

Influence des déformations intermédiaires (de 10^{-5} à 10^{-3}) sur la modélisation du phénomène de la liquéfaction

M. KORDJANI

Laboratoire de Mécanique,
Sols, Structures et Matériaux,
CNRS URA 850,
École centrale de Paris,
92295 Châtenay-Malabry

P.-Y. HICHER

Laboratoire de Génie civil
de Nantes – Saint-Nazaire
École centrale de Nantes,
44321 Nantes

Résumé

L'objectif de cette étude est la modélisation du comportement du sol sous un chargement statique ou dynamique. Ce travail vise à montrer qu'il est possible de modéliser le comportement du sol avec un jeu unique de paramètres dans une large gamme de déformation (de 10^{-6} à quelques pour-cent) avec une loi élastoplastique. La modélisation du comportement du sol est faite grâce à une loi élastoplastique, multimécanisme, basée sur le concept de l'état critique (Hujeux, 1984) [1]. Un écrouissage cinématique nous permet de modéliser le comportement cyclique du matériau. Après une présentation de la formulation mathématique de la loi ainsi que l'écriture des paramètres d'écrouissage pour les différents mécanismes, nous procéderons à sa validation sur des résultats d'essais de référence (Mohkam, 1983) [7]. On montre le rôle fondamental des déformations intermédiaires (10^{-5} à 10^{-3}) dans le comportement des sols sous un chargement monotone ou cyclique. Cet effet est justifié par l'augmentation de la pression interstitielle.

Mots clés : loi élastoplastique, chargement cyclique, écrouissage cinématique, liquéfaction.

Influence of the medium strains (10^{-5} to 10^{-3}) on the liquefaction phenomenon behaviour

Abstract

The aim of this study is to characterise and to model the soil behavior in static and dynamic conditions. The work included numerical aspects, in order to demonstrate that is possible to model the soil behavior in a large range of strains (for 10^{-6} to few percents) with an elastoplastic model using a unique set of parameters.

The modelling of the soil behavior is performed using an elastoplastic, multimechanism model, based on the critical state concept (Hujeux, 1984), [1]. Kinematic hardening allowed us to model the material cyclic behavior. We presented a mathematical formulation of the behavior law and the kinematic parameters of the different mechanisms.

The study, using in particular the $(E/E_{\max}, e_i)$ decay curves, was to propose an approach to determine these parameters, using the simulation of monotonic test results at small and large strains. Doing so, we showed the fundamental role of the medium strains (10^{-5} to 10^{-3}) along monotonic and cyclic loading. We were able to predict the main phenomena like a pore pressure increase in that range of strains observed during cyclic loading.

We showed that the model was able to simulate the liquefaction test performed by Mohkam (1983) [7].

Key words : elastoplastic law, cyclic loading, kinematic hardening, liquefaction.

NOTATIONS

- ϵ_v^p : déformation volumique plastique.
- e_k^p : vecteur de déformation déviatoire plastique.
- γ_k : distorsion.
- P_c : pression critique.
- P_{co} : est la pression critique initiale.
- β : est le module de compressibilité plastique.
- e_{ij} : composantes du tenseur de déformation.
- s_{ij} : composantes du tenseur de contrainte.
- K : module élastique volumique.
- G : module élastique de cisaillement.
- K_{ref} : module élastique volumique de référence.
- G_{ref} : module élastique de cisaillement de référence.
- n : exposant élastique.
- P_{ref} : pression de référence (1 MPa).

1

Modélisation du domaine plastique sous une charge monotone

La loi « Hujeux » [1] est une loi multimécanisme avec un écrouissage cinématique. Trois mécanismes déviatoires portés chacun par un plan de l'espace et un mécanisme isotrope purement volumique. On suppose que les contraintes s'exerçant sur une facette tournant autour de l'axe K ne produisent que des taux de déformations plastiques planes dans le plan (i, j) , perpendiculaire à l'axe k .

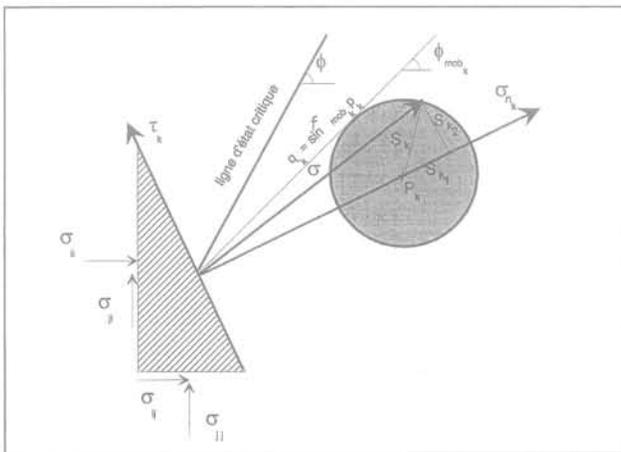


FIG. 1 État de contrainte dans le plan (i, j) du mécanisme déviatoire k .
Stress state in the plane (i, j) of the deviatoric mechanism.

L'état de contrainte et de déformation du mécanisme k porté par le plan (i, j) est défini par le centre du cercle Mohr P_k et le vecteur S_k dont la norme représente le rayon.

$$P_k = \frac{(\sigma_{ij})_k + (\sigma_{jj})_k}{2} \quad q_k = \left[\frac{(\sigma_{ii} - \sigma_{jj})^2}{4} + \sigma_{ij}^2 \right]^{1/2} = \| \vec{S}_k \|$$

S_{k1} et S_{k2} sont les composantes du vecteur S_k

$$S_{k1} = \frac{(\sigma_{ii})_k - (\sigma_{jj})_k}{2} \quad S_{k2} = (\sigma_{ij})_k$$

$$(\epsilon_v)_k = (\epsilon_{ii})_k + (\epsilon_{jj})_k \quad \gamma_k = [(\epsilon_{ii} - \epsilon_{jj})^2 + 4\epsilon_{ij}^2]^{1/2}$$

L'état de déformation dans le mécanisme k est défini par la déformation volumique plastique ϵ_v^p et le vecteur de déformation déviatoire plastique e_k^p de composantes e_{k1}^p et e_{k2}^p :

$$e_{k1}^p = \epsilon_{ii}^p - \epsilon_{jj}^p \quad \text{et} \quad e_{k2}^p = 2\epsilon_{ij}^p$$

Le centre du cercle de Mohr I_k est porté par l'axe des allongements relatifs à la distance $1/2 (\epsilon_v^p)_k$. Le diamètre $\gamma_k = \| e_k \|$ est la distorsion composée d'une rotation d'ensemble et d'une distorsion pure correspondant à la déformation locale du matériau.

