

Sommaire

5 AOUT 1996

L.C.P.C. - Paris
DEPARTEMENT
SOLS - FONDATIONS
Bibliothèque



REVUE
FRANÇAISE
DE
GÉOTECHNIQUE
N° 65
1^{er} trimestre 1994

- ✓ Aspects géotechniques de l'accident
du nouveau port de Nice
P. HABIB 3
-
- Étude par « convergence-confinement » du
boulonnage à ancrage ponctuel comme
soutènement de tunnels profonds creusés dans la roche
V. LABIOUSE 17
-
- « ABD », une loi de comportement des
géomatériaux, incrémentalement non linéaire,
et adaptée aux éléments finis déplacements
M. BOULON, A. ALACHAHER 29
-
- Étude par éléments finis du
frottement latéral des pieux dans
de l'argile
P.J. BRUGGER, F.R. LOPEZ, M.S.S. ALMEIDA 47
-
- Expérimentation et modélisation
de blocs compressibles de matières plastiques
pour des remblais allégés
Élaboration d'un modèle viscoélastique
non linéaire, orthotrope de révolution
H. EL GHOCHE, B. CAMBOU 57
-
- Module de réaction, coefficient de décompression, au sujet des
paramètres utilisés dans la méthode
de calcul élasto-plastique des soutènements
A. MONNET 67

REVUE
FRANÇAISE
DE
GÉOTECHNIQUE

Directeur de la Publication : **P. Habib**

Président du Comité de Direction : **J. Lagardère**

Comité de Direction : **J. Schlosser, V. Maury, R. Struillou** (Présidents des trois comités)

Comité de Rédaction : **E. Absi, P. Antoine, F. Bonnechère, Prof. Descœudres, P. Duffaut, J. Kérisel, P. La Rochelle, P. Londe, L. Parez, F. Schlosser**

Revue trimestrielle

Abonnement 1993 (numéros 62 à 65) franco : 582 F

Prix au numéro franco : 168 F (valable également pour les numéros anciens)

La revue est expédiée par avion dans les D.O.M.-T.O.M. et à l'étranger.

Sommaires des numéros anciens sur demande.

Presses de l'École Nationale des Ponts et Chaussées

49, rue de l'Université, 75007 Paris - Tél. : 49.54.72.72

Publicité : OFERSOP 8, bd Montmartre, 75009 Paris - Tél. : 48.24.93.39

Impression : Corlet, Imprimeur, S.A. 14110 Condé-sur-Noireau.

N° d'imprimeur : 2952. Dépôt légal : mars 1994

Presses de l'école nationale des
Ponts et chaussées

(©) 1994

Commission paritaire n° 60855

ISSN 0181 — 0529

Les articles publiés dans cette revue n'engagent que la responsabilité de leurs auteurs. Tous droits de reproduction, de traduction et d'adaptation réservés pour tous pays.

Aspects géotechniques de l'accident du nouveau port de Nice

P. HABIB

Laboratoire
de Mécanique
des Solides
École polytechnique,
91128 Palaiseau.

Résumé

Le glissement sous-marin qui s'est produit le 16 octobre 1979 lors de la construction du nouveau port de Nice a fait l'objet d'un très grand nombre de travaux pour tenter de déterminer les causes de l'accident. Ne disposant que de témoignages partiels et le corps du glissement ayant disparu, l'interprétation est très fragile. Après un rappel des faits et une description géotechnique du talus d'alluvions du delta du Var et des dépôts sur lesquels les pistes d'envol de l'aéroport de Nice ont été construites, différents scénarios sont décrits qui peuvent expliquer comment les alluvions se sont liquéfiées et ont engendré un glissement sans rapport avec l'exécution des travaux, glissement d'au moins huit millions de mètres cubes comprenant les terrassements faits pour la digue du nouveau port ainsi que le site même de la digue. Enfin, on évoque le risque sismique des talus sous-marins.

Geotechnical aspects of the Nice new harbour accident

Abstract

The submarine slope failure which occurred on Oct. 16th 1979 during the construction of the Nice new harbour was extensively studied to try to find the origin of the accident. There is only incomplete testimonies and the main part of the slipped mass having disappeared, the interpretation is flimsy. After a geotechnical description of the alluvional slope of the Var delta and of the soils on which the Nice airfield was built, different scenarios are given to try to describe and explain how alluvions liquefied and created a slip having no relation with the harbour making, a slip of about eight millions cubic meters, including the fills of the new harbour dike and the soils of the very dike site. Finally seismic risk of submarine slopes are recalled.

Introduction

Le 16 octobre 1979, il faisait à Nice un très mauvais temps avec du froid, du vent, des averses et une très mauvaise visibilité sur la mer. De sorte qu'il y avait très peu de gens sur les plages et sur la côte et, par conséquent, il n'y a eu qu'un petit nombre d'observateurs pour rapporter une vue même partielle du grave accident qui s'est produit au nouveau port, avec seulement une dizaine de témoins environ, répartis le long de la baie des Anges. Cet accident a causé des pertes en vies humaines ; il a été provoqué par un glissement sous-marin, qui a engendré d'une part un phénomène de raz de marée tout le long du littoral autour de Nice dont les effets ont été ressentis au loin, et d'autre part la disparition d'une grande partie des travaux de remblaiement du nouveau port. A La Salis, à l'ouest, près d'Antibes, il y a eu notamment trois vagues destructrices, dont la première d'ailleurs n'a pas été la plus forte, avec, entre chacune, un retrait de la mer découvrant la plage jusqu'à trois mètres de profondeur. Par beau temps, on aurait sans doute pu avoir davantage de témoignages et on aurait été capable d'une vue d'ensemble du phénomène, mais il y aurait eu sans doute beaucoup plus de victimes.

Pour saisir l'origine de l'accident et analyser les phénomènes observés, des études très nombreuses et très complètes ont été entreprises. Elles ont été demandées d'une part, par la Mission d'Inspection Pluridisciplinaire (MIP), c'est-à-dire la commission administrative nommée par le gouvernement français, et d'autre part par la Direction Départementale de l'Équipement des Alpes-Maritimes (DDE), maître d'œuvre des travaux du port et de l'aéroport. Les avis des meilleurs experts du moment ont été recueillis et de nombreux organismes ont participé aux enquêtes : la gendarmerie pour les témoignages, la météorologie nationale et le CNEXO pour l'état de la mer, le BRGM, le LCPC, l'Université de Californie (Berkeley) pour la géologie et la géotechnique, le LDG pour la veille sismologique, le tout avec des essais de laboratoire, des reconnaissances géotechniques sur le terrain, des reconnaissances sous-marines, etc. Il y a eu aussi, bien entendu, des analyses faites par les experts judiciaires. Pourtant, après tous ces travaux, mais du fait de l'absence d'une vision complète et globale de l'accident, il est extrêmement difficile de décrire aujourd'hui l'enchaînement des phénomènes de glissement et de raz de marée.

Dès le commencement des expertises, deux thèses ont été avancées ; pour les uns, l'origine du raz de marée était le glissement qui a affecté le terre-plein sud du nouveau port, la vague que ce phénomène aurait engendrée étant responsable des dégâts sur la côte. Pour les autres, l'origine de l'accident était à rechercher dans un effondrement sous-marin, accident qui aurait engendré une première vague dont l'effet fut la destruction du nouveau port et le raz de marée sur la côte.

Au lendemain de l'accident, le journal *Le Monde*, du 18 octobre 1979, titrait : « Deux hypothèses pour la catastrophe de la Côte-d'Azur : avalanche sous-marine ou glissement de terrain ? » Bref, est-ce la poule qui a fait l'œuf ou l'œuf qui a fait la poule ? Il n'est pas certain que l'on puisse apporter aujourd'hui la preuve formelle qu'une de ces deux interprétations soit fautive ; on peut cependant tenter de proposer des modèles d'accident qui intègrent bien les observations techniques faites.

Rappelons enfin que les aspects géologiques de cet accident ont fait l'objet d'une présentation orale de J. Goguel devant le Comité Français de Géologie de l'Ingénieur et que le but du présent article est de préciser certains aspects géotechniques du ou des glissements de terrain du 16 octobre 1979.

Généralités sur les grands glissements de terrain

Bien que les glissements de terrain soient des accidents relativement courants, nos connaissances sur la genèse des grands glissements, c'est-à-dire supérieurs à dix millions de mètres cubes, sont très limitées. Il y a très peu de bonnes descriptions de grands glissements, parfois parce que les observateurs compétents ont été emportés par le désastre (Vaïont [4]), le plus souvent parce qu'il n'y en avait pas ou que ceux qui étaient présents ont eu rapidement d'autres occupations que de prendre des notes. Le film du Norwegian Geotechnical Institute d'Oslo sur le grand glissement de Rissa, en Norvège, est, à ce titre, tout à fait exceptionnel puisqu'il a permis de saisir pratiquement toutes les phases d'un accident.

En fait, on ne sait même pas s'il y a une systématique des grands glissements. Compte tenu des masses mises en jeu, des distances concernées, il est invraisemblable que les mouvements puissent se produire simultanément, et peu crédible qu'ils commencent par le haut : il semble que les très grands glissements de sol soient plutôt régressifs, c'est-à-dire qu'ils commencent par une ou par plusieurs ruptures à partir du bas et se développent ensuite progressivement vers le haut. Le mécanisme des avalanches semble inverse : l'avalanche commence à partir du haut de la pente et s'écroule en s'amplifiant vers le bas. Mais l'avalanche est plus un accident des pentes neigeuses ou rocheuses que des talus de terre et sa vitesse est généralement plus grande que celle des glissements de terrain. Les vitesses de ces derniers sont généralement faibles, voire très faibles en dehors des crises paroxysmiques, où elles atteignent quelques kilomètres à l'heure sauf dans les cas de liquéfaction des loess, des argiles sensibles ou des sables lâches où de véritables fleuves de boue peuvent s'écouler comme des liquides. Signalons cependant le glissement de Vaïont (300.10^6 m^3), déjà cité, qui a largement dépassé la vitesse de 100 km/h sans liquéfaction (Fig. 1), avec une plaque quasi intacte ou, tout au moins, sans grave désorganisation de sa structure géologique [1]. A Rissa (10.10^6 m^3) des plaques superficielles rigides ont flotté sur un fleuve de boue, entraînées à près de 30 km/h. Le glissement de Tuve [3], en Suède (6.10^6 m^3) intéressant une grande partie d'argile sensible a été lui aussi régressif, comme celui de Rissa.

Les glissements sous-marins sont encore plus mal connus : on ne dispose pratiquement d'aucune observation et on ne les connaît que par leurs effets. Des glissements sous-marins de plusieurs centaines de millions de mètres cubes se sont produits et ont été identifiés. Des observations ont montré que des glissements sous-marins se sont produits un mois après l'action d'un agent déclenchant dûment identifié. Comme pour les glissements à terre, le grand glissement sous-marin monolithique de terre paraît exclu et le caractère régressif paraît probable. Mais, en revanche, le mécanisme



FIG. 1 Vaïont : glissement du mont Toc. Il est assez étonnant de penser que ce boqueteau boisé a glissé à une vitesse de 100 km/h.
Vaïont : mount Toc slide. It is surprising to think this small wood had slipped with a 100 km/h speed.

d'avalanche est certainement possible. Dans un glissement à terre, ce qui provoque l'arrêt du glissement, c'est essentiellement le changement de géométrie : le bourrelet qui se produit au pied du glissement diminue le moment moteur et augmente la résistance au mouvement par son poids et par son frottement. Dans l'eau, le poids moteur est diminué mais le poids du bourrelet est aussi moins efficace, puisqu'il est réduit par la poussée d'Archimède, et le frottement peut disparaître, annulé par la lubrification de l'eau : un mouvement accéléré devient possible, et on revient au phénomène d'avalanche. Il n'est pas douteux que les nombreux canyons à fond plat qui existent autour du plateau du delta du Var, dont celui dit du Paillon, sont des couloirs d'avalanches par où doivent passer, de temps à autre, des chasses de sédiments sous forme de courants de densité qui assurent au talus du delta du Var un équilibre dynamique au rythme lent des phénomènes géologiques. Seul le mécanisme de l'avalanche hydrodynamique permet d'expliquer les distances atteintes par les débris et les vitesses du ou des courants de densité lors de l'accident du 16 octobre 1979.

Il est hautement probable que dans le glissement qui a entraîné une partie du nouveau port, les deux mécanismes, *régression* et *avalanche*, se sont produits, et la zone d'initiation du glissement qui a emporté le nouveau port se situe probablement au sein de la partie la plus raide du talus du plateau du Var. Il paraît hautement probable que des mécanismes régressifs avec des liquéfactions se sont produits au-dessus de ce point critique et vers la digue du nouveau port. Il est hautement probable qu'une avalanche s'est produite dans la partie située en dessous du point critique. Il faut dire aussi que la stabilité du talus du delta du Var était précaire avant l'accident.

3

Le talus du delta du Var

Sa stabilité était précaire, comme celle de tous les talus pourrait-on dire. Pour être plus explicite, on peut dire que tout talus à un moment donné a été instable et un talus en formation est, presque par définition, à la limite de l'équilibre.

Le talus du delta du Var est une formation quaternaire. Les sables denses de la base sont encapsulés par les silts sableux, qui sont eux-mêmes surmontés par des argiles silteuses. La description de ces derniers matériaux correspond à des silts, des argiles silteuses ou des silts sableux. Le cœur du talus contient une nappe d'eau douce en surpression de 5 m par rapport au niveau de la mer. Les formations silteuses sont souvent laminées ; des passages de sables lâches y existent, avec de très faibles densités, jusqu'à 15 % ou 20 % en densité relative. Une coupe approximative est donnée sur la figure 2.

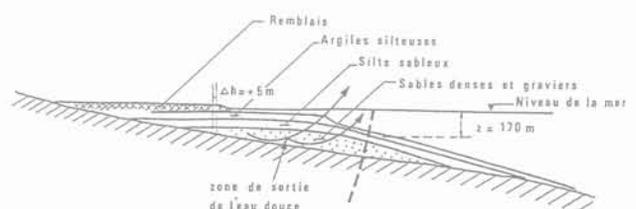


FIG. 2 Coupe schématique du talus du delta du Var au 1/25 000^e.
Schematic vertical section of Var delta slope (1/25 000^e).

