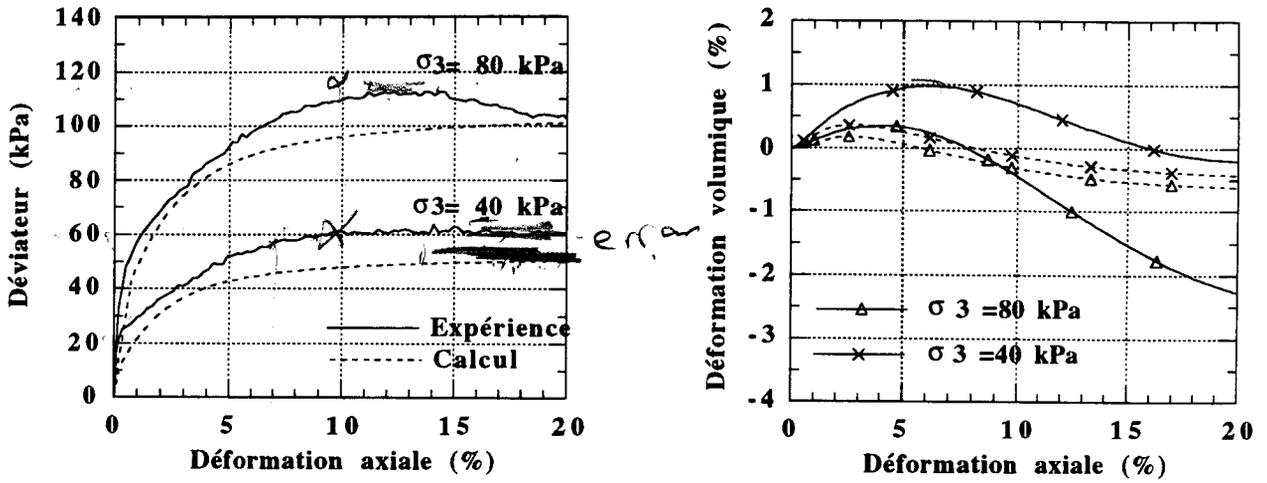


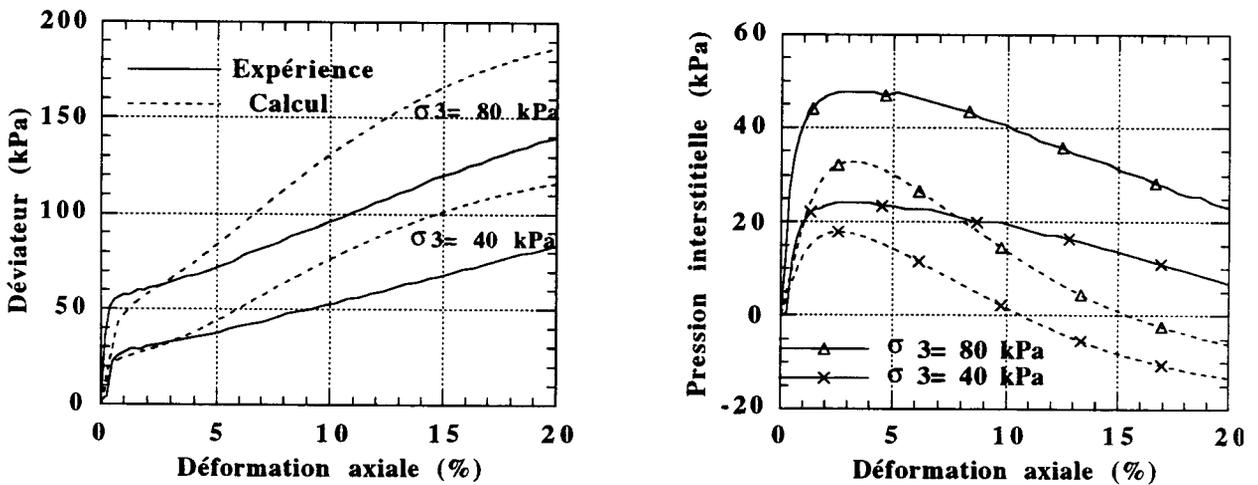
Figure III.21 : Accélération horizontale d'entrée pour le modèle prototype (modèle N° 4a)

$E_0$ (kPa)	$\nu_0$	$n$	$\phi_B$ (°)	$\phi_{cv}$ (°)	$\alpha_0$	$a$	$b$	$c_c$	$b_c$
6000	0,35	0,5	33	24	18	1	$10^{-2}$	0,25	100

Tableau III.4 : Jeu de paramètres pour le silt (Bonnie silt)



(a)

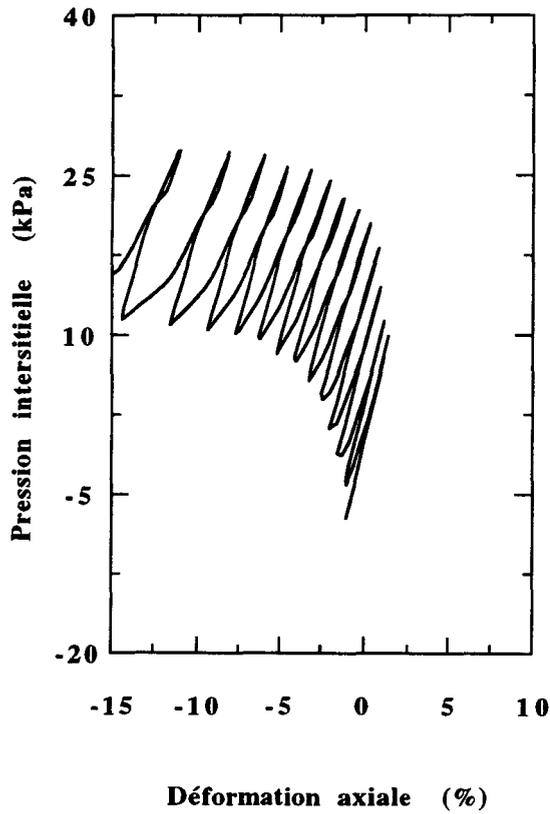


(b)

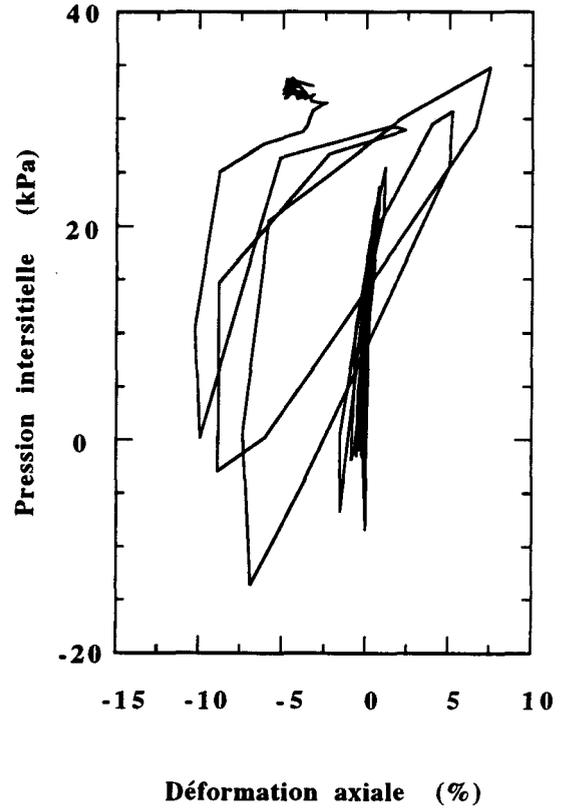
Figure III.22 : Reproduction des essais triaxiaux utilisés pour l'identification des paramètres du modèle (Bonnie silt):