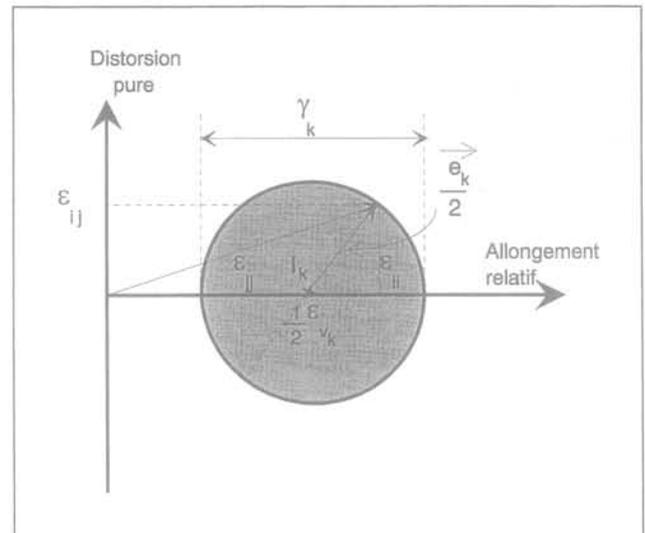


FIG. 2 État de déformation dans le plan (i, j) du mécanisme déviatoire élémentaire K .
Strain state in the plane (i, j) of the elementary deviatoric mechanism.

1.1

Modélisation des mécanismes déviatoires ($K = 1, 2, 3$)

L'évolution de la surface de charge dans l'espace des contraintes principales est obtenue à partir d'une transformation de la surface de charge de Cam-Clay (Roscoe) [8] modulée par le paramètre scalaire « b ».

Pour prendre en compte l'aptitude des sols à répondre à la compression plus qu'à la traction, ces surfaces restent inscrites dans le polygone représentant le critère de Mohr-Coulomb.

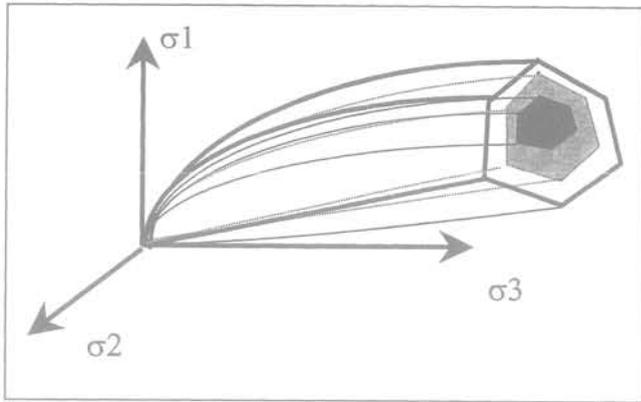


FIG. 3 Surface de charge F_{pk} associée au critère de Mohr-Coulomb.
Yield surface F_{pk} associated with a Mohr-Coulomb criterion.

$$F_{pk} = \sin \varphi_k \cdot P_k \left(1 - \mathbf{b} \log \frac{P'}{P_c} \right), \text{ facteur de frottement}$$

critique, est pris comme un facteur de normalisation, φ étant l'angle de frottement à la plasticité parfaite.

La pression critique P_c est donnée par l'expression :

$$P_c = P_{co} \exp \beta \cdot \varepsilon_v^p$$

dans laquelle β est le module de compressibilité plastique défini dans le plan $(e, \log P)$ et P_{co} est la pression critique initiale.

La déformation volumique totale est la somme des déformations produites par chaque mécanisme :

$$\varepsilon_v^p = \sum_{k=1}^4 \left(\varepsilon_v^p \right)_k$$

Dans le plan déviatoire les fonctions-seuils sont des cercles de rayons r_k^m qui évoluent pendant le chargement.

$$f_k = \left\| \bar{S}_k \right\| - r_k^m \text{ fonction-seuil normalisée}$$

$$\bar{S}_k = S_k / F_{pk}$$

avec un rayon d'écrouissage :

$$r_k^m = r_k^e + \frac{\gamma_k^p}{(a + \gamma_k^p)^{a+1}}$$

La loi d'évolution du rayon d'écrouissage est donnée par :

$$dr_k = \lambda_k \cdot l(\sigma, r_k)$$

de telle sorte que le module d'écrouissage H_k^r ne dépende que de r_k .

$$H_k^r = - \frac{\partial f_k}{\partial r_k} \cdot l_k = \frac{(1 - r_k)^2}{a}$$

λ_k est le multiplicateur plastique du mécanisme k et $l(\sigma, r_k)$ est une loi constitutive.

La loi d'écoulement de chaque mécanisme s'écrit par la donnée du vecteur taux de déformation déviatoire plastique et du taux de déformation volumique plastique :

$$\begin{aligned} \text{pour } i \text{ et } j \neq k & \quad \partial e_k^p = \lambda_k \left(\Psi_k^d \right) \begin{cases} \partial e_{k1}^d = \lambda_k \Psi_{k1}^d \\ \partial e_{k2}^d = \lambda_k \Psi_{k2}^d \end{cases} \\ \text{pour } i = j = k & \quad \begin{cases} \left(\partial_i e_k^p \right)_k = 0 \\ \left(\partial_i \varepsilon_v^p \right)_k = \lambda_k \Psi_k^v \end{cases} \end{aligned}$$

L'hypothèse de loi associée dans le plan déviatoire normalisé permet de définir

$$\Psi_k^d \begin{pmatrix} \Psi_{k1}^d \\ \Psi_{k2}^d \end{pmatrix}$$

$$de_k^p = \begin{bmatrix} e_{k1}^p \\ e_{k2}^p \end{bmatrix} = \lambda_k \begin{bmatrix} \Psi_{k1}^d \\ \Psi_{k2}^d \end{bmatrix} = \lambda_k \begin{bmatrix} \frac{\Psi_{ii} - \Psi_{jj}}{2} \\ \Psi_{ij} \end{bmatrix} = \lambda_k \begin{bmatrix} S_{k1} / q_k \\ S_{k2} / q_k \end{bmatrix}$$

$$d\varepsilon_{vk}^p = \lambda_k \Psi_k^v = \lambda_k \cdot \alpha \cdot \left(\sin \varphi - \frac{(S_k \cdot \Psi_k^d)}{P_k} \right) \cdot \alpha(r_k)$$

Cette expression est une généralisation de l'expression de l'équation de Roscoe [8].