La partie en pente très douce, presque un plateau, auprès de la côte, est celle qui a été gagnée sur la mer pour constituer le complexe aéroportuaire avec les pistes de roulement et les deux grandes bandes d'envol. Le remblaiement du plateau du delta a commencé dès 1945, d'abord avec des galets du Var puis, devant la menace d'épuisement du gisement, avec des remblais rocheux provenant des grands travaux autoroutiers, ou autres, de la région niçoise ; au début on a remblayé pour les pistes par 10 m d'eau ; pour les travaux du nouveau port, le remblaiement était fait par 15 m d'eau d'abord par clapage puis par déversement pour les couches supérieures. Le bord supérieur du remblaiement était à 150 m du bord du talus dont la pente près du bord était de l'ordre de 27 à 31° et plus bas, moyenne pour tout le talus, de l'ordre de 20 % (soit 12°) jusqu'à 1 500 m de profondeur.

Du fait de la différence des densités de l'eau de mer et de l'eau douce, la suppression de 5 m de l'eau de la nappe des sables à la base du talus du delta du Var peut correspondre à une communication directe entre la mer et les graviers et les sables à une profondeur de

$$\frac{5}{1,03 - 1,00} = 170 \text{ m. Mais ceci est peu vraisemblable. En}$$

effet, si le système est clos, au-dessus de -170 m le gradient hydraulique est positif dans la couche d'argile et l'eau douce sort du talus. A la cote -170 m, le gradient hydraulique est nul. En-dessous de -170 m, le gradient serait négatif et l'eau de la mer pourrait pénétrer dans le talus. Depuis le temps que cette situation existe, un équilibre a dû s'établir avec un horizon d'eau salée dans le talus du delta à la cote -170 m, de l'eau douce au-dessus et probablement une zone de transition.

On peut tenter un calcul approximatif du débit d'eau douce qui s'échappe du talus du delta du Var. Avec une perméabilité des argiles de l'ordre de 10^{-8} m/s, et en admettant que la couche externe soit peu épaisse, par exemple de l'ordre de 5 m, soit un gradient moyen $i = 1/2$ (c'est-à-dire 0 à la cote -170 m et 1 à la cote 0). Le débit des infiltrations serait de :

$$Q = K \cdot i \cdot S = 10^{-8} \times \frac{1}{2} \times 1000 \text{ m} \times 1 \text{ m} = 5 \text{ cm}^3 / \text{s par mètre de côte,}$$

ce qui est insignifiant par rapport à l'alimentation naturelle des sables sous-jacents. Si la perméabilité des sables est de l'ordre de 10^{-4} m/s on en déduit que le gradient d'alimentation des sables est de quelques millièmes, ce qui est très petit et très raisonnable. Même si ces calculs doivent être considérés comme de grossières approximations, il apparaît que le débit de percolation de l'eau douce est très petit.

La configuration hydraulique souterraine rare du talus du delta du Var mérite d'être rapprochée de la forme lobée de ce talus, qui est tout à fait caractéristique de la topographie de cette formation (Fig. 3). Cette correspondance n'a pas fait l'objet d'une étude systématique, mais il est classique que l'émergence d'une nappe à partir d'un talus à l'air libre est une situation instable qui peut donner naissance au phénomène de renard : il suffit d'une faiblesse mécanique locale du talus pour que la terre soit entraînée par le courant d'eau ; les lignes de courant aboutissant en ce point deviennent alors un peu plus courtes, le gradient hydraulique et les forces de courant y sont alors un peu plus grands ; le point correspondant devient plus instable, le phénomène peut alors s'amplifier.

On peut imaginer un mécanisme analogue sur le talus du delta du Var. Les alluvions se déposent régulièrement sur l'ensemble de la pente. Sur les crêtes des lobes, le gradient hydraulique est plus faible que dans les thalwegs où la couche argilo-silteuse en place est moins épaisse. Les dépôts en fond de thalweg se consolident donc moins bien que ceux des crêtes ; on notera que ce fait est indépendant du débit à travers la couche argileuse, mais ne dépend que des contrastes de perméabilité, les couches les moins perméables étant les plus sensibles à ce phénomène. Les thalwegs apparaissent alors comme des lieux privilégiés de déclenchement des décharges d'alluvions instables qui se produisent périodiquement et dont la trace est marquée par le réseau de chenaux à fond plat (appelés improprement canyons), qui enserrant le pourtour du talus du delta du Var, dont celui du Paillon, qui en fait appartient clairement à ce système d'effondrement des déjections alluviales.

Il est difficile d'échapper à une telle interprétation : un talus lobé ne peut se former que si les lobes s'agrandissent ou si les creux s'approfondissent. Or, imaginer que les alluvions se déposent spécialement sur les crêtes est incompréhensible : les alluvions doivent se déposer d'une façon homogène et probablement plus abondamment dans les sillons. Ceux-ci doivent alors se vider périodiquement pour subsister. Un mécanisme de chasse à partir des sillons, par exemple à partir du sillon de l'accident du 16 octobre 1979, paraît donc hautement probable.

Il résulte de ces considérations que l'on ne peut pas connaître l'âge des matériaux qui sont partis, ni leurs propriétés mécaniques. Les datations au Carbone 14, faites à différentes profondeurs dans le talus, ont indiqué les âges suivants pour les matériaux du cône d'alluvions :

- à 32,7 m :	6 750 ans BP ⁽¹⁾ ,
- à 67,5 m :	11 460 ans BP,
- à 69,5 m :	12 760 ans BP.

Il est probable, et même à peu près certain, que les matériaux qui ont disparu dans le glissement du 16 octobre 1979 étaient beaucoup plus récents (c'est-à-dire quelques milliers, voire quelques centaines d'années). Du même coup, les comparaisons de stabilité faites à partir des caractéristiques mécaniques mesurées sur le même talus, mais ailleurs, ne sont pas valables. Elles donnent des bornes supérieures, car il est bien évident que ce qui est parti devait être moins résistant que ce qui est resté. Par exemple, ce qui est resté sur la rive gauche de l'effondrement et qui présente un talus très raide dont la pente est voisine de 45° ne serait pas stable si l'on faisait un calcul de stabilité avec les caractéristiques mécaniques des argiles silteuses. Ceci démontre que les matériaux de crêtes (rive gauche de l'effondrement) sont bien mieux consolidés que ceux qui sont partis.

(1) Dans la notation BP (Before Present), l'origine du temps présent est 1950.

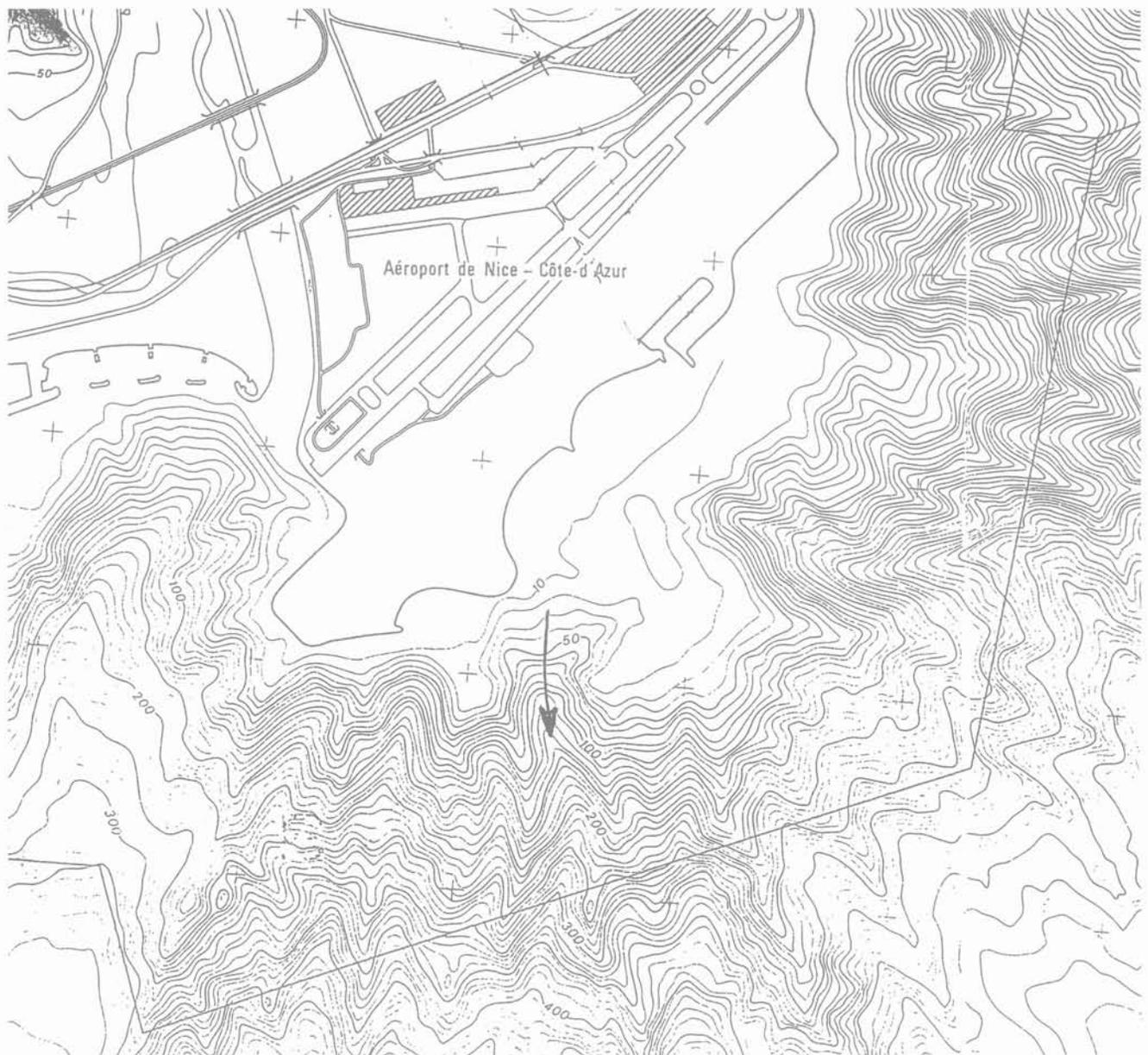


FIG. 3 Topographie du fond de la mer après l'accident. Le canyon du Var est parfaitement visible avec son fond plat. Mais sur le talus, on distingue de très nombreux sillons dont la direction est voisine des lignes générales de pente du talus. Le début de la trajectoire de l'effondrement du 16 octobre 1979 est marqué par une flèche.
Sea bed topography after the slide. The beginning of the October 16th, 1979 slide trajectory is shown with an arrow.

3

Les données matérielles et les événements

3.1

Chronologie des événements sur la côte

C'est une banalité de répéter après tous les historiens qu'il est extrêmement difficile d'apprécier la valeur d'un témoignage séparé de son contexte, même lorsqu'il est écrit et enregistré. Il faut cependant entrer un peu dans le détail de la chronologie des événements. Dans le cas

de l'accident de Nice, une circonstance exceptionnelle a permis de connaître l'heure de la chute du nouveau port avec une extrême précision : les matériels qui s'effondraient ont été vus par les personnels de la tour de contrôle de l'aéroport de Nice qui ont pu ainsi noter l'instant exact de cette partie de l'accident avec une rigueur professionnelle ; la chute de la première grue a été notée à 13 h 57 min 30 s et celle de la deuxième grue à 14 h 01 min 30 s, ce qui représente une durée d'environ 4 min à 5 min pour la disparition de la digue du nouveau port. Compte tenu de l'hésitation dans le début d'une chute, on peut affirmer que ces horaires sont connus à 15 secondes près. Pour le reste des événements, on dispose d'une dizaine de témoignages d'observateurs divers dont la relation avec le temps est beau-

coup moins affirmée. Ils ont donné le long de la baie des Anges, et sur la côte, des informations certes très exactes, mais avec des imprécisions sur l'heure d'apparition des phénomènes, de l'ordre de ± 2 min à ± 3 min, ce qui est déjà très remarquable mais insuffisant dans le cas présent, comme on le verra plus loin. Par ailleurs, on n'est pas toujours tout à fait certain que le tout début du phénomène ait été observé.

Il y a, en outre, les observations faites au port de Saint-Laurent-du-Var où l'adjoint de l'officier du port a lu un temps sur une pendule avec une précision de l'ordre de la minute et où l'officier du port a étalonné ensuite l'heure de cette pendule par rapport à l'heure officielle. S'il est certain que ce témoignage correspond au début du phénomène de retrait de la mer sur la côte à Saint-Laurent-du-Var, il n'est pas impossible, toutefois, que le moment où la baisse du plan d'eau a été effectivement perçue soit un peu en retard sur le début de l'événement. En effet, la vitesse de descente du plan d'eau a été de l'ordre de 1 à 2 cm/s et cela peut passer inaperçu ⁽¹⁾ pendant un certain temps. En revanche, quand une darse se vide, les tourbillons de l'eau, les mouvements des bateaux, etc. sont beaucoup plus sensibles. Ce témoignage situe le phénomène entre 13 h 56 min 30 s et 13 h 57 min 30 s. Le début du reflux à Saint-Laurent-du-Var a été situé par la MIP à 13 h 57 min 30 s alors que le professeur Seed estime qu'à 13 h 56 min 30 s le premier reflux était déjà en cours.

Ce mouvement était le précurseur d'un raz de marée qui allait mettre en résonance la cuvette formée par la baie des Anges et ses prolongements de crêtes sous-marines à l'est et à l'ouest, avec une période d'environ 8 min et des oscillations ressenties pendant plusieurs heures d'Antibes à Beaulieu, en passant par Saint-Laurent-du-Var et Villefranche (Fig. 4).



FIG. 4 Plan de la zone intéressée par le sinistre du 16 octobre 1979.
Map of the places affected by the October 16th, 1979 disaster.

Les autres témoignages dans les différents points de la côte ont une certaine imprécision sur l'heure ; on ne sait pas toujours si c'est la même période qui est notée par chacun, ni si le début du phénomène est strictement le même partout (une montée ou une baisse de plan d'eau) et en se souvenant que la mise en résonance de n'importe quel système est précédée d'un régime transitoire au début du mouvement, avec d'abord une

(1) La même remarque vaut évidemment pour tous les témoignages où l'eau de la mer bordait un mur vertical. Sur une plage en pente douce, il n'en serait pas de même.

pseudo-période qui, ici, a dû se coupler avec la période propre de la vague créée par l'incident sous-marin. En fait, et notamment parce que les témoignages chronologiques étaient moins nombreux à l'est de l'aéroport qu'à l'ouest, il est même difficile d'affirmer, à partir de ces données, que les maximums de flux étaient en opposition des deux côtés de la baie des Anges. Mais ce mode d'oscillation est le seul qui puisse s'amortir en quelques heures : une oscillation pulsant en phase sur la côte aurait irradié toute son énergie vers le large et se serait amortie en quelques oscillations, ce qui manifestement n'a pas été le cas.