(a) : Essais drainés

(b) : Essais non-drainés



( a )

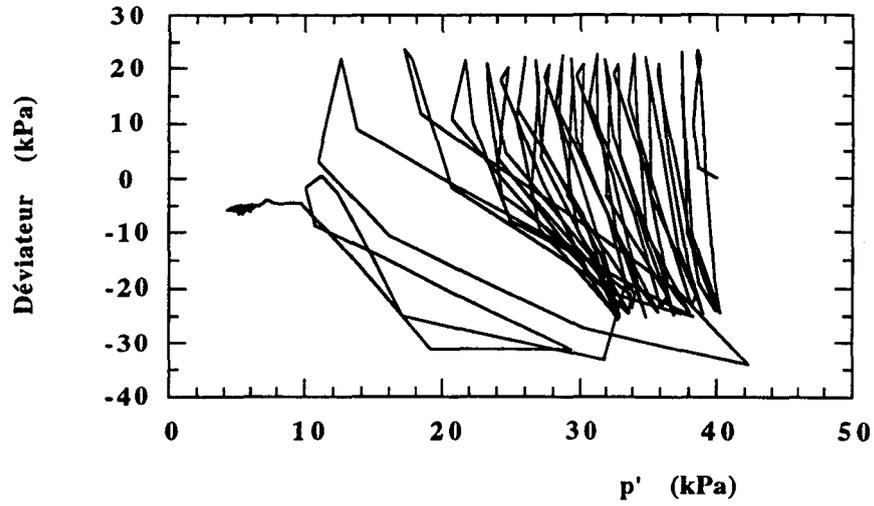


( b )

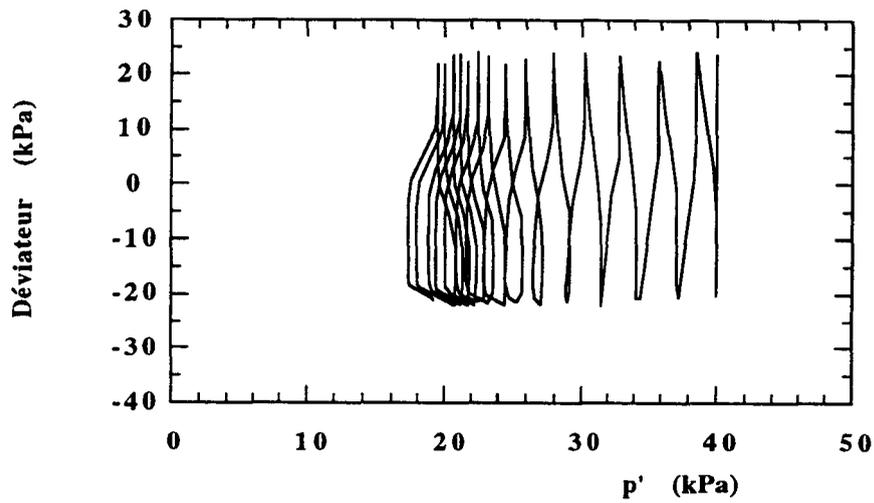
Figure III.23 : Reproduction d'un essai cyclique non drainé utilisés pour l'identification des paramètres du modèle (Bonnie silt) (pression de confinement  $p_c = 40$  kPa)

( a ) : Simulation

( b ) : Expérimentation



(Expérimentation)



(Simulation)

Figure III.24 : Reproduction d'un essai cyclique non drainé utilisés pour l'identification des paramètres du modèle (Bonnie silt) (pression de confinement  $p_c = 40$  kPa)

### III.3.2. MODELISATION NUMERIQUE

La modélisation a été effectuée en suivant la même démarche que celle suivie avec les modèles N° 1 et N° 2 (section III.2.2). Le maillage utilisé est uniforme et régulier. Il comporte 60 éléments rectangulaires à 4 nœuds. Les conditions initiales et aux limites sont identiques à celles des modèles N° 1 et N° 2 (Figure III.25).

Un pas de temps  $\Delta t = 0,002$  a été fixé d'après des calculs préalables. Par ailleurs, le schéma d'intégration implicite de Newmark a été utilisé sans amortissement numérique:  $\beta = 0,25$  et  $\gamma = 0,5$ . De même que pour les modèles précédents, une tolérance de convergence a été fixée à 0,001 sur les forces résiduelles.

Compte tenu des résultats obtenus avec les modèles N° 1 et N° 2, le calcul a été effectué avec un coefficient de perméabilité réduit:  $K_{\text{prot}} = \frac{50}{4} K_{\text{mod}}$ .

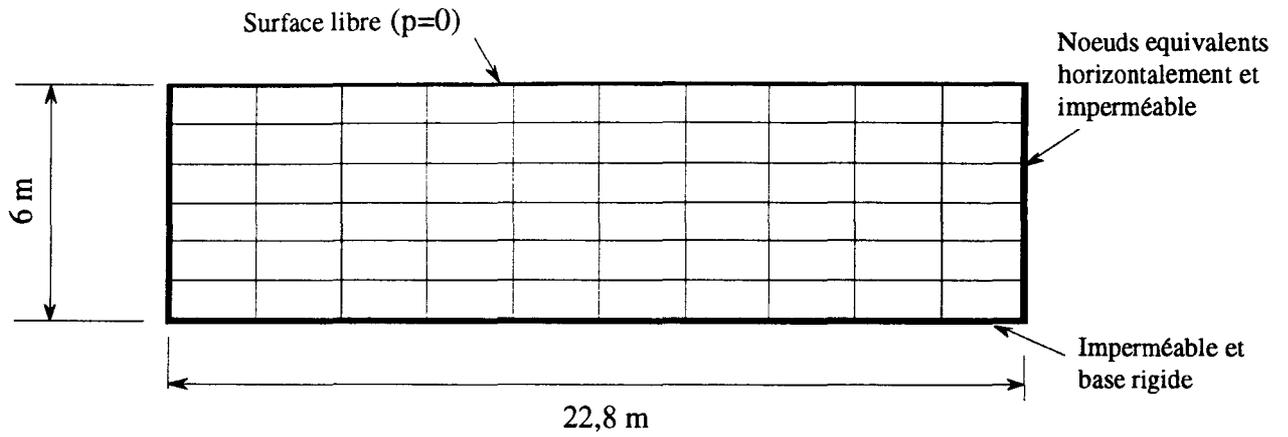


Figure III.25 : Maillage et conditions aux limites (modèle N° 4a)

### III.3.3. RESULTATS DE SIMULATION

#### - Pression interstitielle :

Les figures III.26 et III.27 montrent les résultats numériques et expérimentaux au niveau des piézomètres PPT A, PPT B et PPT C. La pression interstitielle reste stable dans la couche de silt pendant la sollicitation appliquée. En revanche, dans la couche du sable, la dissipation de l'excès de la pression interstitielle se produit à partir de 22 sec. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de l'expérimentation.