Ψ_k^v : fonction caractérisant l'écoulement plastique volumique.

Ψ_k^d : vecteur définissant la direction de déformation plastique.

α : facteur de dilataance permettant de moduler la loi de Roscoe.

$\alpha(r_k)$: fraction du frottement mobilisé.

λ_k : multiplicateur plastique.

$$\begin{aligned} \left[d\varepsilon_v^p \right]_k &= \lambda_k \left[\Psi_k^v \right] = \lambda_k \left[\frac{\Psi_{ii} + \Psi_{jj}}{2} \right] = \lambda_k \left[\sin \varphi - \frac{(S_k \cdot \Psi_k^d)}{P_k} \right] \alpha \cdot \alpha(r_k) \\ &= \lambda_k \left[\sin \varphi - \sin(\varphi_{mob})_k \right] \alpha \cdot \alpha(r_k) \end{aligned}$$

avec $(S_k \cdot \Psi_k^d)$ le produit scalaire des vecteurs S_k et Ψ_k^d .

La plasticité parfaite est bien définie par :

$$\begin{cases} r_k = 1 \text{ et } P = P_c \\ q_k = \sin \varphi \cdot P_k \\ (\varphi_{mob})_k = \varphi \end{cases}$$

1.2

Modélisation du mécanisme isotrope ($K = 4$)

Le mécanisme de plastification est purement volumique, il est aussi appelé mécanisme de consolidation. Sa mobilisation est progressive, elle est décrite par l'accroissement de la variable d'écrouissage r_4^m .

La fonction-seuil s'écrit :

$$f_4 = |\bar{P}| - r_4 \quad \text{avec } \bar{P} = \frac{P}{dP_c}$$

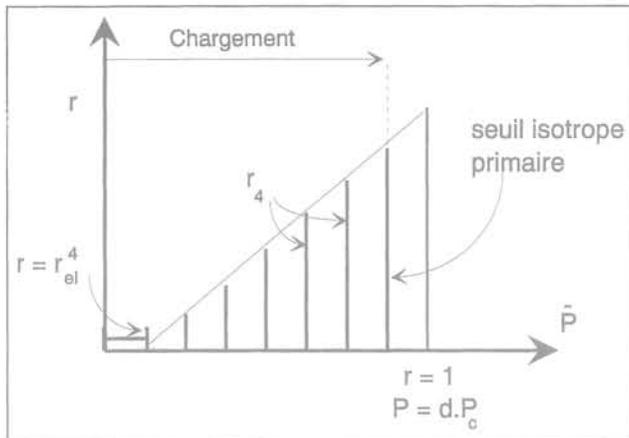


FIG. 4 Évolution de la surface de charge isotrope sur l'axe isotrope de pression normalisée. Isotropic yield surface evolution on the normalized pressure axis.

Les surfaces-seuils de consolidation successives sont des plans perpendiculaires à l'axe des pressions normalisées \bar{p} distants de l'origine de r_4^m . L'accroissement de ces rayons d'écroutissage r_4^m suit une forme linéaire en fonction de l'accroissement de la pression isotrope rapportée à la pression critique.

Le potentiel plastique est associé et le taux de déformation volumique plastique s'écrit comme suit :

$$\partial_t \varepsilon_4^v = \lambda_4 \cdot \Psi_4^v$$

λ_4 est le multiplicateur plastique pour le mécanisme 4.

$$\left\{ \begin{array}{l} (\partial_t \varepsilon_{ii}^p)_4 = \lambda_4 \cdot \partial_{\sigma_{ii}} f / 3 = \pm \lambda_4 / 3 \\ (\partial_t \varepsilon_v^p)_4 = \lambda_4 \cdot \Psi_4^v = \lambda_4 \sum_{i=1}^3 \partial_{\sigma_{ii}} f_4 = \pm \lambda_4 \end{array} \right.$$

Le module d'écroutissage intrinsèque H_4^r est pris de telle sorte que le module plastique isotrope initial ne dépende pas de la pression critique P_c .

$$\text{Soit } H_4^r = \frac{(1-r_4)^2}{c \cdot P_c} \cdot Pa$$

où Pa représente la pression atmosphérique.

Le rayon d'écroutissage suit une forme hyperbolique faisant intervenir un paramètre « c » qui régle la vitesse de plastification du mécanisme.

$$r_4^m = r_4^e + \frac{\varepsilon_v^p}{c + \varepsilon_v^p}$$

L'évolution du rayon d'écroutissage est la suivante :

$$d.r_4 = \frac{(1-r_4)^2}{c \cdot P_c} P_a d\varepsilon_v^p$$

Modélisation du domaine plastique sous une charge cyclique

Modélisation des mécanismes déviatoires

Dans le plan déviatoire les fonctions-seuils sont des cercles de rayon r_k^m qui évoluent pendant le chargement.

$$f_k(p_k, S_k, \varepsilon_v^p, r_k^c, D_k, n_k) = \left\| \bar{S}_k - (D_k - n_k r_k^c) \right\| - r_k^c$$

avec un facteur de normalisation : $F_{pk} = p_k F_k \sin \phi$

Les cercles des fonctions-seuils sont tangents entre eux au point D_k avec une normale extérieure n_k . Dans le plan déviatoire des contraintes on obtient :

$$f_k^c = \frac{q_k}{F_{pk}} - r_k^c$$

En chargement cyclique, les surfaces-seuils sont des cercles qui croissent par homothétie de centre « o » traduisant l'écroutissage isotrope pour le chargement primaire et se translatent dans le plan déviatoire des contraintes pour traduire l'écroutissage cinématique. La notion de mémoire du matériau est explicitée dans l'expression de la surface de charge par la prise en compte des paramètres D_k qui représente le dernier changement de sens de la sollicitation et n_k la normale extérieure en ce point.