Dans ces conditions, il est pratiquement impossible de remonter, à partir des manifestations horaires sur la côte, vers la source et cela d'autant plus que la vitesse de la vague varie avec la profondeur h de la mer. La célérité de l'onde à la surface de l'eau est égale à \sqrt{gh} lorsque h est constant, ce qui ici n'est jamais vérifié, le relief sous-marin de la baie des Anges étant même très tourmenté autour de l'aéroport de Nice. Il en résulte que les trajectoires des vagues ne sont pas rectilignes et qu'il n'est pas possible de retrouver la source de la perturbation.

Si le raz de marée qui s'est produit sur la côte est dû à un effondrement sous-marin, on peut se demander quel type de perturbation cela peut engendrer. *A priori*, l'effet principal en surface d'un effondrement sous-marin doit se trouver à la verticale de l'accident sous forme d'une dépression initiale du niveau de la mer qui, en irradiant un rond dans l'eau aux alentours, fait apparaître d'abord un creux d'onde (Fig. 5). C'est bien ce qu'ont indiqué les trois marégraphes en service dans la baie des Anges ; d'ailleurs, cela a été bien constaté au port de Saint-Laurent-du-Var. Dans une station située environ à 1 km à l'est du nouveau port, la dépression première n'a pas été nettement perçue, et le premier signal véritablement enregistré a été une crête de vague vers 14 h 01. Cependant, on doit dire qu'il n'y avait pas d'observateur potentiel disponible à cet endroit au moment où un premier reflux se serait produit. Il n'est pas non plus évident qu'un premier reflux ait eu lieu en cette zone. Cette situation particulière montre la constante ambiguïté des témoignages partiels et la difficulté d'obtenir des déductions certaines.

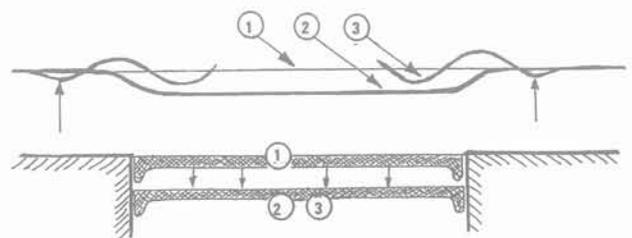


FIG. 5 Si un piston s'enfonce dans un cylindre situé au fond de la mer en passant de la position (1) à la position (2), une dépression apparaît à la surface de l'eau initialement horizontale. Ultérieurement des oscillations (3) vont se produire, mais on voit que le précurseur du « rond dans l'eau » ainsi engendré est un creux d'onde.
Sinking of a piston in the bottom of the sea.

Le glissement sous-marin près du nouveau port

Le témoignage des marégraphes conforte donc le principe de la dépression initiale du plan d'eau après un effondrement sous-marin ; ce phénomène est probablement d'autant plus valable que l'accident sous-marin est profond.

Mais il est bien clair qu'un accident superficiel engendrerait simultanément et localement un petit gonflement initial du plan d'eau (Fig. 6). En effet, si l'effondrement sous-marin correspond à un affaissement du sol, il faut bien que le volume disparu réapparaisse quelque part et, par exemple, au pied du glissement où se situe habituellement le bourrelet [7]. Il peut donc y avoir frontalement, et dans la direction du glissement, un premier signal précurseur qui soit une crête de vague et non un creux, suivi évidemment ensuite de l'effet principal correspondant à la grande dépression. Le signal précurseur est plus petit que la dépression suivante, puisque son origine se situe plus profondément dans la mer que la tête de l'effondrement, et il est localisé vers la direction du mouvement général de l'écoulement solide. D'après la MIP un tel phénomène a probablement été observé à Antibes.

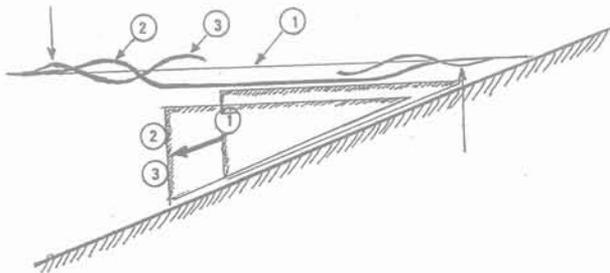


FIG. 6 Si un bloc glisse au fond de la mer avec un mouvement de translation oblique qui le mène de la position (1) à la position (2), il se forme au-dessus de l'accident une dépression du niveau de la mer initialement horizontale. Mais, vers l'avant du glissement, on observe un gonflement du niveau de l'eau. Ultérieurement des oscillations (3) vont se produire mais cette fois-ci le précurseur vers l'avant du mouvement sera un sommet d'onde. Latéralement et à l'arrière, le précurseur sera évidemment un creux comme dans le cas de la figure 5.
Sliding of a wedge along a slope in the bottom of the sea.

Aucun séisme n'a été enregistré avant l'accident. Le réseau de veille sismique n'a rien détecté avant 13 h 57, tout au plus une montée du bruit de fond à partir de 13 h 57 ou de 13 h 58, avec une agitation maximale très discrète entre 14 h 03 - 14 h 04 et 14 h 07 - 14 h 08, qui s'est atténuée à partir de 14 h 10.

Cette agitation peut être attribuée aux entrechoquements des blocs de pierres du remblai en cours d'effondrement. Rappelons que vers 14 h 10 les remblais du nouveau port avaient probablement effectué un trajet d'au moins 3 à 4 km ; rappelons aussi que la vitesse de propagation des ondes sonores dans le sol est comprise entre 2 et 5 km/s.

On ne dispose pas d'une bathymétrie complète du talus du delta du Var faite avant l'accident, et il y a une lacune entre -100 m et -500 m. En extrapolant jusqu'à -150 m ce qui était connu entre 0 et -100 m et en faisant la différence avec la bathymétrie après l'accident (Fig. 7), il apparaît qu'environ huit millions de mètres cubes ont disparu, dont quatre millions ⁽¹⁾ étaient constitués par l'emprise et par les remblais du nouveau port. Sur la figure 7, l'isobathe -20 m est indiquée en pointillé avant l'accident ainsi que la position de la digue destinée à la darse du nouveau port. Après l'accident, la profondeur à cet emplacement était de -50 m.

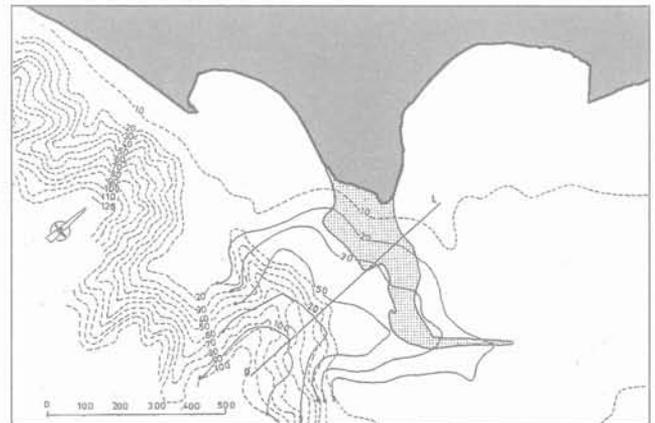


FIG. 7 Plan des lieux avant et après le sinistre.
Map of the new harbour before and after the sinister.

3.2.1

Hypothèse d'un grand glissement sous-marin près du nouveau port

A partir de la rupture initiale, à 13 h 57, un courant de densité s'est formé rejoignant le canyon sous-marin du Var et s'écoulant vers les grands fonds. Ce courant a rompu à 80 km de là le câble téléphonique Gênes-Barcelone, immergé à -2 520 m, à 18 h 45, puis 30 km plus loin le câble Gênes-Sassari, immergé à -2 600 m, à 22 h 50. La vitesse moyenne du courant de densité a donc été de l'ordre de 17 km/h dans la première partie du trajet, et de l'ordre de 7 km/h dans la seconde. Par un effet d'avalanche au cours de transport, le volume des sédiments entraînés a énormément grossi : l'estimation très imprécise de l'étendue et de l'épaisseur des nouveaux sédiments laisse penser qu'il est peut-être arrivé 100 millions de m³ de matériaux en fin de parcours.

(1) 2,5 millions de m³ pour les remblais d'après la MIP.

Hypothèse d'un grand glissement sous-marin au large

Dans l'hypothèse où l'essentiel des matériaux arrivés en fin de parcours aurait été fourni par des glissements très importants au voisinage du confluent des canyons sous-marins du Var et du Paillon, la vitesse moyenne du courant de densité serait de l'ordre de 15 km/h dans la première partie du trajet, entre le confluent des canyons et le premier câble et de 7 km/h dans la seconde partie, estimations très voisines des précédentes ce qui ne permet pas d'utiliser ce critère pour trancher entre les deux hypothèses. Signalons cependant que la modélisation proposée par Mulder [6] estime la vitesse initiale à plus de 50 m/s.

Quelle que soit l'hypothèse envisagée, l'accident restera probablement un cas d'école de géologie, pour illustrer le transport à grande distance de matériaux par un courant de densité sous-marin, et le phénomène qui s'est produit à Nice le 16 octobre 1979 entre tout à fait dans la statistique portant sur 25 cas, donnée par Edgers et Karlsrud (1982) [2], tant pour le volume transporté que pour la distance couverte par les débris ou pour les variations de la vitesse au cours du mouvement.

La liquéfaction

La rapidité de la disparition du nouveau port et la forme du talus sous-marin résiduel qui est en partie convexe et finalement avec une pente assez douce à l'emplacement de ce qui fut le nouveau port font penser que le sol des fondations s'est véritablement liquéfié. L'expression *liquéfaction des sols* est parfois employée avec différentes significations. Il importe d'être très clair sur ce sujet et de définir avec précision les différents concepts qui peuvent être sous-jacents. C'est ce qui va être tenté maintenant.

Liquéfaction des sables fins saturés sous l'effet d'un chargement statique (B. Seed)

Reprenant les études antérieures de Casagrande et Castro, Bolton Seed a fait un travail tout à fait original pour montrer que les sables lâches saturés pouvaient être placés dans un état mécanique métastable : il a travaillé sur le sable de la rivière Sacramento et sur le sable de Nice. Ce dernier est plus délicat à manier à cause de la présence de mica, qui rend la saturation des échantillons plus difficile et plus lente. Mais la propriété mise en évidence par B. Seed est une propriété extrêmement générale qui est valable pour tous les sables fins saturés dans un état très lâche, c'est-à-dire avec des densités relatives de l'ordre de 30 % à 40 %.

Sous un état de contraintes triaxiales, tel que le rapport des contraintes principales soit de l'ordre de celui qu'on pouvait imaginer sur le talus du delta du Var, l'expérience montre qu'en condition de non-drainage (c'est-à-dire pour une sollicitation rapide), une très légère augmentation du déviateur des contraintes provoque un véritable phénomène de fluage, c'est-à-dire une déformation du matériau à vitesse constante. Ce phénomène, dans un délai plus ou moins long, s'accélère et aboutit à une perte complète de résistance par transfert des contraintes effectives vers la pression interstitielle. La

structure du sable semble se désorganiser lentement vers une situation où les grains n'ont pratiquement plus de contact les uns avec les autres et flottent dans le liquide interstitiel. Le phénomène de fluage est capable de persister, même si, après avoir été déclenché par une petite augmentation de la contrainte déviatorique, on supprime cette petite augmentation pour revenir à l'état initial. C'est ceci qui justifie le mot métastable employé plus haut. Le phénomène de fluage est arrêté si l'on permet le drainage de l'échantillon. C'est-à-dire que le phénomène est régi par la vitesse de contrainte avant que soit atteint le maximum de la résistance, puis par la vitesse de déformation après ce maximum. Une augmentation de la pression interstitielle à partir de l'état initial ne provoque pas la mise en liquéfaction du sable, tout au moins pour des incréments raisonnables de la pression des pores ; bien entendu, comme pour tous les sables même à forte densité, une augmentation forte de la pression interstitielle peut engendrer la rupture du matériau en diminuant également les contraintes effectives, mais une petite augmentation de la pression interstitielle peut passer inaperçue.

Les difficultés expérimentales pour mettre en évidence ces propriétés sont grandes comme pour toute étude d'un phénomène métastable. La principale complication réside dans le fait que les échantillons de sables lâches se compactent spontanément au moindre choc, à la moindre vibration ; la saturation de ces matériaux est particulièrement délicate ; à titre indicatif, la préparation d'un échantillon peut durer huit heures et le contrôle de la saturation est évidemment une partie importante et délicate de l'essai.

Dans des conditions de chargement drainé (c'est-à-dire lent dans la nature), de telles structures granulaires sont stables et ne se tassent pas : elles sont, en quelque sorte, consolidées et leur densité faible ne variera pas (ou presque pas) en fonction des charges appliquées surtout si elles sont appliquées très lentement.

Il est à peu près certain que ce phénomène de liquéfaction s'est produit à Nice lors de l'accident du 16 octobre 1979. En effet, il est à peu près certain que dans les masses de terres qui sont parties, devaient se trouver des couches de sables lâches analogues à celles qui ont été identifiées ailleurs. Ces sables ont été évidemment soumis à de petites déformations, ce qui a forcément engendré leur liquéfaction, puis les grandes déformations. Les inclusions de sables liquéfiés ont évidemment formé un extraordinaire lubrifiant dans la masse dans le mouvement de glissement général.

Liquéfaction des sables fins saturés sous l'effet d'un chargement cyclique

Là encore, les travaux de B. Seed et de ses collaborateurs ont été, en leur temps, à l'avant-garde de la science. Ils sont cependant un peu plus anciens et, à ce titre, bien connus des spécialistes.

Ce phénomène est assez voisin du précédent. Lorsqu'un sable fin saturé est soumis à des sollicitations cycliques, la structure granulaire est capable de s'effondrer et de perdre toute résistance. Le nombre de cycles est d'autant plus grand que la densité relative du sable est élevée. Pour des densités faibles, la perte de résistance peut être obtenue par des sollicitations cycliques beaucoup plus petites que la sollicitation statique qui aurait entraîné la liquéfaction du sable. Le phé-

nomène est lié à l'augmentation progressive, cycle après cycle, de la pression interstitielle.