Pour avoir une idée sur l'état de liquéfaction dans les deux couches, les contraintes effectives (verticale, horizontale et cisaillement) calculées sont présentées dans la figure III.28. On peut remarquer que, la liquéfaction est atteinte dans la couche du sable ( $t = 2$  sec).

#### - Déplacement :

Dans cette partie, on présente une comparaison des tassements calculés et mesurés:

Les résultats expérimentaux (Figure III.29b) montrent des tassements en surface (LVDT1) et à l'interface (LVDT2) de l'ordre de 15 cm. Les résultats obtenus par les calculs sont présentés dans la figure III.29a. Les pics des valeurs de calcul pour les deux points sont les mêmes, mais ils sont nettement inférieurs aux résultats expérimentaux (0,5 cm en comparaison 15 cm).

Les déplacements horizontaux calculés aux bords du conteneur sont donnés dans la figure III.30. On constate que, la partie inférieure du conteneur (le sable) subit un déplacement de 12 cm, qui est plus important que le déplacement dans la partie supérieure (8 cm). Ceci peut être attribué à la liquéfaction dans la couche du sable. La déformée en fin de calcul est présentée dans la figure III.31.

#### - Accélération :

Les accélérations mesurées et calculées sont illustrées dans les figures III.32 et III.33. On note un bon accord entre ces résultats au niveau du point ACC 6, mais une surestimation de l'accélération au niveau de la surface (ACC 2 et ACC 4). On constate également une réduction importante de l'accélération maximale en s'approchant de la surface. Ceci peut s'expliquer par l'amortissement du fluide et la liquéfaction dans le sable.

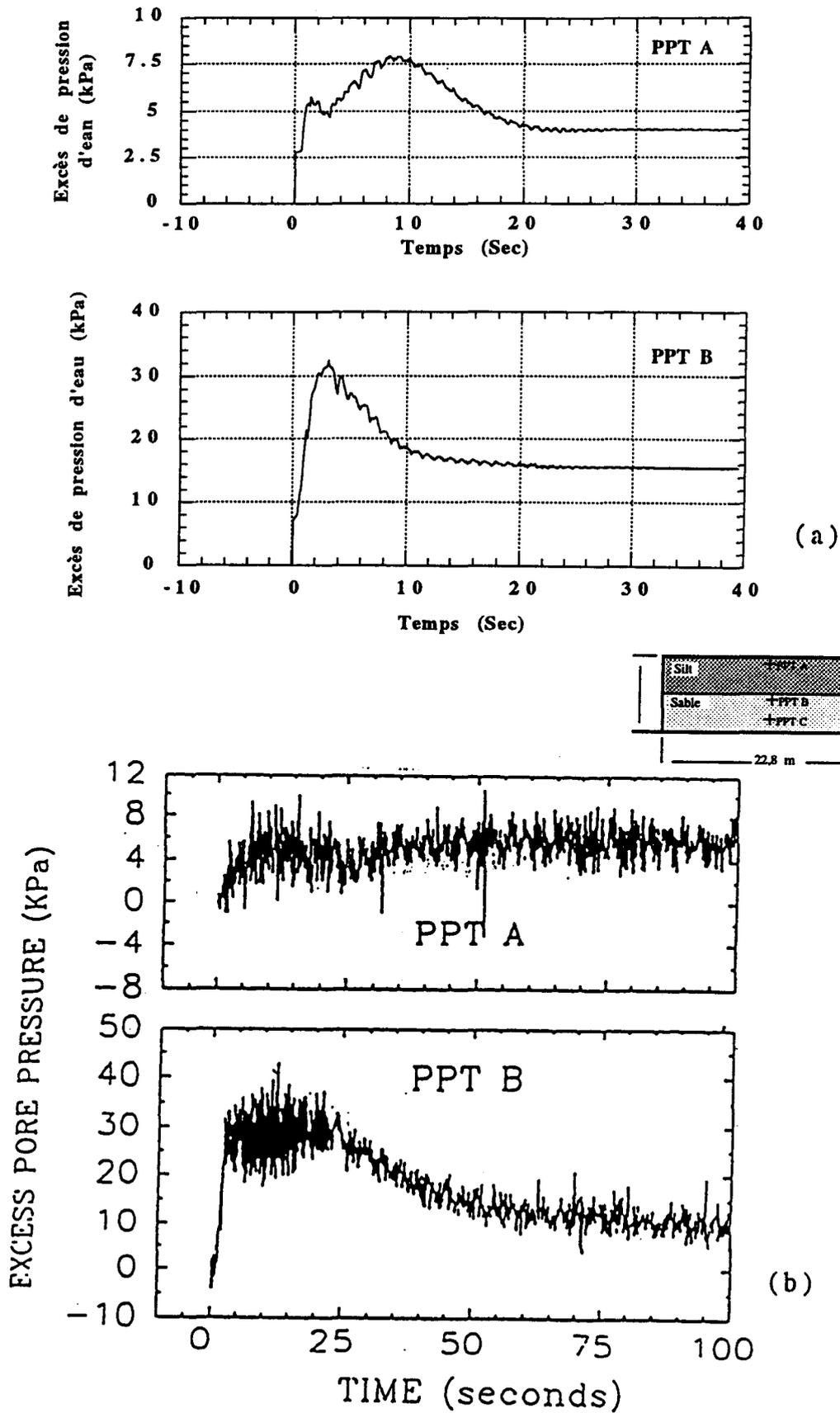
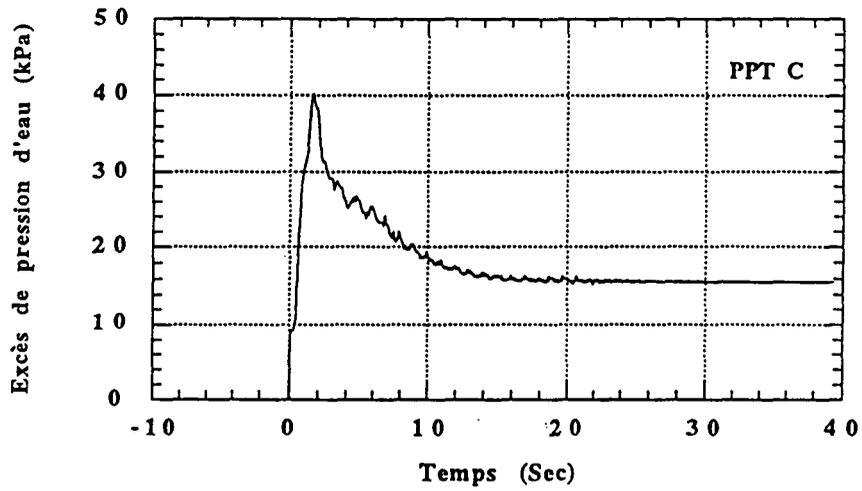
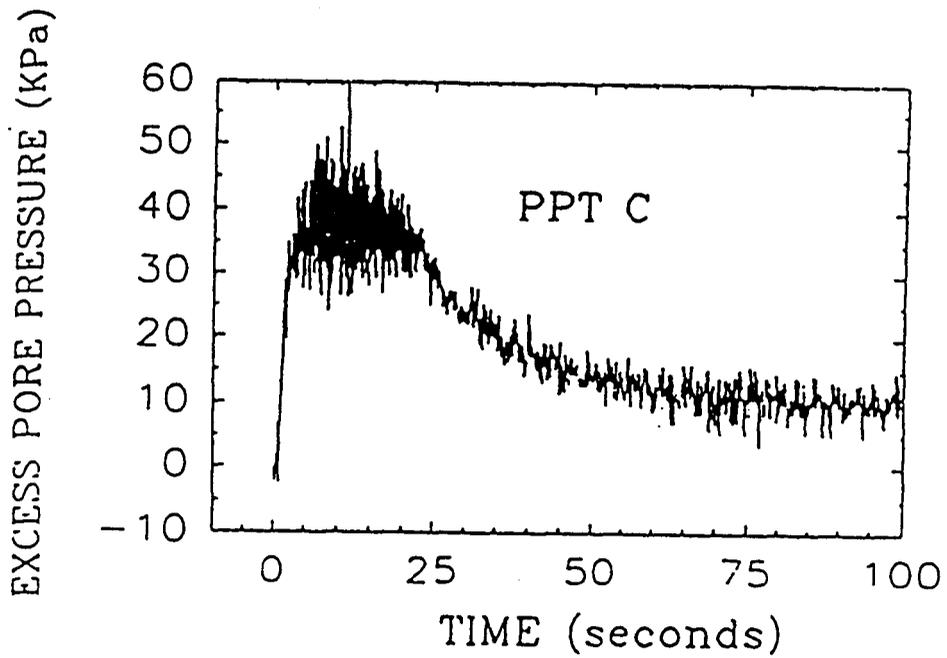