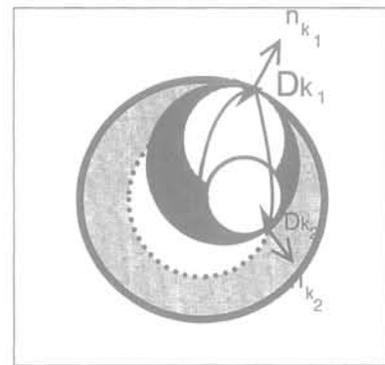


FIG. 5 Évolution de la surface de charge du mécanisme déviatoire pour un chargement cyclique.

Yield surface evolution relative to a deviatoric mechanism during a cyclic loading.

Après le premier chargement isotrope on effectue une décharge. Le mécanisme garde en mémoire le dernier point de chargement grâce au point de contact D_{k1} et la normale extérieure au plan n_1 . Le point de charge revient à l'intérieur du domaine de chargement primaire, il passe par une phase élastique avant de mobiliser un écroutissage cyclique r_k^c .

Une fois la décharge effectuée on applique de nouveau un déviateur de contrainte. Le mécanisme garde

en mémoire le point de contact D_{k2} ainsi que la normale extérieure n_{k2} . Il passe de nouveau par une phase élastique avant de mobiliser un écrouissage cyclique. Le point de charge reste dans le domaine cyclique tant qu'il reste à l'intérieur du domaine primaire de chargement. Si le point de charge dépasse le seuil « historique » de chargement, alors il repousse la limite du nouveau domaine de chargement primaire.

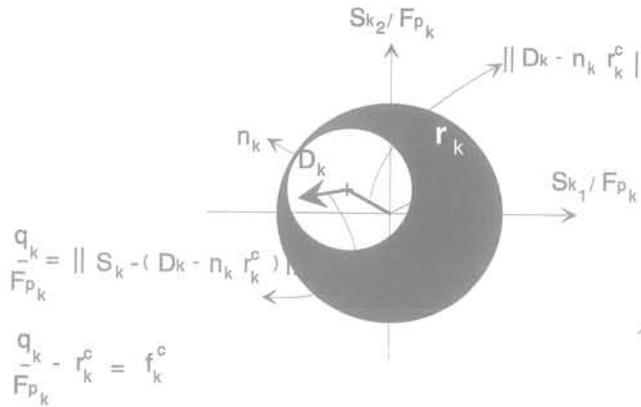


FIG. 6 Représentation géométrique des différentes expressions entrant dans l'écriture de la fonction de charge du mécanisme déviatoire pour un chargement cyclique. Geometric representation of the different terms used in yield surface expression of the deviatoric mechanism relative to a cyclic loading.

Le rayon d'écrouissage a la même expression que dans le cas du chargement monotone avec la possibilité au paramètre « a » de prendre les valeurs de a_{cyc} ou a_m .

$$r_k^c = r_k^e + \frac{\gamma_k^p}{(a + \gamma_k^p)^{\leq 1}}$$

La loi d'évolution du rayon d'écrouissage est donnée par :

$$dr_k^c = \lambda_k \frac{(1 - r_k^c)^2}{\left[a_{cyc} + (a_m - a_{cyc}) \alpha(r_k^c) \right]}$$

de telle sorte que le module d'écrouissage H_k^r ne dépende que de r_k^c

$$H_k^r = - \frac{\partial f_k^c}{\partial r_k^c} \cdot l_k = \frac{(1 - r_k^c)^2}{a(r_k^c)}$$

Le choix d'une fonction $\alpha(r_k)$ permet de reproduire les phénomènes physiques et fixe les domaines du comportement du mécanisme :

- Si $r \leq r_{hys}$ $\alpha(r_k) = 0$ $\epsilon < 10^{-5}$
- Si $r_{hys} \leq r \leq r_{mbl}$ $\alpha(r_k) = \left(\frac{r - r_{hys}}{r_{mbl} - r_{hys}} \right)^m$ $10^{-5} < \epsilon < 10^{-4}$
- Si r_{mbl} $\alpha(r_k) = 1$ $\epsilon > 10^{-4}$

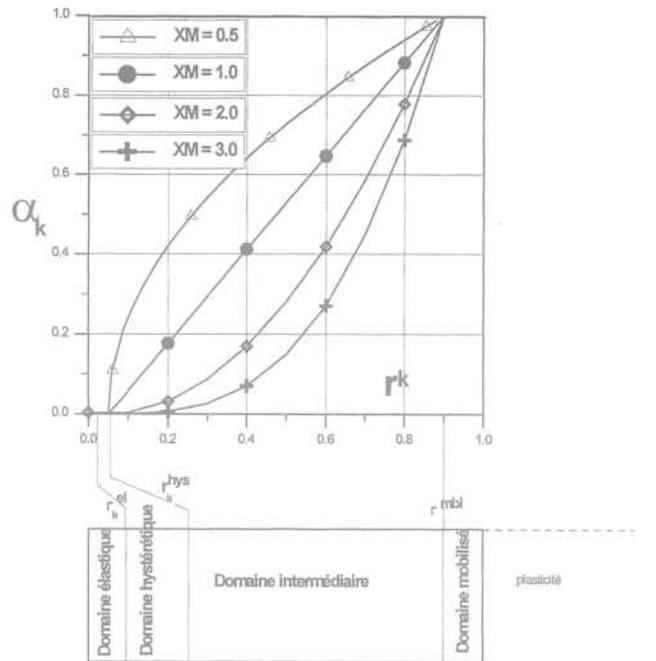


FIG. 7 Évolution du mécanisme déviatoire en fonction de $a(r_k)$. Deviatoric mechanism evolution with the $a(r_k)$ function.