Il ne semble pas que ce phénomène ait joué un rôle particulier à Nice lors de l'accident du 16 octobre 1979, puisque aucune sollicitation cyclique particulière (sismique, par exemple) n'a été identifiée.

4.3

Liquéfaction des argiles hautement sensibles

Il s'agit d'un phénomène qui a été observé dans des argiles qui se sont déposées en conditions marines, puis qui ont été lessivées de leurs ions sodium par une percolation d'eau douce. Des formations de ce genre n'ont été identifiées que dans les pays nordiques, au Canada (Leda), en Suède et en Norvège (Rissa), et on les appelle *quick clays*. Ces argiles remaniées par une déformation perdent leur structure initiale. Comme leur teneur en eau naturelle est nettement supérieure à la limite de liquidité, une colline se transforme en un fleuve de boue. La résistance au cisaillement s'effondre dans le rapport de 1 à 20. De tels matériaux sont sensibles à une addition de chlorure de sodium, qui leur fait retrouver une part de la résistance initiale. La situation hydrogéologique du delta sous-marin du Var était favorable au lessivage de l'argile par l'eau douce, et on a pu comparer le cas de Nice à celui des argiles nordiques hautement sensibles à structure fragile. Indépendamment du fait que les conditions climatiques de dépôt dans la région de Nice n'ont rien de commun avec celles des argiles glaciaires, il était souhaitable d'en faire l'expérimentation. Les essais qui ont été faits n'ont pas permis de mettre en évidence une quelconque influence d'une addition de sel. Il ne semble donc pas que ce phénomène ait pu se produire dans les matériaux argilo-silteux du talus du delta du Var.

4.4

Liquéfaction des argiles sensibles

Bien qu'il ne s'agisse pas d'une liquéfaction au sens strict du mot, c'est-à-dire d'une perte quasi complète de la résistance, il est certain que les matériaux argilo-silteux du delta du Var doivent être considérés comme des matériaux sensibles, c'est-à-dire susceptibles de perdre notablement leur résistance lorsqu'on les remanie. Le radoucissement correspondant est important, et cet effet, allié à la présence des gaz inclus dans ces matériaux mous, rend leur prélèvement dit « intact », puis leur étude en laboratoire, particulièrement délicats. En effet, les gaz inclus se dilatent lorsqu'on amène les échantillons à la pression atmosphérique au moment du prélèvement, ce qui bouscule les grains et désorganise la structure déjà peu résistante de ces matériaux. La perte de résistance par le remaniement est suffisamment sensible pour qu'on lui ait attribué, avec une certaine vraisemblance, la faible cohésion trouvée immédiatement sous les remblais, les sols bousculés lors de la mise en place des remblais n'ayant pas récupéré leur résistance structurale initiale.

Le radoucissement de ces matériaux, allié à la lubrification par les couches de sables fins liquéfiés ou par l'eau de mer ambiante, a probablement contribué très largement à provoquer l'écoulement de toute la partie supérieure de la zone éboulée, c'est-à-dire celle qui portait la digue du nouveau port, en un temps très court (3 à 4 min) pour un glissement de terrain, mais apparem-

ment long pour un phénomène de liquéfaction complète du type de ceux qui ont été évoqués plus haut.

4.5

Liquéfaction par augmentation de la pression interstitielle

On dit parfois que l'augmentation de pression interstitielle peut amener un sol à la liquéfaction. On sait, par exemple, que la mise en place de remblais augmente la pression interstitielle du sol sous-jacent et aussi qu'elle peut se transmettre au loin par le canal de couches plus perméables ; ce phénomène pourrait entraîner la liquéfaction de l'argile sous le chargement, mais aussi, loin de la zone chargée.

Il s'agit d'une erreur de langage ; ce phénomène peut entraîner la rupture de l'argile mais non sa liquéfaction ; on ne peut pas parler d'une pression interstitielle limite de liquéfaction, mais simplement d'une pression interstitielle critique telle que la stabilité locale (c'est-à-dire là où la pression interstitielle s'est propagée) soit en danger.

A ce titre, la pression interne au delta du Var, correspondant à une surpression hydrostatique de 5 m et peut-être davantage, après les fortes pluies d'octobre qui ont précédé la journée de l'accident, n'est pas un facteur de liquéfaction, mais simplement un facteur d'instabilité. Si une rupture se produit, la liquéfaction par radoucissement peut évidemment se produire, mais ultérieurement comme une conséquence de la déformation.

4.6

Liquéfaction par effet d'avalanche

L'avalanche sous-marine, comme l'avalanche de neige, est un phénomène apparenté à la mécanique des fluides. Il est important de savoir que ce fluide en écoulement est animé de mouvements turbulents, dont le sens de rotation est l'inverse de celui du roulement des blocs sur une pente lors d'une avalanche de blocs rocheux (Fig. 8).

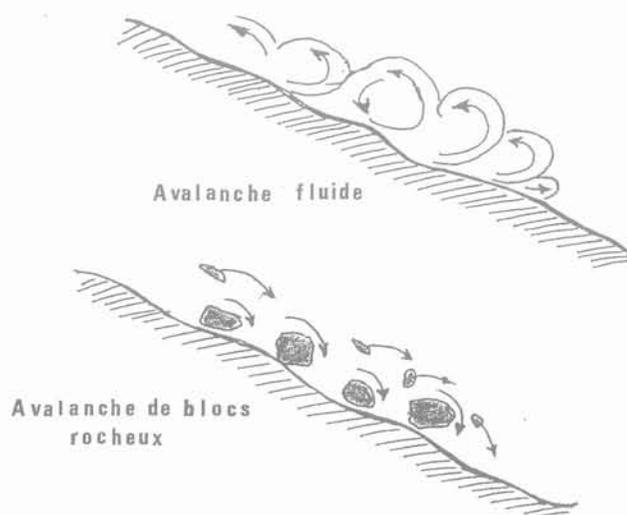


FIG. 8 Avalanche fluide et effondrement rocheux.
Fluid avalanche and stones avalanche.

Ces rouleaux de turbulence contribuent au maintien des terres en suspension dans le courant de densité, ce qui leur permet ainsi de s'écouler très au loin. Ces mouvements turbulents permettent sans doute, comme pour l'avalanche de neige, de mettre en mouvement toutes les terres instables disponibles sur les talus sur lesquels l'avalanche sous-marine déboule et de les maintenir en suspension ce qui est indispensable pour qu'un courant de densité puisse s'écouler.

5

Remarques sur l'expertise

Une expertise en cas de ruine mécanique doit se terminer par un calcul qui démontre que la résistance était inférieure à la sollicitation.

Par exemple voici trois fils concourants et une charge sur l'un des brins (Fig. 9). On calcule aisément les forces dans les deux autres brins ; si la résistance de l'un de ces deux brins est inférieure à la sollicitation, la cause de l'accident est trouvée. La justice peut déterminer ensuite qui est responsable ou comment se répartissent les responsabilités : le maître d'ouvrage qui n'a pas donné les véritables charges auxquelles le système sera soumis, le maître d'œuvre qui s'est trompé dans le calcul des forces, l'entrepreneur qui a économisé sur les fils, le fournisseur qui n'a pas donné les bons fils, le contrôleur qui n'a pas bien fait les vérifications, etc.

Il ne faut pas demander au tribunal de se substituer aux experts et, en particulier, l'autorité de la chose jugée ne peut pas s'étendre à la partie technique de l'expertise. Sinon le soleil continuerait de tourner autour de la terre depuis le procès de Galilée.

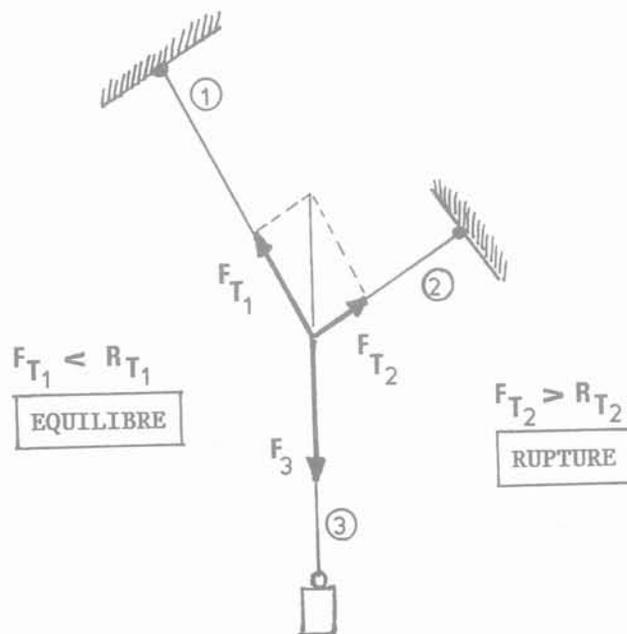


FIG. 9 Équilibre ou rupture d'un système de trois fils.
 F_T = État-limite ultime de la force de tension du projet.
 R_T = État-limite ultime de la résistance à la traction du projet.
 Equilibrium or failure of a three strings system.

Bien entendu, l'expertise commence par un examen et un diagnostic et c'est en ce sens que le travail de l'expert a souvent été assimilé à celui du médecin. Mais ce qui distingue ces deux activités, c'est la vérification numérique. Le travail de l'expert est souvent rendu difficile par le fait que tel petit défaut de la structure apparaît après la ruine comme une déchirure béante, et il faut imaginer la situation initiale où la géométrie était correcte.

Mais pour un glissement de terrain, lorsque le corps du délit a disparu, parce qu'un entrepreneur actif a terrassé toute la masse glissée, ou parce que celle-ci a disparu au fond des mers, il est extraordinairement difficile, voire impossible, de déterminer la résistance initiale. Nous avons dit plus haut que la résistance de ce qui est resté en place à Nice était plus grande que celle de la matière qui est partie : il s'agit d'un truisme qu'on peut répéter pour tout accident et il n'est pas étonnant que les calculs classiques faits dans l'hypothèse de la rupture circulaire, même avec des essais de laboratoire particulièrement délicats du fait des difficultés de prélèvement d'échantillons intacts signalés précédemment, et avec des essais *in situ* effectués dans des matériaux inhabituels, donnent des coefficients de sécurité compris entre 1,1 et 1,3. Ne connaissant ni les propriétés mécaniques, ni même les éléments géométriques qui ont caractérisé l'intérieur du talus avant son écroulement, on ne peut faire que des approximations grossières qui n'ont pas valeur de preuves.

Dans ces conditions, on ne peut qu'imaginer des scénarios possibles, le plus possible de scénarios possibles, et les éliminer successivement chaque fois qu'une invraisemblance apparaît. Mais que faire si l'on reste plusieurs scénarios vraisemblables ?

6

Quelques scénarios possibles

6.1

Scénario proposé par la MIP

Pour la MIP, le raz de marée observée en baie des Anges a été causé par un glissement de terrain d'origine non sismique. Par des considérations sur la vitesse de propagation des vagues et de la propagation des ondes sonores dans le sol, un certain nombre d'accidents possibles situés à plus de 3 km du chantier ont été écartés (élimination de scénarios) ; la MIP en a déduit que l'accident s'est passé au voisinage du nouveau port et en définitive que le glissement qui a entraîné le nouveau port est responsable du raz de marée :

« La MIP ne peut donner aucune cause précise à l'amorçage du glissement ayant affecté le port. »

« La MIP est arrivée à la conclusion qu'avant qu'il n'affecte le remblai du nouveau port, le glissement s'est manifesté sur le talus sous-marin pour s'étendre progressivement ensuite au plateau et aux remblais du port. Mais, en l'absence de toute information directe, on en est réduit aux hypothèses quant à la position et la cause du glissement. »

Il s'agirait donc d'un glissement régressif, comme indiqué au § 1 dont la cause initiale est incertaine et ce n'est pas trahir l'esprit des conclusions de la MIP de dire que, du fait du caractère régressif de l'accident, la présence des remblais du nouveau port n'a en aucune manière contribué au déclenchement de l'accident (Fig. 10a).

Une variante sur ce scénario

Le scénario retenu par la MIP présente une difficulté. Le premier mouvement qui a été observé au port a eu lieu à 13 h 57 min 30 s. Les premiers mouvements observés à Saint-Laurent-du-Var ont eu lieu au plus tard à la même heure ; même si les vagues à la surface de l'eau peuvent aller très vite dans la baie des Anges, de 30 m/s à 100 m/s du fait de la profondeur, il faut au moins 30 s pour qu'un signal puisse aller du nouveau port jusqu'à Saint-Laurent-du-Var. Il semble donc que le début du raz de marée ait précédé le début du glissement du chantier du nouveau port qui du coup ne peut pas être considéré comme le facteur déclenchant du raz de marée. Il faut donc qu'un autre phénomène se soit produit avant la chute du port. On voit ici l'importance de la connaissance d'une chronologie exacte puisqu'une imprécision de l'ordre de la minute peut modifier complètement l'évaluation de la cause. Dans l'hypothèse ci-dessus, on peut imaginer un accident sous-marin au voisinage du nouveau port situé dans le canyon par où est passé l'éboulement. Le scénario est alors le suivant.

L'équilibre précaire du talus du delta du Var se dégrade progressivement dans la matinée du 16 octobre 1979. Vers 13 h 54, un glissement s'amorce dans un thalweg instable du talus du delta du Var et se transforme en un grave accident en s'augmentant de toutes les terres instables du talus du Var ; si l'on se souvient qu'il a fallu 3 à 4 min pour faire disparaître les 4 à 5 millions de mètres cubes correspondant à l'emprise du nouveau port, on admettra qu'il a bien fallu 2 ou 3 min pour faire effondrer les 3 à 4 millions de mètres cubes de la partie inférieure du glissement. Cet effondrement fait apparaître une dépression de la surface de la mer qui provoque une baisse du plan d'eau du nouveau port et déstabilise celui-ci, cependant qu'un mouvement régressif se développe sur le plateau du talus du delta du Var. Le creux de vague ne se propage pas vers l'est, car il en est physiquement empêché par la présence de la digue : le creux d'onde ne peut qu'irradier avec une très faible intensité vers l'aéroport en se diffractant à l'extrémité est de la digue. La partie basse du glissement repousse de l'eau devant elle et engendre un boursoufflement de la surface de la mer qui part en précurseur positif vers Antibes et Port-Vauban. Le creux qui s'est produit se propage vers le reste de la côte et apparaît d'abord, notamment aux marégraphes, comme un premier reflux. C'est à peu près au moment où cette onde arrive au port de Saint-Laurent-du-Var que la digue du nouveau port disparaît à son tour et que la deuxième phase du glissement se produit, relançant une nouvelle vague devant elle qui complique le phénomène hydraulique. Ces mouvements fortement dissymétriques par rapport à la baie des Anges (et les prolongements sous-marins par les deux crêtes qui l'encadrent) mettent en résonance l'ensemble du bassin dans une oscillation qui perdra son énergie par radiation en quelques heures.