Figure III.26 : Excès de la pression interstitielle aux points de mesure PPT A et PPT B  
 (modèle N° 4a)  
 (a) : Simulation (b) : Expérimentation



(a)



(b)

Figure III.27 : Excès de la pression interstitielle au point PPT C (modèle N° 4a)

(a): Simulation

(b): Expérimentation

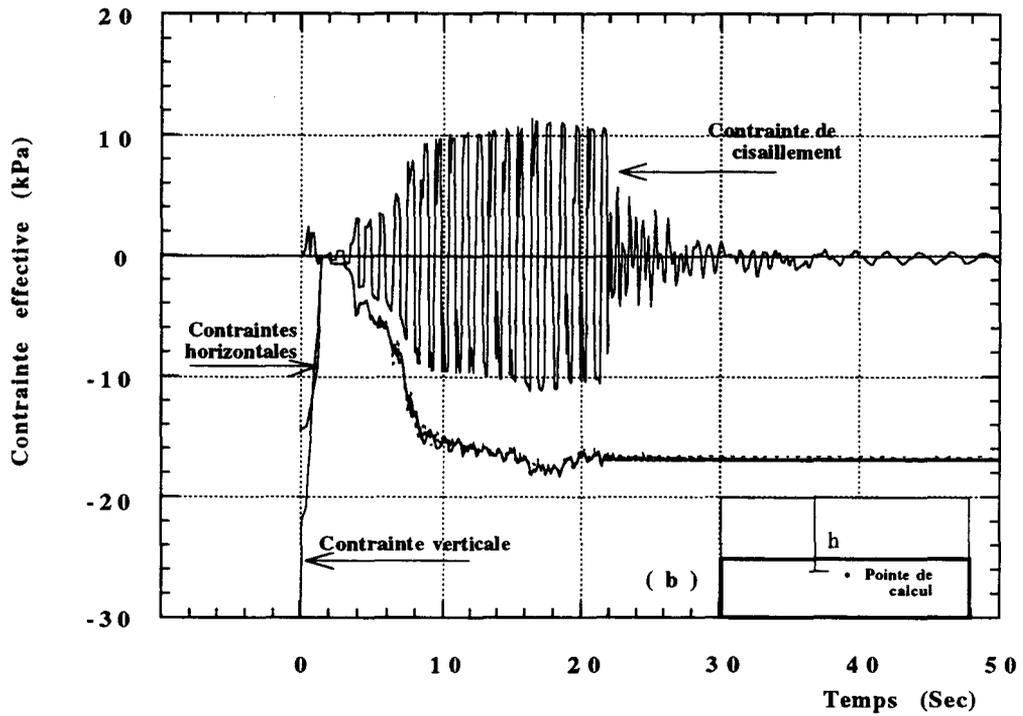
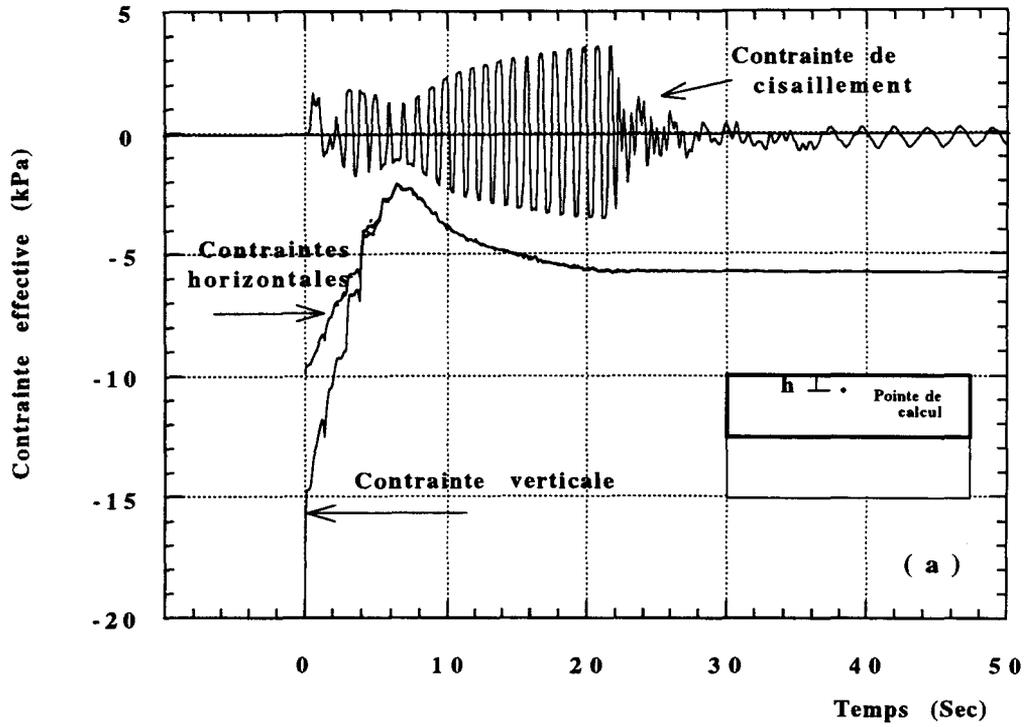


Figure III.28 : Contraintes effectives calculées (modèle N° 4a):

( a ): Dans la couche de silt (  $h = 1,20$  m )

( b ): Dans la couche de sable (  $h = 3,20$  m )