L'hypothèse de loi associée dans le plan déviatoire normalisé permet de définir ψ_k^d :

$$de_k^p = \begin{bmatrix} e_{k1}^p \\ e_{k2}^p \end{bmatrix} = \lambda_k \begin{bmatrix} \psi_{k1}^d \\ \psi_{k2}^d \end{bmatrix} = \lambda_k \begin{bmatrix} \frac{\Psi_{ii} - \Psi_{jj}}{2} \\ \Psi_{ij} \end{bmatrix} = \lambda_k \begin{bmatrix} S_{k1}/Q_k \\ S_{k2}/Q_k \end{bmatrix}$$

$$[d\epsilon_v^p]_k = \lambda_k [\psi_k^v] = \lambda_k \left[\frac{\Psi_{ii} + \Psi_{jj}}{2} \right] = \lambda_k \left[\sin \varphi - \frac{(S_k \cdot \psi_k^d)}{P_k} \right] \alpha_k \alpha(r_k) = \lambda_k [\sin \varphi - \sin(\varphi_{mob})_k] \alpha_k \alpha(r_k)$$

2.2

Modélisation du mécanisme isotrope

La fonction de charge prend la forme de :

$$f_4^c = \left| \bar{P} - (D_4 - n_4 r_4^c) \right| - r_4^c$$

Le rayon d'écrouissage prend une expression analogue au cas du chargement monotone :

$$r_4^c = r_4^e + \frac{\epsilon_v^p}{c_{cyc} + \epsilon_v^p}$$

L'évolution du rayon d'écrouissage est hyperbolique :

$$d.r_4^c = \lambda_4 \frac{(1 - r_4^c)^2}{c_{cyc}}$$

On considère que le potentiel est associé ce qui facilite l'expression du taux de déformation volumique :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\partial_r \varepsilon_{ii}^p)_4 = \lambda_4 \cdot \partial_{\sigma_{ii}} f / 3 = \pm \lambda_4 / 3 \\ (\partial_r \varepsilon_v^p)_4 = \lambda_4 \cdot \Psi_4^v = \lambda_4 \sum_{i=1}^3 \partial_{\sigma_{ii}} f_4 = \pm \lambda_4 \end{array} \right.$$

3

Matériau utilisé

Le matériau utilisé dans ce travail est le sable d'Hostun, constitué de particules principalement angulaires, dont la courbe granulométrique est présentée dans la figure ci-dessous. La distribution étendue des grains a été obtenue par un mélange de 50 % de sable fin et de 50 % de sable moyen. Le poids volumique des particules solides est $\gamma_s = 26,5 \text{ kN/m}^3$, l'indice des vides maximal obtenu est $e_{\max} = 0,82$ et l'indice des vides minimal est $e_{\min} = 0,53$.

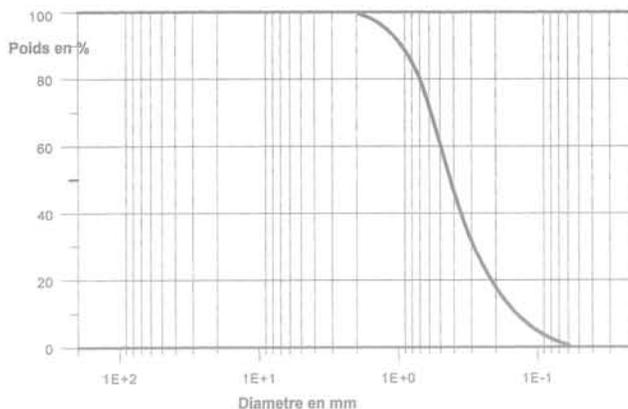


FIG. 8 Courbe granulométrique du sable d'Hostun.
Grain size distribution of Hostun sand.

4

Résultats d'essais monotones

Les résultats des essais drainés et non drainés réalisés par Mohkam (1983) [7] serviront de référence pour la modélisation du comportement monotone du sable d'Hostun. On montre ci-après les courbes traduisant ce comportement en condition drainée et non drainée sous des contraintes de consolidation variables et à même densité initiale ($e_0 = 0,73$).

Mohkam (1983) [7] a effectué des essais cycliques non drainés sur le même matériau. Les résultats de ses essais de liquéfaction nous ont servi de référence pour effectuer des simulations avec le modèle présenté. Le but étant de voir si le modèle peut prédire correctement le phénomène de liquéfaction.

5

Démarche proposée pour la simulation des résultats d'essais

Le test de ce jeu pour reproduire le comportement du sable sous des sollicitations cycliques s'est révélé inadapté à simuler par exemple le phénomène de la liquéfaction. Cette observation rejoint celle de Hujeux (1985) [1] et Lassoudière (1984) [5].

Bien que le comportement monotone est bien reproduit il faut contrôler la variation du module sécant de déformation dans un domaine non perceptible par les essais triaxiaux classiques.

En effet, on note une forte variation de la rigidité du matériau entre quelque 10^{-5} et 10^{-3} de déformation. Il est donc recommandé de vérifier le jeu de paramètres en simulant les courbes $(G/G_{\max}, \gamma)$ ou $(E/E_{\max}, \varepsilon_1)$ qui sont utilisées en géophysique ou en génie parasismique.

Pour notre part, nous avons à notre disposition la courbe $(E/E_{\max}, \varepsilon_1)$ présentée par Mohkam (1983) [7] montrant l'évolution du même matériau sous des cycles de chargement sous des déviateurs croissants. On peut voir dans la figure qui suit la simulation de cette courbe avec le jeu déjà obtenu. On peut noter, qu'en plus de l'écart important entre les deux courbes, il n'existe aucune analogie entre leurs évolutions respectives. La courbe simulée étant concave contrairement à la courbe expérimentale.

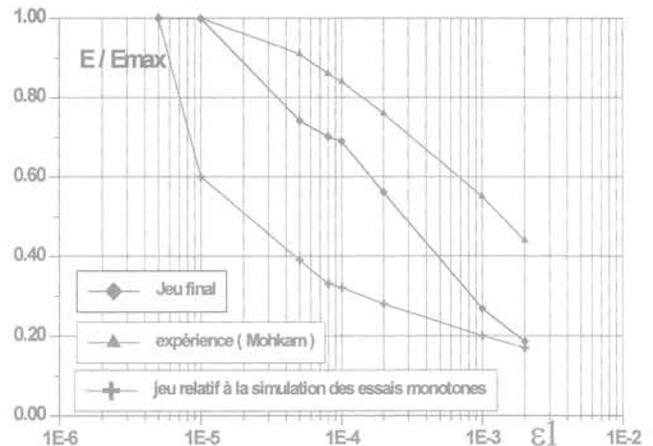


FIG. 9 Évolution de E/E_{\max} en fonction de la déformation axiale.
Evolution of the secant modulus E/E_{\max} with strain amplitudes.