Les mouvements qui se sont produits autour du premier point d'effondrement ont engendré des distorsions dans les volumes d'alluvions situés près de cette zone de glissement. Tous les horizons de sables fins saturés lâches, identifiés par les reconnaissances à terre et en mer effectuées avec le piézocône, se sont presque instantanément liquéfiés. Ces couches, en perdant toute résistance, ont reporté plus haut (et plus bas) les efforts qu'elles supportaient, engendrant ainsi de nouvelles distorsions qui provoquaient de nouvelles liquéfactions. Les limons sensibles soumis à de grandes déformations

se sont radoucis au point de ne plus offrir qu'une résistance médiocre. Tout s'est alors écoulé en passant entre les deux piliers restés en place, probablement consolidés depuis plus longtemps et situés de part et d'autre du chenal d'écoulement. Finalement, il est resté au niveau du nouveau port un fond faiblement incliné et sur le talus du delta du Var une pente d'érosion plus forte. Les matériaux remaniés de l'effondrement se sont d'abord écoulés dans le canyon du nouveau port, puis dans le canyon du Var, cependant que le mécanisme d'avalanche grossissait le courant de densité de tout ce qui était instable sur le chemin et transportait à plus de 100 km de là l'ensemble des débris (Fig. 10b).

Scénario de B. Seed

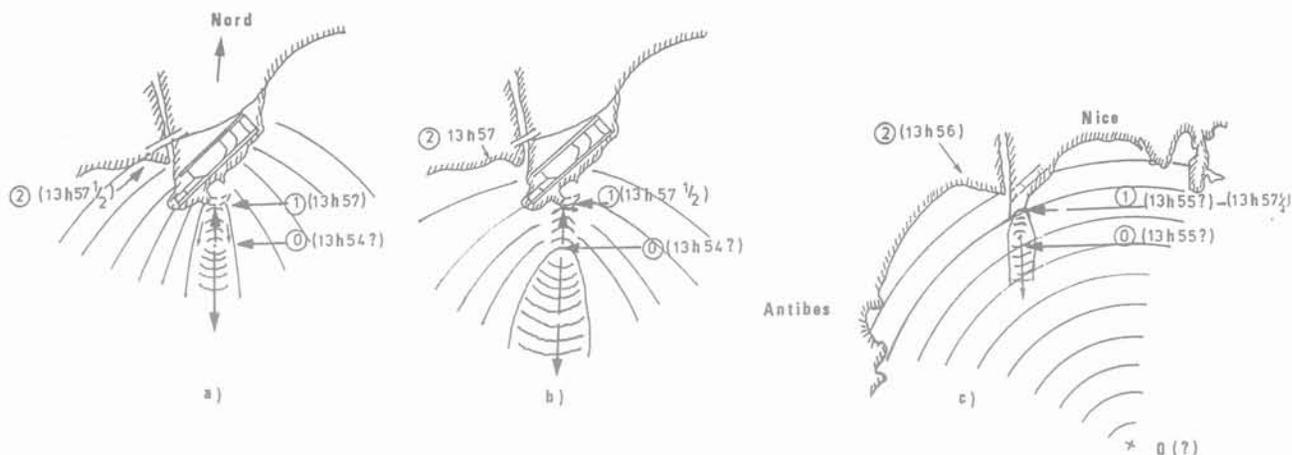
Pour B. Seed, toutes les indications horaires de l'arrivée des manifestations sur la côte sont trop imprécises pour qu'il soit possible d'en tirer des informations exactes : les observateurs n'ont pas tous vu le début du phénomène, que ce soit un creux d'onde ou un petit gonflement, voire ont cru voir la première vague quand c'était la seconde ou la troisième. En fait tous les témoignages pourraient s'accorder sur une perturbation venant du large, de très loin, 15 km peut-être, qui aurait été engendrée par l'effondrement de quelques cent millions de mètres cubes de sédiments. Les arrivées sur la côte ont été presque simultanées, éventuellement avec quelques petites différences du fait de la longueur des trajectoires et de la célérité des ondes de surface qui est variable car fonction de la profondeur de la mer.

Cette perturbation initiale a provoqué un raz de marée le long de la côte, d'Antibes à Beaulieu, avec un abaissement du niveau de l'eau de l'ordre de 2,50 m. Au nouveau port, les remblais ont été déjaugés ce qui a créé une augmentation soudaine de la charge sur le sol du plateau du delta du Var et cela s'est traduit par une augmentation de 2 % du déviateur des contraintes à l'endroit où est apparue la première rupture sur le talus du delta du Var. Ce fut suffisant pour que cette sollicitation statique rapide déclenche après un certain temps la liquéfaction dans les couches de sables lâches et cette première rupture a été suivie d'une évolution régressive qui a emporté le nouveau port (Fig. 10c).

Pour déterminer l'endroit où la première rupture s'est produite du fait de la baisse du plan d'eau, B. Seed fait un calcul par la méthode des éléments finis sur un modèle représentant le profil initial du talus du delta du Var. La sollicitation est apportée en tête par le poids propre et par l'effet du déjaugage des remblais. On s'intéresse uniquement à ce qui se passe sur le profil restant du sol après l'accident (Fig. 11) ; il y a évidemment sur cette ligne un point où le déviateur de rupture est maximal et B. Seed dit que ce point est celui où s'est produit la liquéfaction initiale. Hasard ou intuition, ce point est voisin de celui où la MIP avait situé l'origine de l'accident régressif qui a emporté le nouveau port.

Commentaires

Dans les deux premiers scénarios cités ci-dessus, l'origine de l'accident initial reste obscure et c'est bien désagréable. Mais il faut dire que toutes les autres interprétations qui ont pu être proposées, y compris celle de B. Seed, présentent la même faiblesse, et ont besoin d'un *deus ex machina* pour le début de l'accident : le mystère reste entier pour savoir ce qui a pu déclencher les événements sous-marins ayant provoqué le raz de marée sur la côte.



La vague qui atteint Saint-Laurent-du-Var à 13 h 57 min 30 s est déclenchée par le glissement du nouveau port qui commence à 13 h 57.

La vague qui atteint Saint-Laurent-du-Var à 13 h 57 est déclenchée par un premier glissement sous-marin qui commence à 13 h 54 (?). Le glissement régressif détruit le nouveau port à 13 h 57 min 30 s.

La vague qui atteint le nouveau port à 13 h 55 (?), puis la côte à 13 h 56 est déclenchée par un glissement sous-marin lointain qui provoque une rupture locale à 13 h 55 (?) puis la chute du port à 13 h 57 1/2.

FIG. 10 Trois scénarios : (a) d'après la MIP ; (b) variante de (a) ; (c) d'après B. Seed.
Three scenarios : (a) adapted from MIP ; (b) variant of (a) ; (c) adapted from B. Seed.

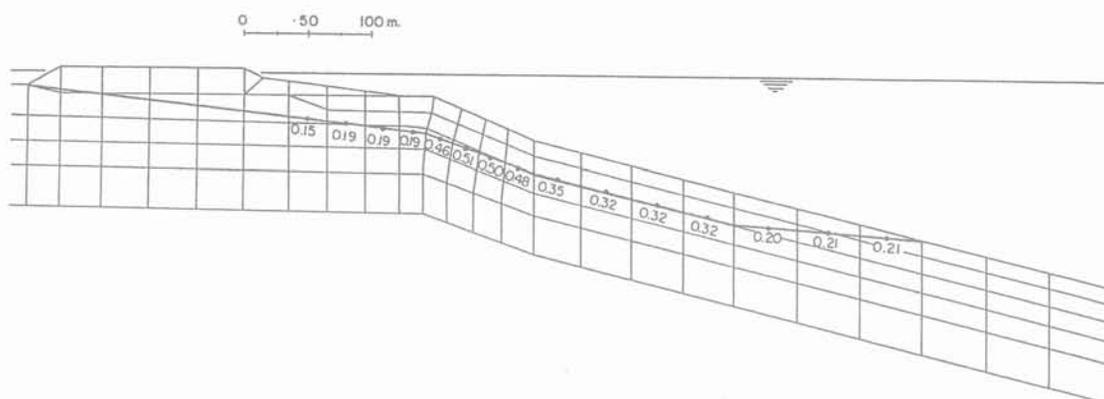


FIG. 11 Calcul de τ/σ par la méthode des éléments finis sur la surface restante après l'accident (d'après B. Seed).
Calculation of τ/σ by finite elements method on the remaining surface after the accident (from B. Seed).

Le mécanisme de la rupture par l'effet du temps, qui est appelé en rhéologie la *fatigue statique*, est un des plus difficiles à appréhender et aussi un de ceux pour lesquels la dispersion expérimentale est la plus grande. Voici un arbre mort qui reste debout. Après cinq ans, il s'effondre. Pourquoi cinq ans et pas six ? La prévision de son altération est difficile. Dans le cas présent, il s'agit du pourrissement du bois dont on comprend la progression avec le temps. Mais, pour un assemblage de minéraux, c'est beaucoup moins clair. Pourtant, cela existe. Une carrière de craie à Clamart s'est effondrée, en faisant 21 victimes, en 1961 après trente ans d'abandon ; elle avait été estimée instable au moment de l'arrêt de l'exploitation par A. Mayer qui était alors ingénieur en chef des Mines au service des Carrières et qui a été ultérieurement président du CFMS ; pendant vingt-neuf ans, cette carrière a défié toute prévision : elle a

donné raison à l'expert la trentième année. On ne peut donc pas écarter une rupture du talus sous-marin par « vieillissement », ce mot étant pris au sens large, effet de l'érosion, de la fatigue statique, de l'artésianisme, etc. Tous les scénarios proposés sont donc vraisemblables ; il est regrettable qu'on ne puisse les confirmer par l'analyse mathématique de l'équilibre précaire du talus, mais en l'absence de témoignage et à cause de la disparition du corps du délit (c'est-à-dire les matériaux glissés), il est bien évident qu'aucun calcul n'est vraiment possible. Ne connaissant ni les propriétés mécaniques, ni même les éléments géométriques qui ont caractérisé l'intérieur du talus avant son écroulement, on ne peut faire que des approximations tout à fait insuffisantes, comme par exemple les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie du sol pour le calcul par éléments finis.

Risque sismique du talus du delta du Var

Il est instructif de rapprocher l'accident du 16 octobre 1979 de trois raz de marée historiques qui ont frappé Antibes, en 1564, en 1818 et en 1887, *après des séismes ressentis à terre*. En 1979, il n'y a pas eu de séisme avant l'accident, de sorte qu'on est obligé de faire appel au mécanisme de la fatigue statique. Avec des séismes et des matériaux reconnus comme liquéfiables dans les alluvions du Var, il est évident que la liquéfaction provoquant un glissement sous-marin du talus du delta du Var est une hypothèse géologique tout à fait satisfaisante pour expliquer les raz de marée historiques.

Mais, on peut dire encore que si un séisme avait eu lieu quelques jours avant le 16 octobre 1979, il est à peu près certain, dans l'état de précarité des talus, qu'il aurait déclenché à son tour un nouveau raz de marée historique. On peut même aller encore plus loin, en constatant que l'accident du nouveau port n'a purgé qu'un seul des sillons qui festonnent le talus du delta du Var, et qu'après tous les autres ne doivent pas être en meilleur état ; on peut dire qu'un danger d'effondrement spontané des talus continue d'exister et qu'un séisme pourrait effectivement en être le facteur déclenchant. La présence reconnue au cours des travaux d'expertise, tant en mer qu'à terre, par des essais *in situ* au piézocône, de matériaux liquéfiables dûment identifiés, renforce cette hypothèse. En cas de séisme, la liquéfaction des sables lâches fins saturés en l'absence de travaux de confortation pourrait provoquer à nouveau un grave accident dans le talus du Var et même dans la plateforme aéroportuaire, car il n'y a aucune consolidation à attendre d'un sable, même lâche, sous contrainte statique.

Cette notion de risque sismique m'est apparue tellement évidente à la lecture des différents documents au cours de l'analyse des travaux d'expertises que j'ai interrogé sur ce sujet les trois principaux experts géotechniciens qui ont participé à l'analyse de l'accident à savoir, G. L'Hériteau, J. Goguel et B. Seed. Leurs réponses indépendantes ont été affirmatives pour tous trois et s'ils n'ont pas exprimé officiellement cet avis, c'est simplement parce que cette question ne faisait pas partie de

leur mission. Mais il n'est guère besoin de forcer beaucoup les textes des experts pour mettre en évidence cette opinion. Ainsi la MIP dans son rapport publié du 15 juillet 1980 écrit : « Le risque d'un grand glissement pouvant résulter d'un séisme ne peut, lui, être écarté mais la probabilité d'un tel événement est très faible. »

Je possède d'ailleurs un manuscrit de G. L'Hériteau indiquant clairement que la MIP s'était rangée à l'avis de J. Goguel pour penser qu'un séisme entraînerait la rupture du talus naturel du delta du Var en de nombreux points.

Quant à B. Seed, dans son rapport final, s'il a repoussé, du fait de l'absence de phénomènes vibratoires liés par exemple à des manifestations sismiques, l'éventualité du déclenchement du phénomène de liquéfaction, donc du glissement, par un mécanisme de vibration cela prouve bien, *a contrario*, que dans son esprit, les vibrations d'un séisme pouvaient engendrer une rupture du talus. D'ailleurs, l'essentiel de l'œuvre de Seed sur les phénomènes de liquéfaction des sables fins saturés sous l'effet des sollicitations cycliques a été consacré à ce risque.