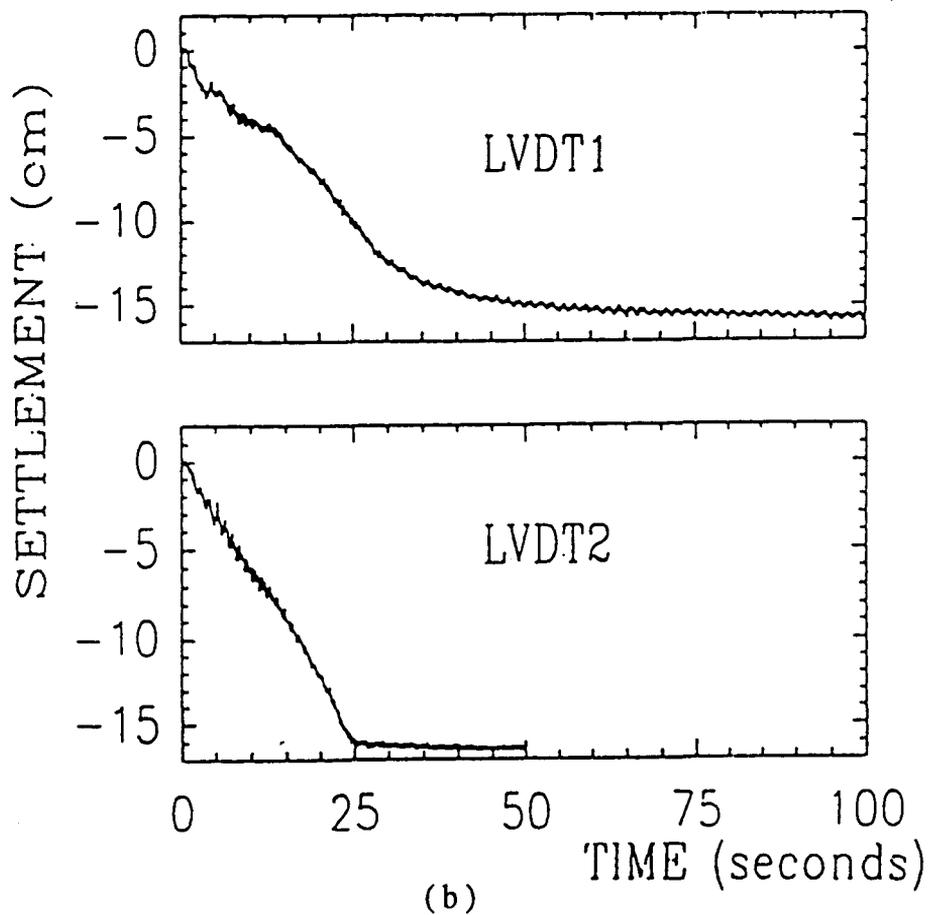
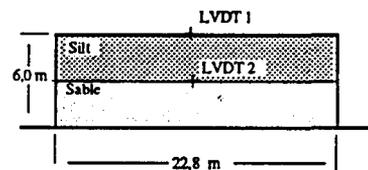
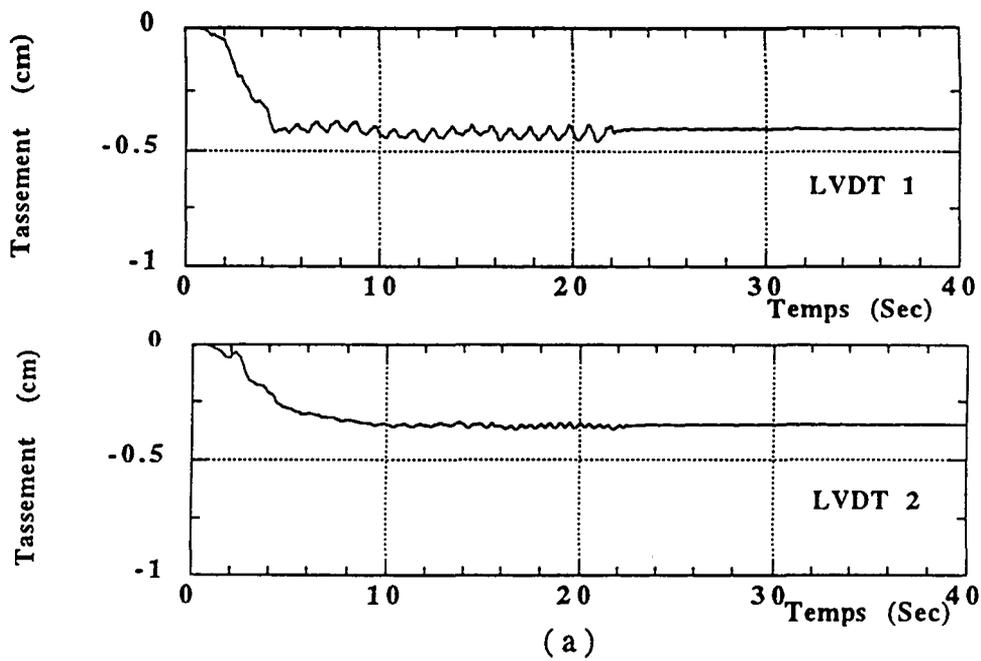


Figure III.29 : Evolution des tassements en surface et à l'interface des deux matériaux:  
 (a) : Simulation                      (b) : Expérimentation

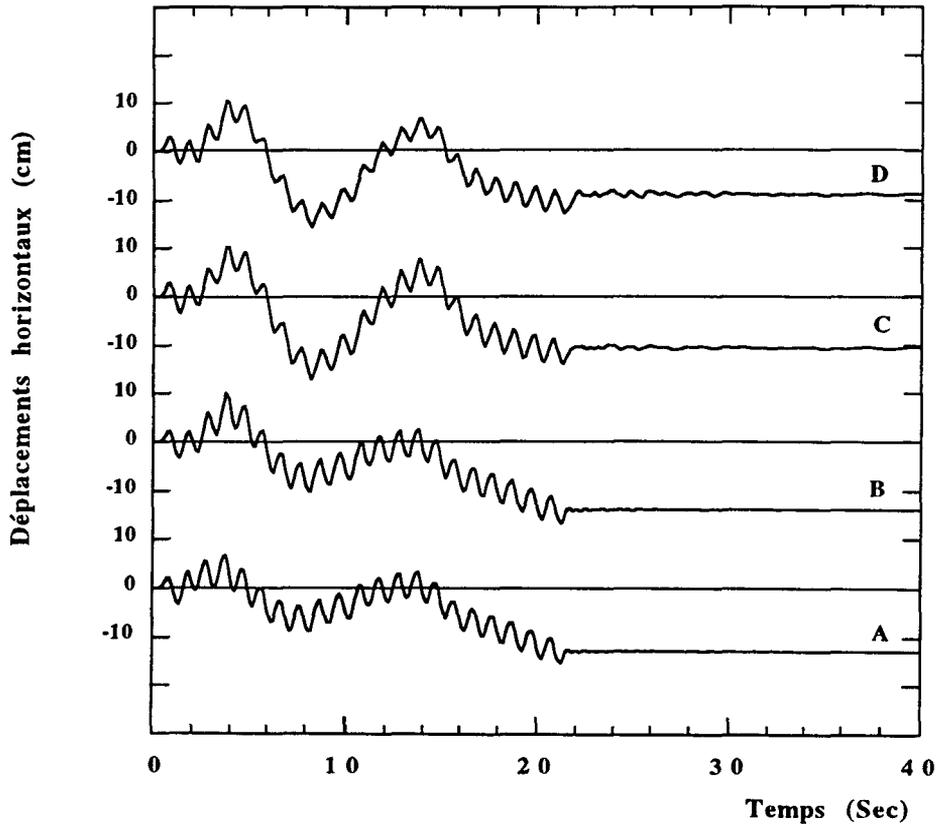


Figure III.30 : Déplacements latéraux calculés (modèle N° 4a)