Il faut donc corriger le jeu de paramètres pour faire approcher la courbe simulée de la courbe expérimentale en évitant de trop perturber la simulation du comportement monotone.

6

Simulation d'essais monotones

On peut voir dans les figures 10, 11, 12 et 13 les réponses de la simulation numérique en comparaison

aux courbes expérimentales en utilisant le jeu de paramètres unique pour le régime monotone et les courbes ($E/\max, \epsilon$).

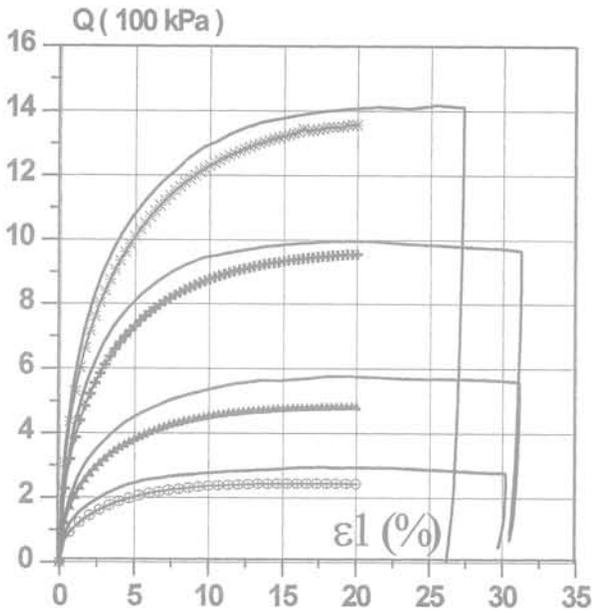


FIG. 10 Simulation des courbes effort-déformation.
Simulation of stress-strain curves.

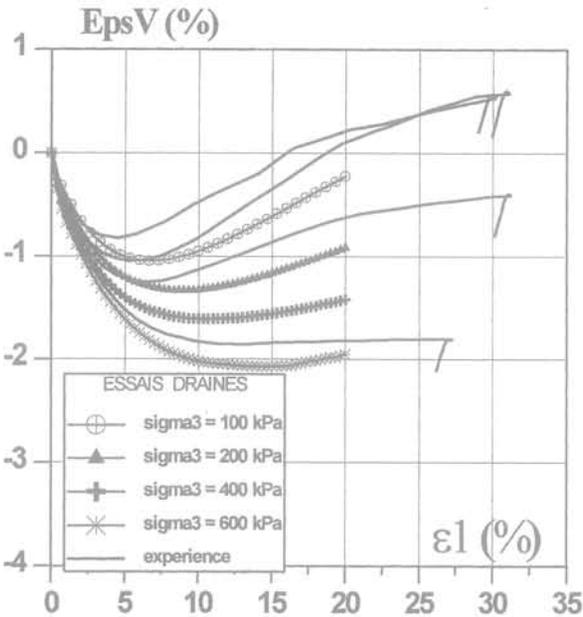


FIG. 11 Simulation des courbes déformation volumique-déformation axiale.
Simulation of volumetric strain-axial strain.

La figure 11 montre les courbes de variation de volume - déformation axiale. On peut noter une première phase de contractance suivie par une phase de dilatance. Il y a un compactage plus important dans le cas où la contrainte de consolidation est plus grande.

Pour les contraintes plus fortes, c'est-à-dire égales ou supérieures à 600 kPa, la densification du matériau est quasiment continue.

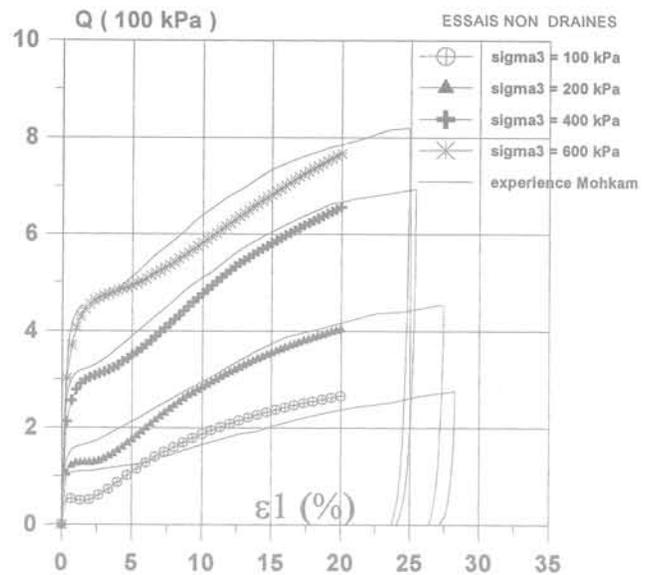


FIG. 12 Simulation des courbes pression interstitielle-déformation axiale.
Simulation of pore water pressure-axial strain.

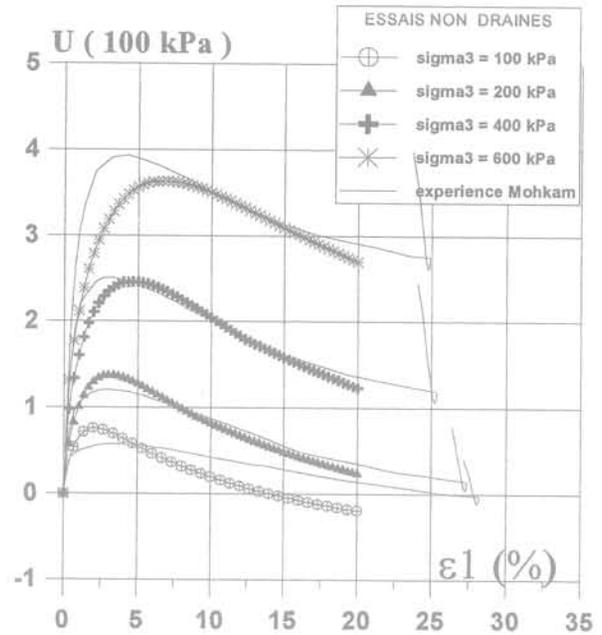


FIG. 13 Simulation des courbes pression interstitielle-déformation axiale.
Simulation of pore water pressure-axial strain.