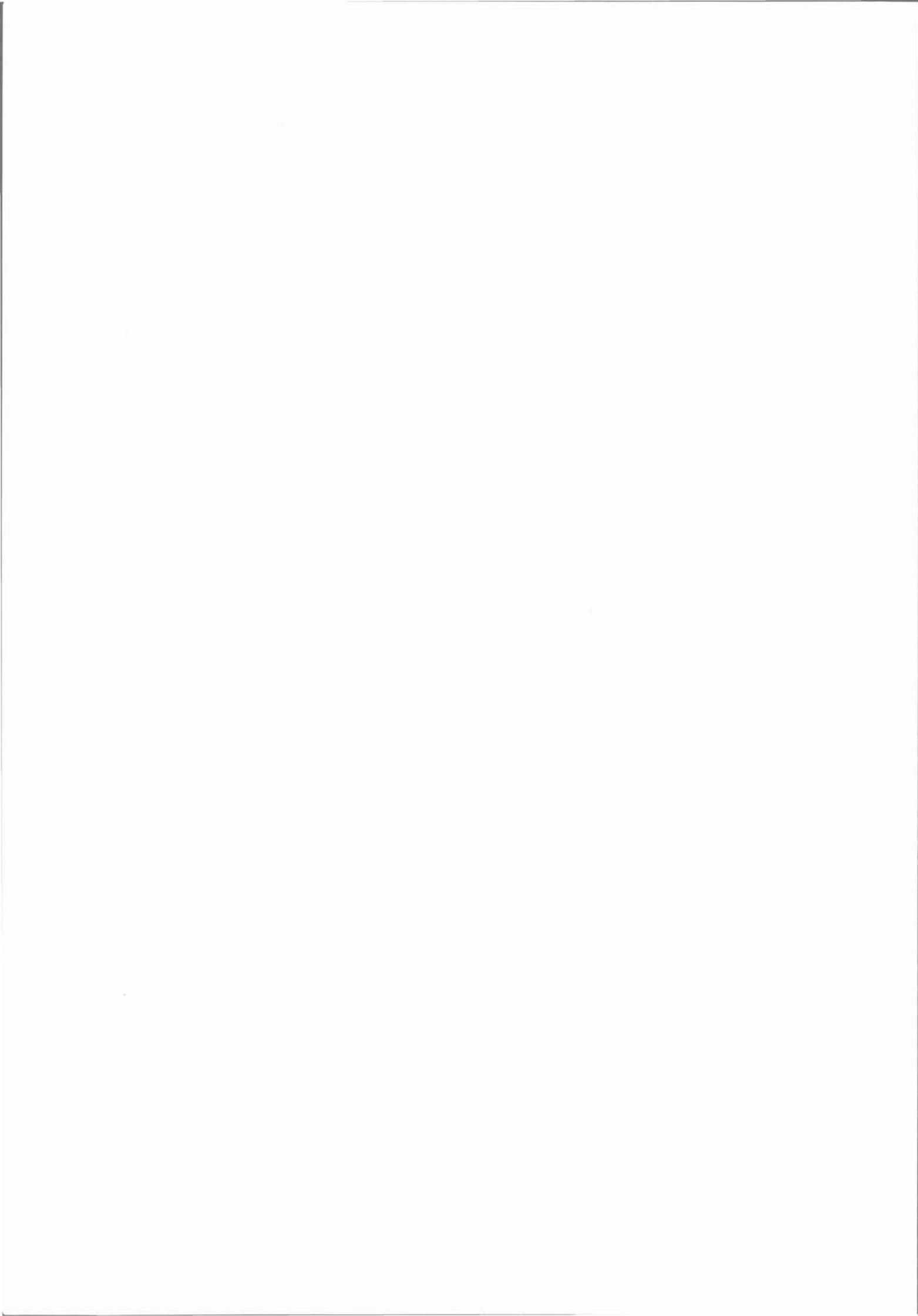
7

Conclusion

L'analyse qui vient d'être présentée du sinistre survenu le 16 octobre 1979 à Nice montre la difficulté d'interpréter un accident de cette ampleur, lorsqu'on ne dispose que de témoignages partiels et que le corps du glissement a disparu, rendant fragile l'interprétation géotechnique. Il n'en reste pas moins qu'après les analyses remarquables de la MIP, de la DDE et de B. Seed, quelques éléments sont suffisamment certains (la structure interne du talus du delta du Var, la précarité de l'équilibre global, la présence de matériaux liquéfiables, ...) pour qu'un scénario explicatif puisse être proposé. Ceux qui ont été présentés ici ne sont pas les seuls qui soient possibles. Ils paraissent cependant assez raisonnables ; ils présentent tous la même lacune, à savoir que le déclenchement initial reste un peu mystérieux, mais soulignent l'existence d'une instabilité sismique potentielle du talus du delta du Var.

Bibliographie

- [1] Ciabatti - La dinamica della frana del Vaiönt, *Giornale di Geologia*, vol. XXXII, fasc. I, pp. 139-154, 1964.
- [2] Edgers L., Karlsrud K. - Soil Flows Generated by Submarines Slides - Cases Studies and Consequence, Norges Geoteknisk Institutt, Publication n° 143, Oslo, 1982.
- [3] Larsson R., Jansson M. - The landslide at Tuve Nov. 30, 1977, Rapport n° 18, Swedish Geotechnical Institute, 1982.
- [4] Marcello - La catastrophe du Vaiönt, 8^e Congrès International des Grands Barrages, pp. 562-572, 1964.
- [5] Mulder Th., Tissot J.-P., Cochonnat P., Bourillet J.-F. - Stabilité des pentes sous-marines dans la baie des Anges, Nice, France. Approche géotechnique, *Revue française de géotechnique*, n° 64, pp. 21-30, 1993.
- [6] Mulder Th. - La vitesse du courant de turbidité de 1979 à Nice, Apport de la modélisation, C.R. Ac. Sc. Tome 317 n° 11, 2 déc. 1993, p. 1449.
- [7] Vidart D. - Tsunami, vague et tempête, Les défis du CEA, n° 18, Paris, pp. 20-22, 1993.



Étude par « convergence-confinement » du boulonnage à ancrage ponctuel comme soutènement de tunnels profonds creusés dans la roche

V. LABIOUSE

Université Catholique
de Louvain,
Unité de Génie Civil
Place du Levant, 1,
B-1348
Louvain-la-Neuve,
Belgique

Résumé

La stabilité des excavations souterraines dans la roche est fréquemment assurée par boulonnage. La contribution présentée dans cet article relève du dimensionnement des boulons à ancrage ponctuel par la méthode dite de « convergence-confinement ». En effet, suite à la constatation de certaines limitations dans deux analyses existantes, une solution alternative a été explorée.

Les améliorations proposées dans cette nouvelle théorie ainsi que quelques considérations essentielles à son élaboration sont tout d'abord présentées. Le schéma de résolution des développements analytiques est ensuite exposé. Sont illustrées à cet effet l'évolution des contraintes et des déplacements dans la voûte boulonnée et le milieu environnant, ainsi que la courbe de convergence du massif rocheux boulonné. Finalement, une application numérique contribue à souligner l'influence des spécificités de la nouvelle méthode.

"Convergence-Confinement" analysis of ungrouted tensioned rockbolts as support of deep tunnels driven in rock masses

Abstract

Bolting supports are frequently used to stabilize underground excavations in rock masses. This paper deals with the calculation of ungrouted tensioned rockbolts by the "Convergence-Confinement" analysis. Indeed, because of some restrictions in existent theories, an alternative solution has been explored. The improvements propounded in this new theory and some considerations essential for its elaboration are first presented. Then, the principles of the analysis are described, displaying the evolution of the stresses and the displacements into the carrying ring and the surrounding rock, and also showing the ground reaction curve for the bolted rock mass. Finally, a numerical application underlines the influence of the improvements of the new method.

Introduction

Introduit depuis une quarantaine d'années en tant que procédé de soutènement dans les travaux souterrains, le boulonnage est désormais envisagé comme une technique familière dans les domaines de la mine et du génie civil.

Cependant, comme souvent dans les sciences de l'ingénieur, la pratique a précédé la théorie ; et il faut bien reconnaître que la détermination des paramètres du boulonnage est depuis longtemps fondée sur des règles largement empiriques. Une étude bibliographique tend également à confirmer que peu de solutions analytiques ou numériques ont été proposées pour le dimensionnement de ce type de soutènement.

S'inscrivant dans un courant de recherche de solutions plus rationnelles, la présente contribution propose une nouvelle analyse du soutènement par boulons à ancrage ponctuel (mécanique ou chimique) suivant la méthode dite de « convergence-confinement ». Sont pris en compte les caractéristiques des boulons (longueur, section, déformabilité), leurs entredistances longitudinale et transversale, la distance de pose en arrière du front de taille, ainsi que la précontrainte lors de la mise en place.

Hypothèses fondamentales

Les développements analytiques reposent sur un certain nombre d'hypothèses fondamentales.

Axisymétrie et état plan de déformation

Il s'agit des deux hypothèses de base de la méthode de convergence-confinement. Concrètement, cette situation se présente dans le cas d'un tunnel profond de section circulaire (rayon r_i) et de grande longueur, creusé dans un massif dont le comportement est homogène et isotrope, soumis à un champ géostatique de contraintes préexistantes (amplitude p_0).

Influence du front de taille

La simulation de l'effet tridimensionnel du front de taille est réalisée par l'intermédiaire d'une pression fictive p_i^f appliquée à la paroi, telle qu'introduite par Panet et Guellec en 1974 et complétée par Corbetta en 1990. Cette pression permet de simuler la décompression du massif qui s'est déjà opérée lors du passage du front, et peut également tenir compte du retard éventuel de pose du soutènement.

Lois de comportement du massif rocheux

La relation contrainte-déformation de la roche est schématiquement représentée à la figure 1 pour un essai de compression uniaxiale. Le comportement est tout d'abord élastique linéaire, caractérisé par un module d'élasticité E et un coefficient de Poisson ν .

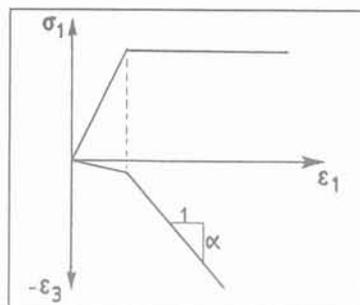


FIG. 1 Relation contrainte - déformation de la roche.

Stress - strain relation of the rock mass.

Le critère d'apparition de la rupture au sein du massif rocheux s'exprime par la loi de Mohr-Coulomb :

$$\tau = c + \sigma \operatorname{tg} \varphi \quad (1)$$

avec τ : la contrainte tangentielle

σ : la contrainte normale

φ : l'angle de frottement

c : la cohésion.

Le comportement de la roche dégradée sera ici supposé parfaitement plastique. Néanmoins, l'extension à un comportement élasto-fragile parfait de la roche ne pose pas de problème particulier.

La loi de déformation utilisée dans la zone de rupture est la loi de plasticité non associée telle que proposée par Panet en 1976. Elle néglige la contribution élastique des déformations dans la zone plastique et lie les variations des déformations plastiques par un paramètre de dilatance α :

$$\Delta \varepsilon_r + \alpha \Delta \varepsilon_t = 0 \quad (2)$$

avec ε_r : la déformation radiale

ε_t : la déformation tangentielle

α : la dilatance

Boulonnage

Les boulons sont posés perpendiculairement à la surface du tunnel ; c'est-à-dire suivant des directions radiales (Fig. 2). Leurs caractéristiques sont :

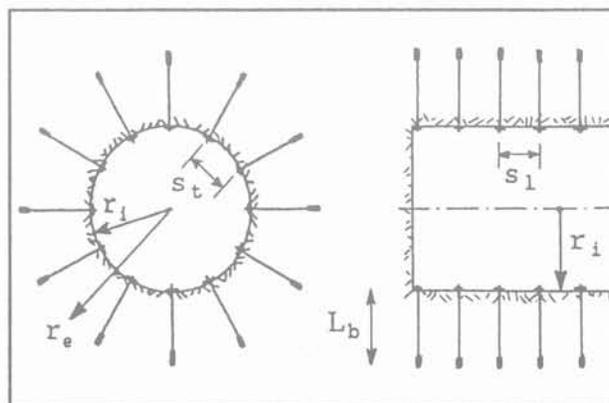


FIG. 2 Disposition du boulonnage.
Lie of the rockbolts.

S_l : l'entredistance longitudinale
 S_t : l'entredistance transversale
 L_b : la longueur libre du boulon
 A_b : la section de la tige
 E_b : le module d'élasticité de l'assemblage boulonné.
 On globalise en effet dans ce seul terme les déformabilités de la tige et de ses extrémités, à savoir l'ancrage, la tête du boulon et sa plaque d'appui.

Les boulons étudiés sont à ancrage ponctuel (Fig. 3). Le transfert de leur tension est réalisé d'une part à la surface du tunnel par l'intermédiaire d'un écrou et d'une plaque d'ancrage, et d'autre part au sein du massif rocheux grâce à des coquilles d'expansion (ancrage mécanique) ou un scellement au mortier ou à la résine (ancrage chimique). Entre ces deux extrémités du boulon, la roche est libre de se déformer indépendamment de la tige ; c'est ainsi qu'est définie la longueur libre du boulon L_b .

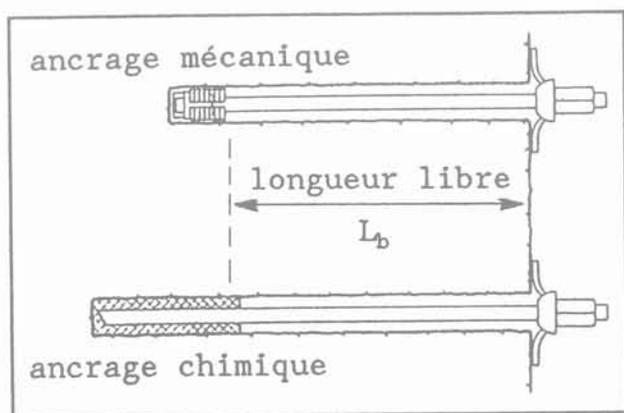


FIG. 3 Boulons à ancrage ponctuel mécanique ou chimique.
 UngROUTED mechanically or chemically anchored rockbolts.

Les boulons à ancrage ponctuel sont généralement pré-tendus et présentent essentiellement un rôle de confinement : ils combattent la décompression du massif rocheux entourant l'excavation, ce qui réduit l'ouverture des discontinuités et provoque un accroissement de leur résistance au cisaillement. Cette influence est schématiquement représentée à la figure 4 (ancrage mécanique du côté gauche, et ancrage chimique du côté droit) : le boulonnage crée autour du tunnel un anneau porteur dont l'intrados (rayon r_i) coïncide avec la paroi du tunnel, tandis que son extrados (rayon r_e) marque la fin de la tige et le début de l'ancrage.