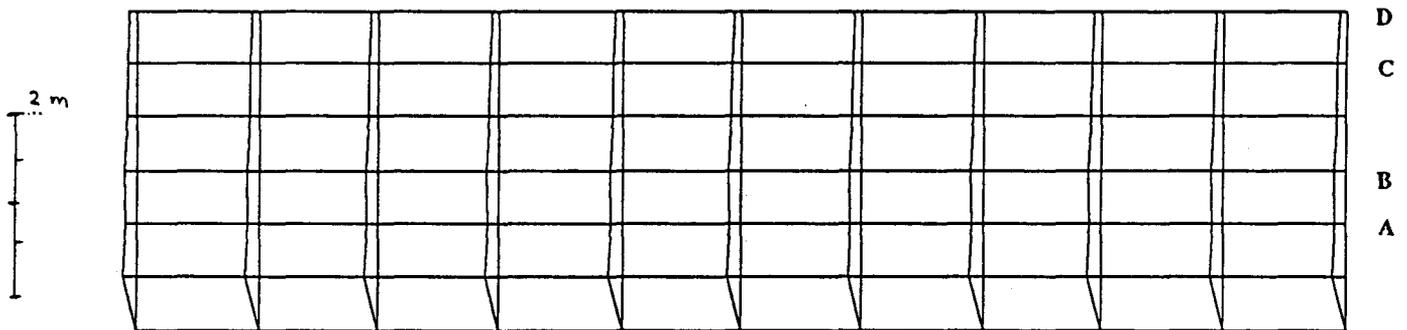
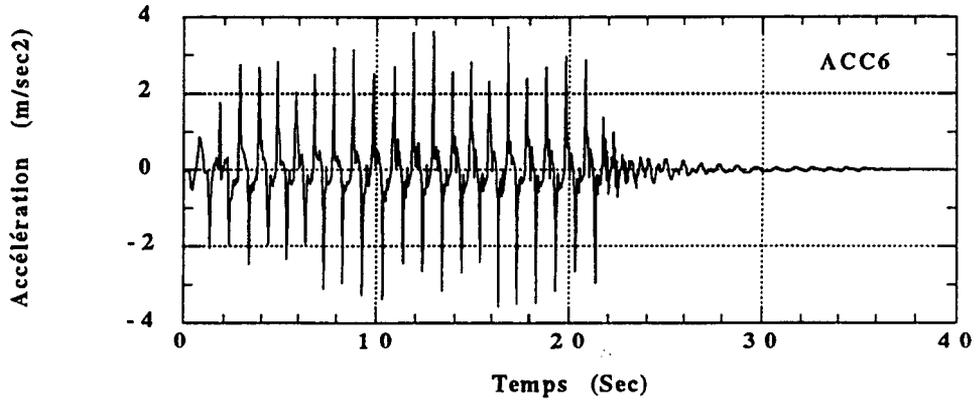
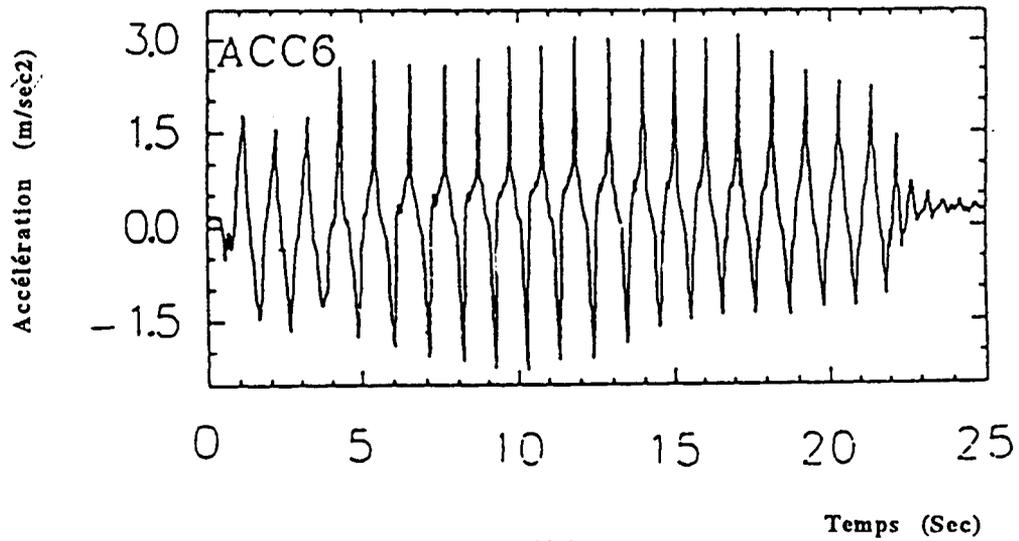
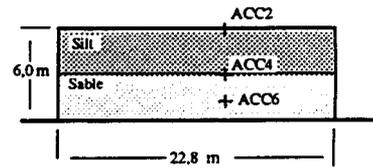


Figure III.31 : Déformée à la fin du calcul pour le modèle N° 4a



(a)

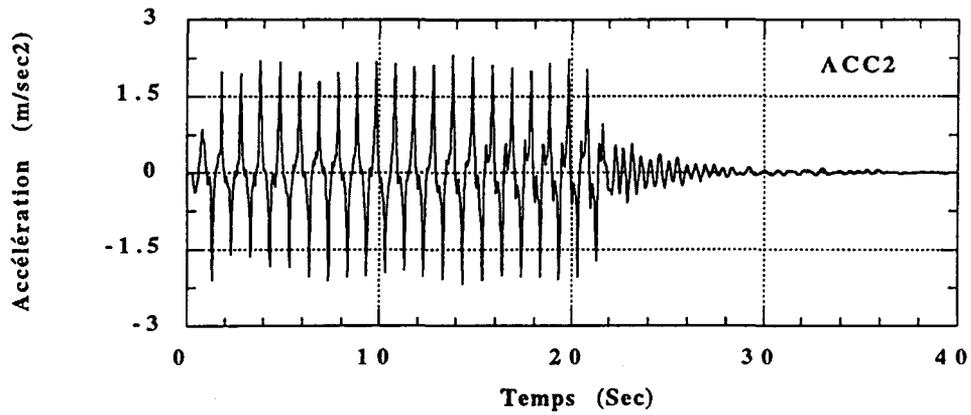


(b)