Le chemin de contraintes effectives dans le plan (P' - Q) (figure 20) pour un essai drainé est une droite pente 1/3 et d'équation

$$P' = Q/3 + P_0$$

Pour les quatre contraintes moyennes initiales, on peut observer dans un premier temps un déplacement du chemin de contraintes vers la gauche traduisant le phénomène de contractance. En régime de compression, le chemin de contraintes se déplace vers la droite pour longer une droite de pente $Q/P' = 1,24$ définissant une valeur de l'angle effectif de frottement interne $\phi = 31^\circ$. Lorsque le déviateur de contrainte est en extension, la droite a une pente $Q/P' = -0,88$.

On peut noter l'existence de deux domaines : l'un contractant inscrit entre les deux demi-droites caracté-

ristiques et l'autre dilatant à l'extérieur de ces demi-droites.

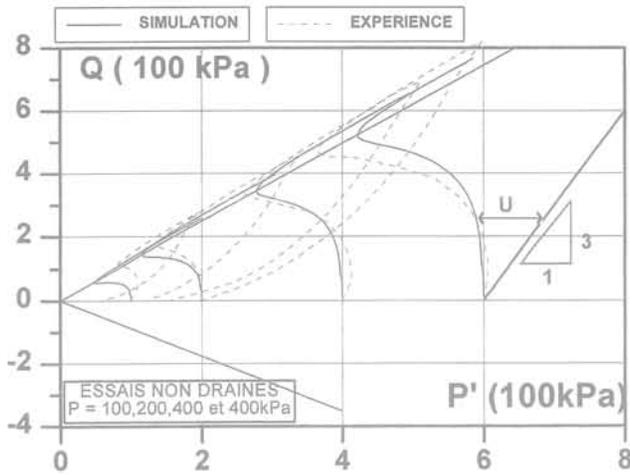


FIG. 14 Chemin de contraintes dans le plan contrainte moyenne-déviateur de contrainte. Stress path in the hydrostatic stress-deviatoric stress plane.

On peut noter dans cette figure une bonne simulation des résultats expérimentaux, étant donné que cette simulation prend en compte aussi bien le comportement drainé que non drainé, ainsi que le comportement monotone et cyclique.

7

Simulation d'essais cycliques

Pour vérifier si le modèle avec le jeu unique de paramètres déjà obtenu est capable de reproduire le phénomène de liquéfaction, nous avons conduit des simulations avec des conditions de chargement et d'état de contraintes initiales identiques à celles ayant prévalu durant l'expérience.

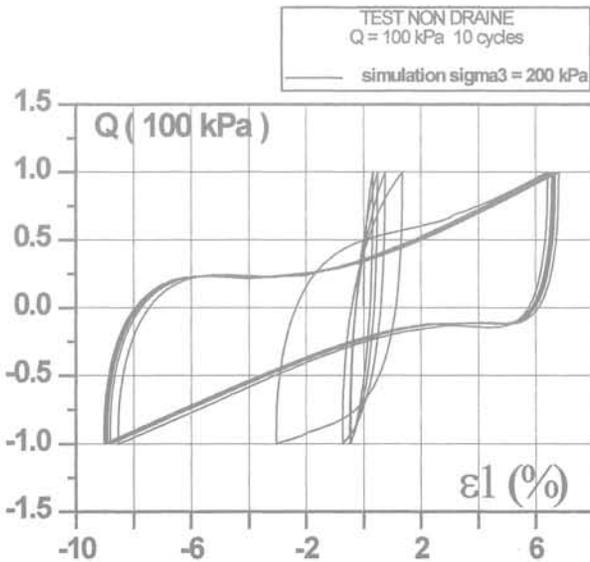


FIG. 15 Simulation de l'essai cyclique courbe effort-déformation. Simulation of stress-strain curves of the cyclic test.

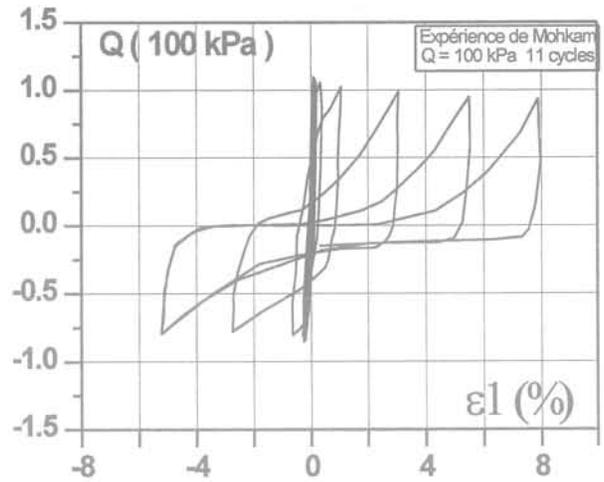


FIG. 16 Liquéfaction du sable lâche : courbe effort-déformation : résultat expérimental. Loose sand liquefaction : experimental results of stress-strain curves.

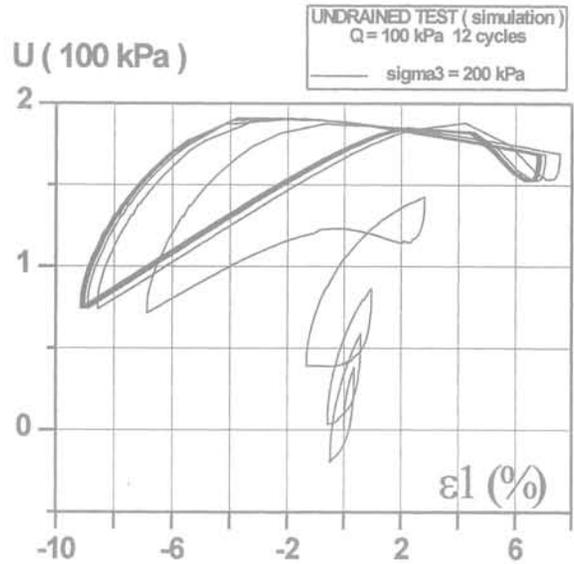


FIG. 17 Simulation de l'évolution pression interstitielle. Simulation of pore water pressure evolution.