Pour garder l'axisymétrie du problème, il faut supposer que les entredistances longitudinale et transversale des boulons sont suffisamment faibles pour que le comportement de la roche située autour du tunnel puisse être considéré comme uniforme et indépendant de la localisation de chacun des boulons (Fig. 5). On traduira ainsi l'influence des boulons par une pression de soutènement p_p appliquée à la surface du tunnel (rayon r_i) et une pression de « réaction » $p_p \cdot r_i / r_e$ agissant dans le massif (extrados de la voûte boulonnée ; rayon r_e).

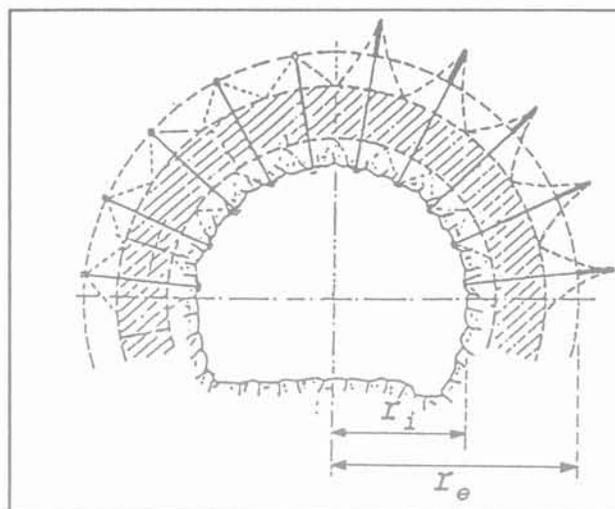


FIG. 4 Influence du boulonnage à ancrage ponctuel.
 Influence of ungrouted tensioned rockbolts.

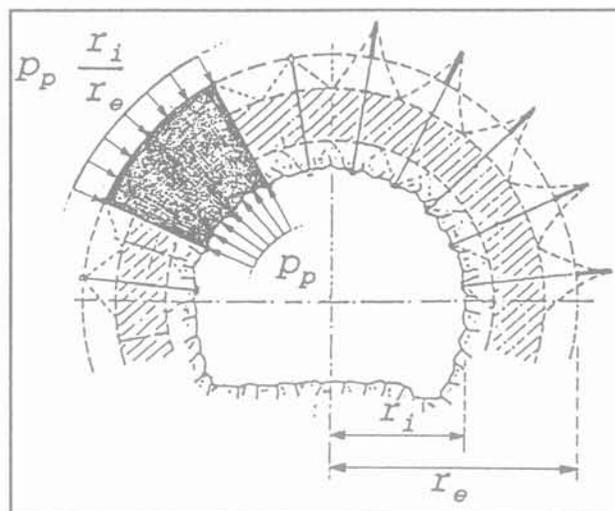


FIG. 5 Pression de soutènement p_p et pression de réaction $p_p \cdot r_i / r_e$ induites par le boulonnage.
 Support pressure p_p and reaction pressure $p_p \cdot r_i / r_e$ induced by the rockbolting system.

3

Spécificités de la nouvelle méthode analytique

Dans le cadre, défini ci-dessus, de la méthode de convergence-confinement, le soutènement par boulons actifs a déjà fait l'objet de deux études théoriques : il s'agit d'une part de l'approche de Hoek et Brown (1980), et d'autre part de la thèse de Egger (1973).

Les limitations de chacune de ces deux méthodes sont tout d'abord présentées ; puis, les améliorations proposées dans la nouvelle théorie seront introduites.

Approche de Hoek et Brown (1980)

Hoek et Brown analysent le soutènement par boulonnage comme un soutènement intérieur. Ce faisant, ils ne tiennent compte que de l'action du boulon sur les parois du tunnel et négligent la force de réaction transmise au sein du massif rocheux par l'ancrage ponctuel.

Le point d'ancrage des boulons (rayon r_e) est supposé ne subir aucun déplacement ($\Delta u_{re} = 0$) ; alors que dans la réalité, ce point se déplace avec la roche avoisinante. En conséquence, l'allongement du boulon n'est pas égal à la variation de convergence en paroi Δu_{ri} , mais seulement à une fraction de celle-ci. La pression induite par le boulon pour une même convergence u_{ri} est donc plus faible ; et le boulon pourra subir une convergence plus grande avant rupture...

La recompression élastique induite dans la zone boulonnée suite à la précontrainte éventuelle des boulons n'est pas prise en considération ; or cette phase élastique temporaire va réduire les mouvements du massif rocheux.

Thèse de Egger (1973)

Contrairement à l'approche de Hoek et Brown, celle de Egger prend en considération la force de réaction des boulons dans le massif rocheux. Elle est simulée par l'application d'une pression $p_p \cdot r_i / r_e$ sur l'extrados de la zone boulonnée (Fig. 5).

En revanche, Egger néglige la variation de tension postérieure à la mise en précontrainte. Or, la détente du massif lors de l'éloignement du front de taille provoque une progression des convergences et, en particulier, un mouvement relatif des deux extrémités des boulons. Cet allongement se traduit par un accroissement de leur tension et donc de la pression de soutènement.

Finalement, tout comme dans la méthode présentée par Hoek et Brown, la phase élastique temporaire de la voûte boulonnée après prétension n'est pas considérée.

Nouvelle méthode analytique

Cette nouvelle théorie rencontre les remarques faites ci-dessus en proposant les améliorations suivantes :

1. la force de réaction des boulons transmise au massif rocheux dans la zone d'ancrage est représentée par une pression agissant sur l'extrados de la région boulonnée. Son amplitude vaut la pression du soutènement par boulonnage p_p réduite d'un facteur r_i / r_e . (En effet, si la tension dans les boulons provoque une pression p_p uniforme sur un cercle de rayon r_i , elle induira une pression réduite $p_p \cdot r_i / r_e$ sur une circonférence de rayon r_e) ;
2. la variation de longueur des boulons est analysée en suivant l'évolution de la convergence de leurs deux points de contact avec la roche ; et elle se répercute sur la tension après la mise en précontrainte ;
3. si les boulons sont soumis à une précontrainte lors de leur pose, il s'en suit une recompression de la zone boulonnée (cf. point 4.2 ci-après). Dès lors, les points de cette région qui avaient déjà atteint l'équilibre limite de rupture lors de la détente initiale du massif, vont retrou-

ver un comportement élastique. Celui-ci ne sera probablement que temporaire, car la reprise du creusement au front de taille se traduit par une nouvelle détente du massif.

Considérations préliminaires

Avant de présenter la philosophie de résolution des développements théoriques, il est opportun de souligner et de développer deux points essentiels intervenant dans leur élaboration :

- l'extension de la notion de courbe de convergence du massif rocheux ;
- les problèmes liés à la mise en précontrainte des boulons.

Extension de la notion de courbe de convergence du massif rocheux

Le problème classique de l'interaction roche-soutènement se résout par l'intersection de deux lignes caractéristiques tracées dans un diagramme (u_{ri} , p_i) :

- la courbe de convergence C_v des parois du tunnel de rayon r_i ;
- la courbe de confinement C_f du soutènement intérieur.

Ce type de présentation n'est strictement valable que lorsque le massif rocheux et le soutènement ont des comportements totalement indépendants, c'est-à-dire pour des soutènements intérieurs au tunnel tels que le béton projeté et les cintres en acier. Néanmoins, cette approche a également été utilisée par Hoek et Brown (1980) pour traiter le soutènement par boulonnage (Fig. 6), bien que les déplacements du massif rocheux et des boulons ne puissent plus être étudiés séparément dans la zone d'ancrage.

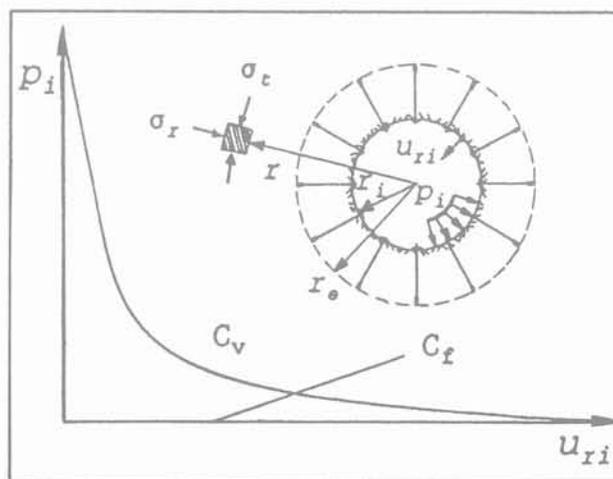


FIG. 6 Interaction roche - soutènement : courbe de convergence C_v et courbe de confinement C_f .
Rock - support interaction : convergence curve C_v and confinement curve C_f .

Problèmes liés à la mise en précontrainte des boulons

Afin de pallier cette simplification, une nouvelle voie a été explorée : elle consiste à représenter dans le diagramme (u_{ri}, p_i) classique, la courbe de convergence C_{vb} du massif rocheux soutenu par boulonnage. Une telle courbe est reprise à la figure 7 à côté de la ligne caractéristique du massif sans soutènement C_v (présentation usuelle). Par ailleurs, la courbe de confinement C_f d'un soutènement intérieur (béton projeté ou cintres) est également dessinée. La situation d'équilibre est atteinte lorsque cette dernière courbe coupe la ligne représentative du comportement du massif supporté par boulonnage.

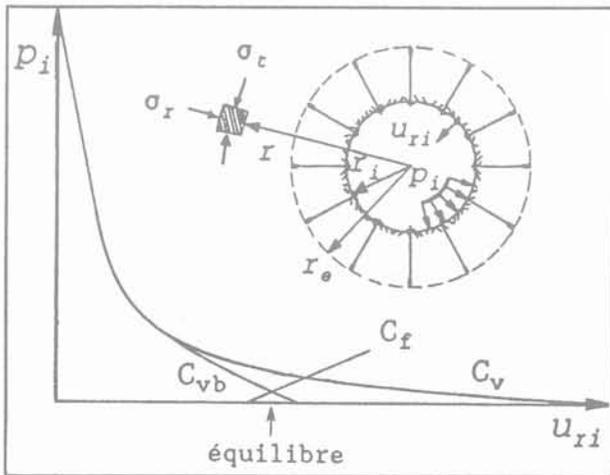


FIG. 7 Courbe de convergence C_{vb} du massif rocheux soutenu par boulonnage. Ground reaction curve C_{vb} for a rock mass supported with rockbolts.

Cette approche présente divers avantages :

- elle tient compte des comportements couplés du massif rocheux et des boulons dans la zone boulonnée. Elle permet notamment une étude complète de la phase de mise en précontrainte, ainsi que des diverses phases ultérieures qui se présentent lors de la détente du massif, et qui provoquent un accroissement de la tension dans les boulons ;
- elle est d'interprétation aisée ; la comparaison des courbes caractéristiques du massif rocheux sans soutènement et avec soutènement par boulonnage, met clairement en évidence l'influence bénéfique de ce dernier ;
- le traitement du boulonnage et des autres soutènements intérieurs étant réalisé séparément, il autorise une étude aisée de leur contribution respective à la stabilité de l'excavation.

C'est donc sur base de cette nouvelle notion de courbe de convergence qu'a été menée l'étude du soutènement par boulons à ancrage ponctuel soumis à tension initiale. Il est intéressant de constater qu'une approche du même type a été récemment proposée et utilisée pour l'étude de boulons à scellement continu (Stille *et al.*, 1989 ; Holmberg, 1991).

Afin de connaître les répartitions élastiques des contraintes radiale σ_r et tangentielle σ_t , ainsi que du déplacement u_r au sein de l'anneau boulonné ($r_i \leq r \leq r_e$) suite à l'application des pressions de boulonnage p_p à l'intrados et $p_p \cdot r_i / r_e$ à l'extrados, il suffit d'utiliser les formules de Lamé (1852) relatives aux parois cylindriques annulaires épaisses :

$$\sigma_r = p_p \frac{r_i}{r_e + r_i} \left(1 + \frac{r_i r_e}{r^2} \right) \quad (3)$$

$$\sigma_t = p_p \frac{r_i}{r_e + r_i} \left(1 - \frac{r_i r_e}{r^2} \right) \quad (4)$$

$$u_r = \frac{(1+\nu)}{E} p_p \frac{r_i r}{r_e + r_i} \left(1 - 2\nu - \frac{r_i r_e}{r^2} \right) \quad (5)$$

L'évolution des contraintes au sein de la voûte boulonnée est dessinée à la figure 8. On remarque immédiatement l'influence bénéfique de la précontrainte. En effet, alors que dans le massif rocheux, la contrainte tangentielle σ_t est supérieure à la contrainte radiale σ_r (aussi bien dans la zone élastique que dans l'éventuelle zone plastique), dans ce cas-ci, c'est la contrainte radiale qui est supérieure à la contrainte tangentielle. Cette dernière prend même des valeurs négatives (c'est-à-dire de la traction) pour $r_i \leq r \leq \sqrt{r_i r_e}$. La superposition de la précontrainte à la situation initiale avant la pose des boulons sera donc toujours favorable, puisqu'elle va diminuer la différence entre contraintes principales majeure et mineure.

Par conséquent, si la future zone boulonnée ($r_i \leq r \leq r_e$) est caractérisée par un comportement élastique avant la mise en précontrainte, cette dernière ne va faire qu'augmenter la sécurité par rapport à une rupture potentielle apparaissant à l'intrados.

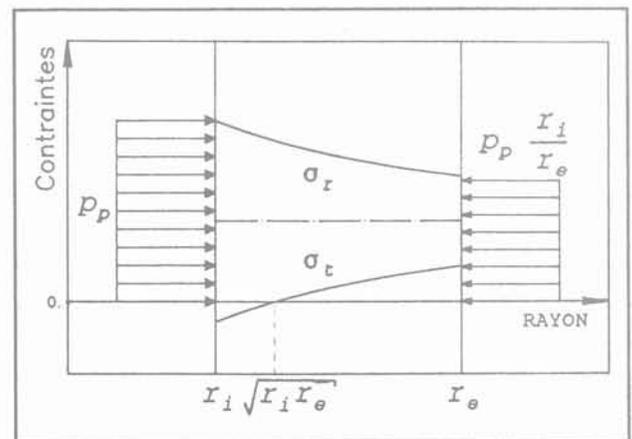


FIG. 8 Contraintes radiale et tangentielle dues aux pressions de boulonnage p_p et $p_p \cdot r_i / r_e$. Radial and tangential stresses due to the bolting pressures p_p and $p_p \cdot r_i / r_e$.