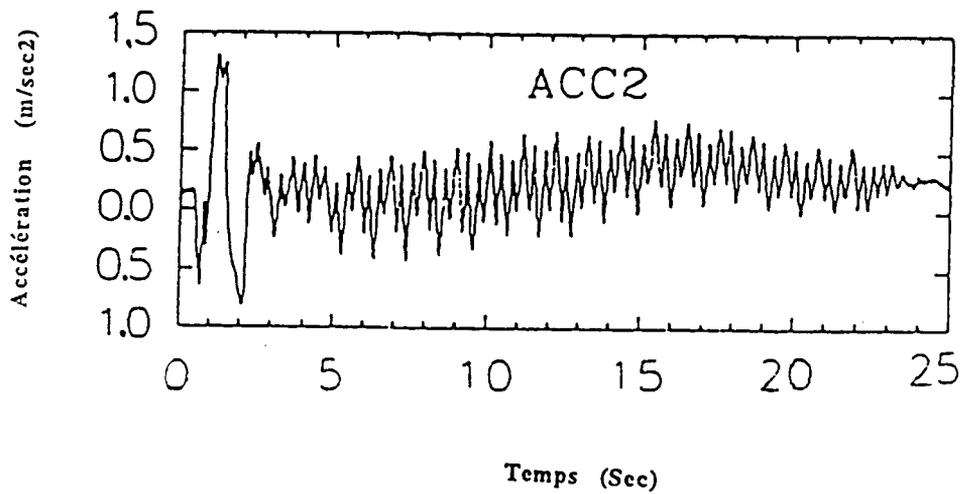
Figure III.32 : Accélérations horizontales au point ACC6 (modèle N° 4a)

(a): Simulation

(b): Expérimentation



(a)



(b)

Figure III.33 : Accélérations horizontales au point ACC 2 (modèle N° 4a)

(a) : Simulation

(b) : Expérimentation

### III.4. CONCLUSION

Ce chapitre a comporté une validation sur des essais en centrifugeuse d'une formulation biphasique simplifiée utilisant un modèle cyclique élastoplastique (MODSOL). La confrontation des résultats expérimentaux et des simulations numériques montre que:

- l'ordre de grandeur des résultats expérimentaux a été retrouvé par les simulations numériques, notamment les pressions interstitielles et les déplacements latéraux,
- le phénomène de liquéfaction a été reproduit par le modèle,
- le comportement bidimensionnel, observé sur les tassements, a été qualitativement reproduit par le modèle.

En ce qui concerne la dissipation de la pression interstitielle, le modèle prédit une dissipation rapide de cette pression. Ceci peut être attribué au coefficient de perméabilité en chargement dynamique. La réduction de la perméabilité proposée par Tan et Scott (1985) permet d'améliorer cet aspect. En ce qui concerne le calcul de tassement, le modèle le sous-estime sensiblement. Il est à noter que la validation de divers programmes de calcul sur ces essais (Arulanandan et Scott, 1993, Lacy et al., 1992 et Zienkiwicz et al. 1993) a montré que dans l'ensemble ces programmes sous-estimaient sensiblement les tassements en surface.

## CONCLUSION GENERALE

Ce travail a été réalisé dans le but de l'extension d'un programme de calcul par éléments finis à la résolution des problèmes des sols saturés sous chargement dynamique et sa validation sur des expérimentations.

Dans un premier temps, il a fallu généraliser un modèle existant dans notre laboratoire aux chargements non-monotones. Ceci a été réalisé en introduisant un écrouissage cinématique dans le modèle et en adaptant la règle d'écoulement. Cette extension a nécessité l'introduction de deux paramètres qu'on peut identifier à partir d'un essai triaxial cyclique. La validation de ce modèle sur des essais triaxiaux drainés et non-drainés a montré que le modèle, malgré certaines imperfections, reproduit des aspects importants du comportement des sols sous chargements cycliques telle que la liquéfaction.

Au niveau du choix du modèle numérique couplé, nous avons adopté la formulation simplifiée  $(p, u)$  proposée par Zienkiewicz et al. (1980). Cette formulation a l'avantage, en plus de sa simplicité, de réduire sensiblement le nombre de degrés de libertés. La validité de cette formulation pour les problèmes de basses fréquences, tels que ceux qu'on rencontre en génie parasismique, a été vérifiée par Zienkiewicz et al. La validation du programme développé (PECDYN) sur des exemples simples a donné des résultats satisfaisants.

La validation du modèle retenu (la formulation simplifiée et le modèle MODSOL) sur des essais en centrifugeuse a montré que le modèle reproduit qualitativement les résultats expérimentaux, notamment les pressions interstitielles et les déplacements latéraux. Le phénomène de liquéfaction a été correctement reproduit par le modèle. En ce qui concerne la dissipation de la pression interstitielle, le modèle prédit une dissipation rapide de cette pression, ceci peut être attribué au coefficient de perméabilité sous chargement dynamique. La réduction de la perméabilité proposée par Tan et Scott (1985) a permis d'améliorer cet aspect. En ce qui concerne le calcul des tassements, le modèle les sous-estime sensiblement. Il est à noter que la validation de divers programmes de calcul sur ces essais (Arulanandan et Scott, 1993, Lacy et al., 1992 et Zienkiwicz et al. 1993) a montré que dans l'ensemble ces programmes sous-estimaient sensiblement les tassements en surface. Une étude paramétrique permettrait de connaître l'influence de divers paramètres rhéologiques sur ces tassements et d'améliorer éventuellement les résultats des prédictions.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Arulanandan K. & Scott R.F.** (1993) - "Verifications of Numerical Procedures for the Analysis of Soil Liquefaction Problems", Balkema, Rotterdam, ISBN 90 4510 360 4.
- Aubry D., Chauvet D., Modaressi A. et Modaressi H.** (1986) - "GEFDYN: Logiciel d'analyse du comportement mécanique des sols par éléments finis avec prise en compte du couplage sol-eau-air", Rapport EdF / région d'équipement Chambéry.
- Biot M. A.** (1941) - "General theory of three dimensional consolidation", Journal of Applied Physics, vol 12, pp 155-164.
- Biot M. A.** (1956) - "General solution of the equations of elasticity and consolidation for a porous material", Journal of Applied Mechanics, pp 91-96.
- Cambou B., et Jafari K.** (1988) - "Modèle de comportement des sols non-cohérents", Revue Française de Géotechnique, Vol; 44, pp 53-55.
- Cambou B., et Jafari K.** (1987) - "A constitutive model for granular materials based on two plasticity mechanisms", Saada & Bianchini (Eds), Balkema, Rotterdam, pp 149-167.
- Cambou B., Jafari K. et Elamrani K.** (1989) - "An elastoplastic model for granular material using three mechanisms", Numerical models in geomechanics, NUMOG III, Ed. Pretrszizak, Pande - Elsevier pp 1-8.
- Charif K. et Hicher P.Y.** (1990) - "Influence de l'écroutissage sur les caractéristiques élastiques du sable d'Hostun", Rhéol. des Géomat., Rapport GRECO, pp 35-42.
- Chehade W.** (1991) - "Méthodologie pour la validation des modèles des géomatériaux - application aux modèles élastoplastiques des sols", Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille.
- Corté J.F.** (1989) - "Essais sur modèles réduits en géotechnique", Rapport général session 11, 12<sup>ème</sup> ICSMFE, Rio de Janeiro.
- Corté J.F.** (1989) - "L'essor de la modélisation en centrifugeuse en géotechnique", Revue Française de Géotechnique N° 48, pp 7-13.
- Dafalias Y. F. et Popov E. P.** (1976) - "Plastic internal variables formalism of cyclic plasticity", Journal of Applied Mechanics, Vol. 43, pp 645-650.

**Dhatt G. et Touzot G.** (1981) - "Une présentation de la méthode des éléments finis", Maloins S.A. Editeur.

**Dobry R. and Elgamal A.W.** (1992) - "Specification for model Number 2", Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY 12180 - 3590.