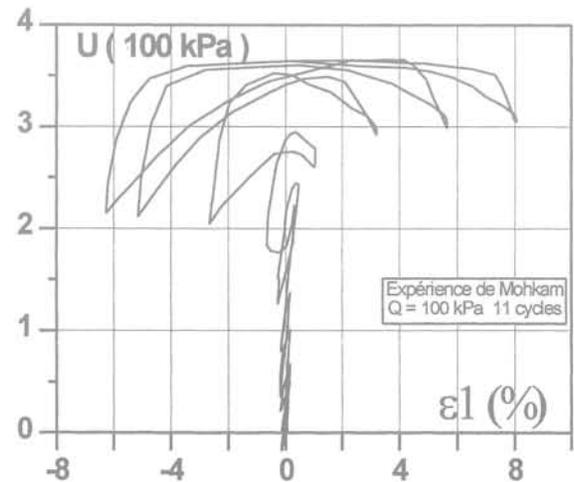


FIG. 18 Évolution de la pression interstitielle : résultat expérimental. Experimental results of pore water pressure evolution.

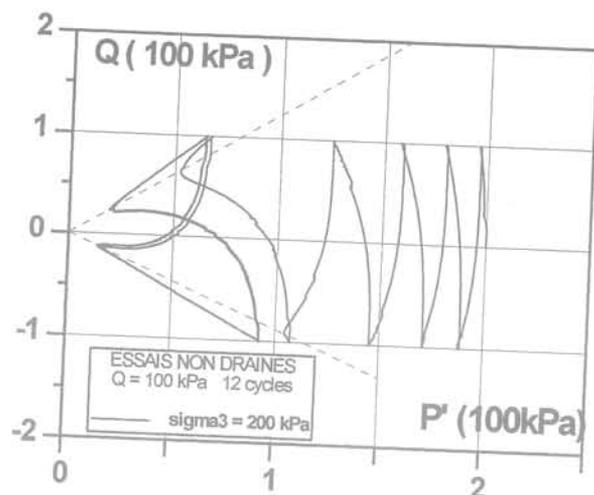


FIG. 19 Simulation de la courbe contrainte moyenne-déviateur de contrainte.
Simulation of hydrostatic stress-deviatoric stress curve

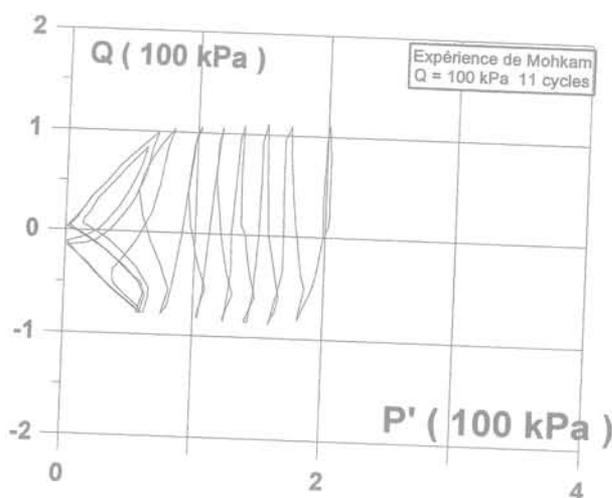


FIG. 20 Chemin de contraintes effectives dans le plan P'-Q : résultat expérimental.
Experimental results of the effective stress path P'-Q.

On peut constater, dans les figures 15 et 16, que pour un nombre de cycles de 11, le modèle reproduit une déformation longitudinale totale pour les phases d'extension et de compression de l'ordre de 17 %.

Les figures 17 et 18 montrent que le modèle est capable de générer une pression interstitielle très proche des 200 kPa observée expérimentalement pour le même nombre de cycles.

Les figures 19 et 20 montrent que le modèle reproduit le fort déplacement du chemin de contrainte effective vers la gauche observé expérimentalement. Ce chemin de contrainte franchit les droites caractéristiques au bout du 5^e cycle alors que dans l'expérience, ce franchissement se fait au 7^e cycle. Globalement, on remarque que les cycles se stabilisent pour une réduction de 90 % de la contrainte moyenne effective en comparaison de la réduction de cette contrainte observée dans l'expérience.

8

Conclusion

On a montré qu'avec un jeu de paramètres unique, il est possible de modéliser le comportement d'un sable dans une large gamme de déformations (de 10⁻⁶ à quelques pour-cent) en condition drainée ou non drainée, sous des pressions de consolidation différentes et en régime monotone ou cyclique.

Un test de validation de la procédure suivie a été réalisé à partir d'essais de liquéfaction. Ces essais ont la particularité de mobiliser, bien entendu, les mécanismes cycliques, mais, ce qui nous intéressait particulièrement ici, dans une large gamme d'amplitude de déformation, de l'ordre de 10⁻³ au début du chargement jusqu'à 10⁻¹ et plus lorsque la liquéfaction est atteinte.

Les résultats obtenus sont tout à fait satisfaisants. Le nombre de cycles à la liquéfaction est bien retrouvé, et les amplitudes de déformations calculées sont en bon accord avec l'expérience.

Bibliographie

- Hujeux J.-C. - « Une loi de comportement pour le chargement cyclique des sols ». In, *Génie parasismique*, Presses des Ponts, 1985.
- Kordjani M., Hicher P.Y. - « Caractérisation et modélisation du comportement cyclique des sols ». 5^e Séminaire maghrébin de Génie parasismique, Alger 1993.
- Kordjani M., Charif K., Hicher P.Y. - « Comportement expérimental et modélisation du comportement cyclique des sables en petites déformations ». *Gréco-Géomatériaux Aussois*, nov. 1993.
- Kordjani M., Hicher P.Y. - « Modélisation du comportement cyclique du sable d'Hostun ». Rencontres scientifiques de Génie civil, XII^{es} Journées de l'AUGC, Toulouse, mars 1994.
- Lassoudière F. - « Modélisation du comportement des sols sous sollicitations cycliques ». Thèse de docteur ingénieur, École centrale des Arts et Manufactures de Paris, 1984.
- Luong M.P., Sidaner J.F. - « Undrained behavior of cohesionless soil under cyclic transient loading ». 1st International Conference on Recent Advances in Geotechnical Engineering and Soil dynamics, St Louis USA, April 1981.
- Mohkam M. - « Contribution à l'étude expérimentale et théorique du comportement des sables sous chargements cycliques ». Thèse INP Grenoble, 1983.
- Roscoe K.H., Scofield A.N., Wroth C.P. - « On the yielding of soils ». *Géotechnique*, 8, 1, 1958, p. 22-53.