**Dobry R. and Taboada V.** (1992) - "VELACS project - Model No. 2", Report E-IIa Actual Input Information, Rensselaer Polytechnic Institute.

**Dobry R. and Taboada V.** (April, 1993) - "Possible Correction for Static Shear Ratio Due to Weight of Laminar Box Rings", Reproduced from Report E-II-a.

**Dobry R. and Taboada V.** (March, 1993) - "Possible Correction for Lateral Inertia of Laminar Box Rings", Appendix B, Reproduced from Report E-II-a.

**Gérardin M. et Rixen D.** (1993) - "Théorie des vibrations, application à la dynamique des structures", MASSON, Physique Fondamentale et Appliquée.

**Ghaboussi J.** (1971) - "Dynamic stress analysis of porous elastic solids saturated with compressible fluids", Report No EERC 71.6, Earthquake Engineering Research Center, University of California, Berkeley.

**Ghaboussi J. et Momen H.** (1982) - "Modelling and analysis of cyclic behaviour of sands", Soil Mechanics - Transient and Cyclic Loads, Ed. by Pands, G.N. and Zienkiewicz O.C., John Wiley et Sons Ltd., pp 313-342.

**Ghaboussi J. and Wilson E. L.** (1972) - "Variational formulation of dynamic of fluid saturated porous elastic solids", Journal Of The Engineering Mechanics Division, ASCE, vol. 98, N°. EM4, pp 947-963.

**Hujeux J. C.** (1985) - "Une loi de comportement pour le chargement cyclique des sols", Génie Parasismique, (Ed. V. Davidovici), Presses Ponts et Chaussées, Paris, pp 287-302.

**Lacy S.J., Aubry D., Benzenati I. et Modaressi A.** (1992) - "Overview of VELACS model No 2", Tufts University.

**Lassoudière F.** (1984) - "Modélisation du comportement des sols sous sollicitation cyclique", Thèse de docteur Ingénieur à l'Ecole Centrale de Paris.

**Luong M.P.** (1982) - "Sols sous sollicitations sismiques", Session de formation continue E.N.P.C. sur la dynamique des sols appliquée aux séismes, Paris.

- Lysmer J., Udaka T., Tsai C.F. et Seed H.B.** (1975) - "A computer program for approximate 3 D analysis of soil structure, Interaction problems", Earthquake Engineering Research Center, University of California, Berkeley, Report 75-30.
- Maksimovic M.** (1989) - "Non linear failure for soils", Journal of Geotechnical Engineering", Vol. 115, N° 4, April, 1989.
- Martin G.R. , Finn W.D.L. et Seed H.B.** (1975) - "Fundamentales of liquefaction under cyclique loading", Jor. Geotech. Eng. Div. ASCE, GT5, pp 423-437.
- Modaressi H.** (1987) - "Modélisation numérique de la propagation des ondes dans les milieux poreux anélastiques", Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris.
- Mohkam M.** (1983) - "Contribution à l'étude expérimentale et théorique du comportement des sables sous chargements cycliques", Thèse de Docteur Ingénieur, Université Scientifique et Médicale et Institut National Polytechnique, Grenoble.
- Mroz Z.** (1967) - "On the description of anisotropic work hardening", Jour. Mech. Phy. Solids, Vol. 15, pp 163-175.
- Mroz Z., Norris V.A. et Zienkiewicz O.C.** (1979) - "Application of an anisotropic hardening model in the analysis of elastoplastic deformation of soils". Geotechnique, Vol. 31, N° 3, pp 293-302.
- Pecker A.** (1984) - "Dynamique des sols", Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et chaussées.
- Popescu R. & Prevot H.** (1993) - "Centrifuge validation of a numerical model for dynamic soil liquefaction", Soil dynamics and Earthquake Engineering 12 pp 73-90.
- Prévost J.H.** (1981) - "Consolidation of anelastic porous media", Jou. of the Eng. Mech. Div. ASCE, vol 107, pp 169-186.
- Prévost J.H.** (1982) - "Nonlinear transient phenomena in saturated porous media", Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng. vol 30, pp 3-18.
- Shahrour I.** (1992) - "PECPLAS : A finite element software for the resolution of earthwork problems", Colloque International Géotechnique, Informatique, Edition presse ENPC, Paris, pp 327-334.

**Shahrour I. et Chehade W.** (1992) - "Development of a constitutive elastoplastic model for soils", XI International Congress on Rheology, Bruxelles, Edition P. Moldenaers & R. Keunigs, Elsevier.

**Shahrour I. Benzenati I. & Khoshravan Azar A.** (1995) - "Validation d'un modèle dynamique non linéaire pour les sols saturés", XIIème Congrès Français de Mécanique, Strasbourg, Volume IV, pp 269-272.

**Roesset J.M.** (1977) - "Soil amplification of earthquakes", Ch. 19, Numerical Methods in Geotechnical Engineering.

**Taboada V. and Dobry R.** (1993) - "VELACS project; Centrifuge Test Results and Comparisons for Model No. 1 Conducted at RPI and The University at Davis", Report E II-a, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY 12180 - 3590.

**Taboada V. and Dobry R.** (1993) - "VELACS project; Centrifuge Test Results and Comparisons for Model No. 2 Conducted at RPI and The University at Davis", Report E II-b, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY 12180 - 3590.

**Tan C.H.** (1990) - "Développement d'un modèle élastoplastique cyclique pour les sols", Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille - Institut Français du Pétrole.

**Tan T.S. & Scott R.F.** (1985) - "Centrifuge scaling considerations for fluid-particulate systems", *Geotechnique*, 1985, 35(4).

**Taboada V. and Dobry R.** (1995) - "Experimental results of Model No 4a", Department of Civil Engineering, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, N.Y., USA.

**Terzaghi K.** (1943) - "Theoretical Soil Mechanics", Wiley, New York.

**The Earth Technology Corporation** (March, 1992) - "VELACS VERification of Liquefaction Analyses by Centrifuge Studies", Laboratory Testing Program Soil Data Report. Earth Technology, Project No. 90-0562.

**The Earth Technology Corporation** (August, 1992) - "VELACS Prediction program Additional Information on Some Models".

**Zienkiewicz O.C.** (1977) - "The finite element method", 3 rd edition, MacGraw-Hill (UK).

**Zienkiewicz O.C., Chang C.T. & Bettess P. (1980)** - " Drained, undrained, consolidation and dynamic behaviour assumption in soil; limits of validity", *Géotechnique* 30, pp 385-395.

**Zienkiewicz O.C., Leung K.H., & Pastor M. (1985)** - "Simple model for transient soil loading in earthquake analysis. I. basic model and its application". *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, Vol. 9, pp 453-476.

**Zienkiewicz O.C. & Shiomi T. (1984)** - " Dynamic behavior of saturated porous media; The generalized Biot formulation and its numerical", *Int. Jour. Num. and Anal. Meth. Geomech.* vol 8, pp 71-96.

**Zienkiewicz O.C., Hung M. & Pastor M. (1992)** - "The class A prediction phase of the VELACS projet", University College of Swansea and Laboratorio de Geotecnia, Madrid.

**Zienkiewicz O.C., Hung M. & Pastor M. (1993)** - "Numerical prediction for Model No 4a", *Verifications of Numerical Procedures for the Analysis of Soil Liquefaction Problems*", Balkema, Rotterdam, ISBN 90 45103604, pp 675-679.