En revanche, si certains points de cette zone ont atteint l'équilibre limite de rupture dans la situation initiale, la précontrainte des boulons va leur permettre de retrouver temporairement un comportement élastique. En effet, les cercles de Mohr représentatifs de l'état de contraintes, initialement tangents à la droite intrinsèque de Coulomb, vont s'en détacher grâce à la recompression bénéfique de la zone boulonnée (Fig. 9).

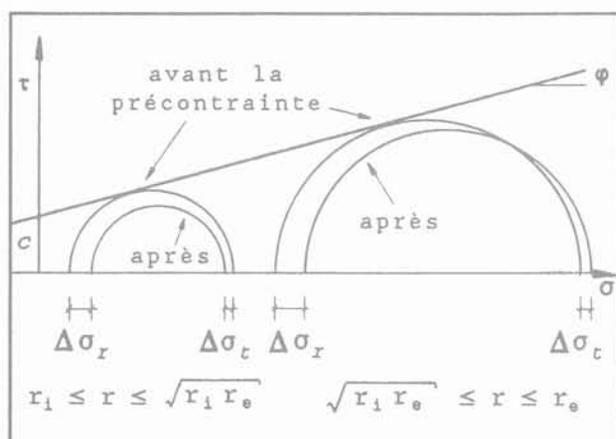


FIG. 9 Évolution des cercles de Mohr suite à la mise en précontrainte des boulons.
Evolution of the Mohr's circles following the bolts preload.

Cette succession de comportements plastique et élastique de certains points de la voûte boulonnée doit être traitée précautionneusement. A cet effet, l'étude a été menée par analogie avec le comportement d'une poutre en flexion qui est soumise à un moment tel que les contraintes dépassent la limite d'élasticité, et qui est ensuite déchargée jusqu'à sa situation initiale (Fig. 10). En additionnant la solution en contraintes, déformations et courbure de la flexion élastique sous moment $-M_s$, à celle de la première flexion élasto-plastique sous moment M_s , on obtient l'état des contraintes, déformations, courbure après charge et décharge (Halphen et Salençon, 1987).

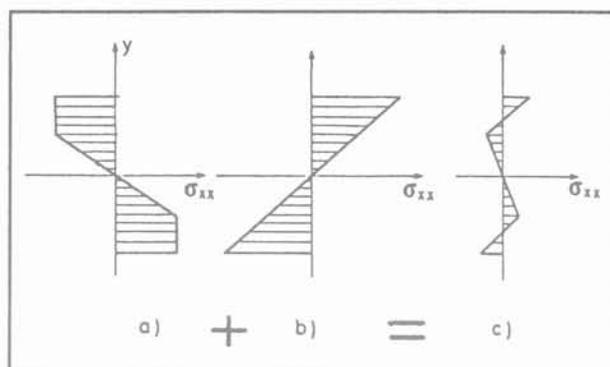


FIG. 10 a-c Distribution finale (c) de la contrainte normale dans une poutre soumise à flexion élasto-plastique (a) et déchargée ensuite élastiquement (b).
Final distribution (c) of the normal stress into a beam first submitted to an elasto-plastic bending (a) and then unloaded elastically (b).

De même, dans la voûte boulonnée, les contraintes, déformations et déplacements après précontrainte s'obtiennent en sommant à la situation initiale élasto-plastique (= avant la pose des boulons) les distributions induites par la recompression élastique.

Les situations qui se présenteront ultérieurement dans la voûte boulonnée devront également tenir compte du chemin parcouru par les contraintes :

1. détente élastique ou élasto-plastique avant la pose des boulons ;
2. recompression élastique lors de la précontrainte ;
3. nouvelle détente due à la reprise du creusement au front de taille.

5

Schéma de résolution

Lors de l'établissement des équations relatives à cette étude du boulonnage, trois cas ont dû être envisagés ; ils dépendent de la présence éventuelle d'une zone en

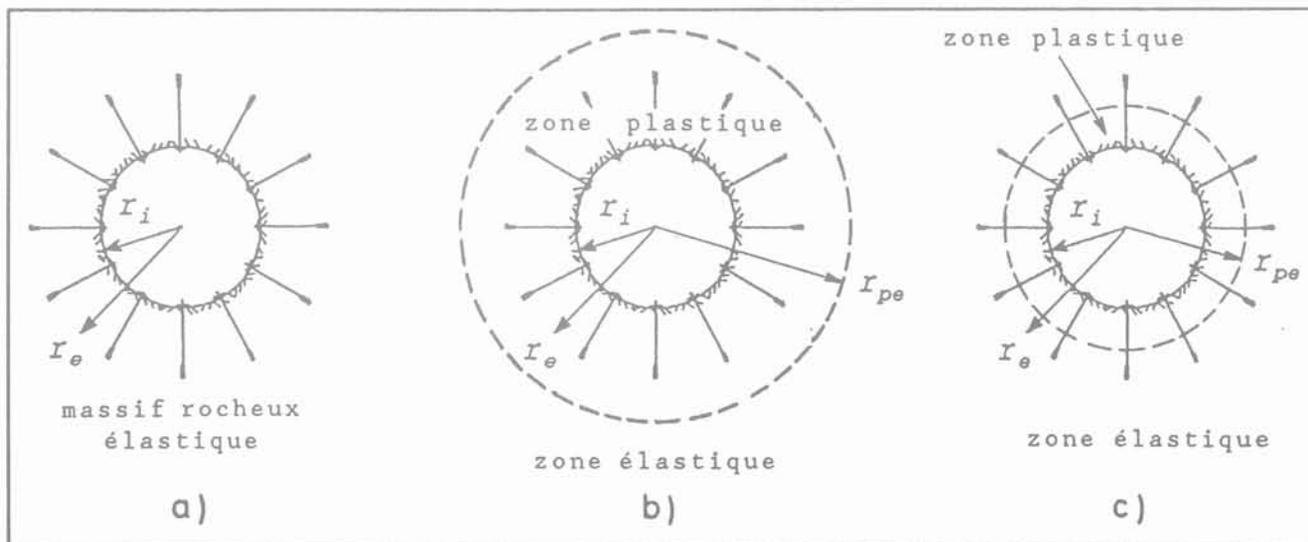


FIG. 11 Les trois situations pouvant être rencontrées lors de la mise en place des boulons.
The three situations which can exist at the bolts installation.

rupture autour de l'excavation lors de la pose des boulons et de la position du point d'ancrage de ces derniers :

- boulons placés initialement dans un massif à comportement purement élastique (Fig. 11a) ;
- boulons placés entièrement dans la zone dégradée qui s'est déjà développée autour de l'excavation (Fig. 11b) ;
- boulons dont le point d'ancrage est situé au-delà de la zone décomprimée entourant l'excavation (Fig. 11c).

La présentation complète de ces trois éventualités conduisant à l'écriture laborieuse de plus d'une centaine de pages d'équations, seule la démarche de résolution du troisième cas (probablement le plus rencontré dans la pratique) sera présentée dans cet article. Le lecteur intéressé par les deux autres situations ou par les développements analytiques complets est invité à consulter la thèse doctorale de l'auteur.

5.1

Situation avant la mise en précontrainte

Les distributions des contraintes radiale σ_r , tangentielle σ_t , et du déplacement u_r dans le massif rocheux juste avant la mise en place des boulons sont schématiquement reprises à la figure 12. La pression p_{i0} appliquée à l'intrados (rayon r_i) est la pression fictive introduite pour tenir compte de l'effet tridimensionnel du front de taille. Dans ce cas, on note qu'une zone en rupture ($r_i \leq r \leq r_{pe0}$) s'est déjà développée autour de l'excavation avant la pose du soutènement par boulonnage. Néanmoins, la longueur des boulons est choisie de telle sorte que leur point d'ancrage (rayon r_e) soit situé au-delà de la limite de cette zone dégradée.

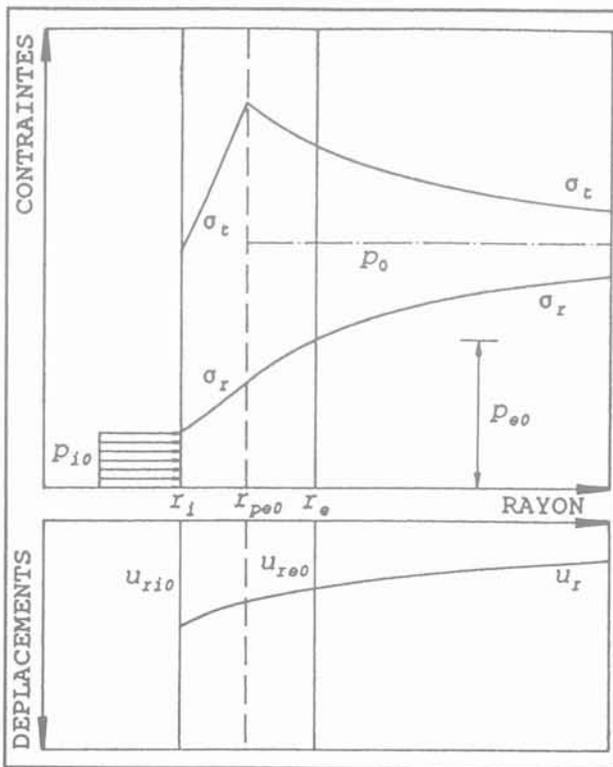


FIG. 12. Situation avant la mise en précontrainte des boulons.
Situation before the bolts preload.

5.2

Situation après la mise en précontrainte

Juste après l'installation des boulons et leur mise en précontrainte (tension d'amplitude T_{b0}), la zone plastique qui s'est développée autour du tunnel ($r_i \leq r \leq r_{pe0}$) retrouve temporairement un comportement élastique. Comme explicité auparavant (point 4.2), les contraintes radiale σ_r et tangentielle σ_t , ainsi que le déplacement u_r (Fig. 13) s'obtiennent en additionnant à la situation initiale élasto-plastique les distributions élastiques dues à l'application des pressions de boulonnage $p_{p0} = T_{b0}/(S_i S_t)$ à l'intrados et $p_{p0} r_i / r_e$ à l'extrados de l'anneau renforcé (équations 3 à 5).

Par ailleurs, contrairement à ce que l'on pourrait penser, la mise en tension des boulons a une légère influence sur le massif rocheux situé au-delà de la zone renforcée ($r_e \leq r \leq \infty$). En effet, en provoquant des déplacements au sein de la voûte boulonnée (cf. équation 5) et en particulier au droit de son extrados, la précontrainte induit une modification Δp_{e0} de la pression p_{e0} exercée par le massif rocheux sur l'anneau boulonné.

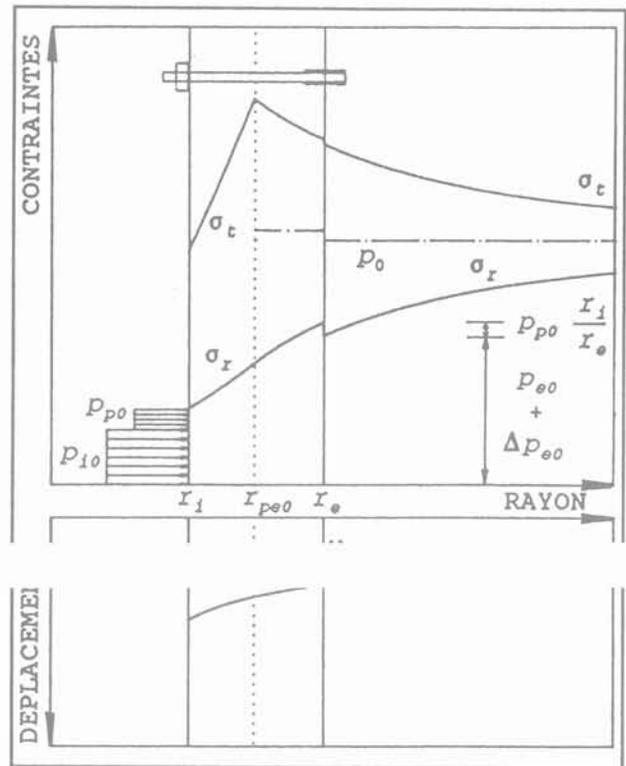


FIG. 13. Situation juste après la mise en précontrainte des boulons.
Situation just after the bolts preload.

5.3

Comportement complètement « élastique » de la voûte boulonnée

Après la phase de mise en tension, on étudie le comportement de l'ensemble massif rocheux - anneau boulonné suite à une diminution graduelle de la pression fictive intérieure p_i (de p_{i0} jusqu'à zéro). On simule de la sorte l'éloignement progressif du front de taille.

Dans un premier temps, la zone renforcée par boulonnage conserve un comportement purement « élastique » (Fig. 14) ; les guillemets rappelant qu'une partie de cette zone ($r_i \leq r \leq r_{pe0}$) était dans une phase plastique avant que la mise en précontrainte ne la ramène en phase élastique.

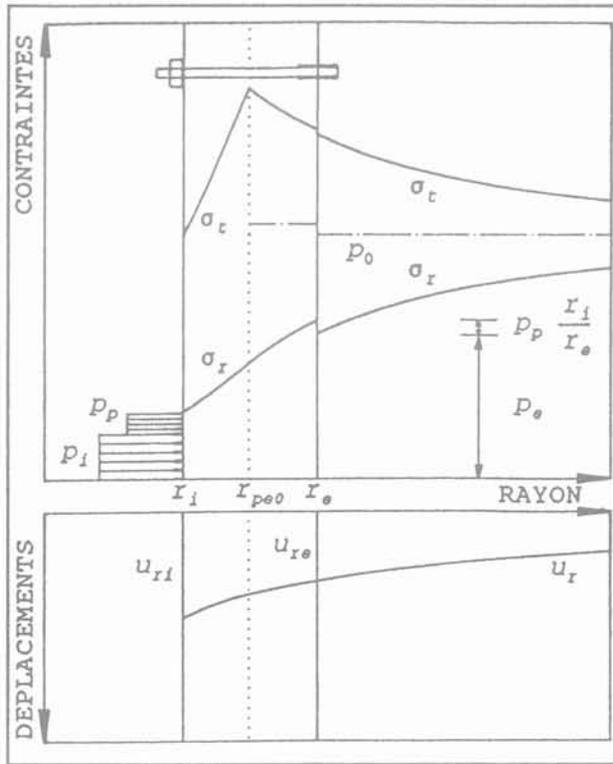


FIG. 14 Comportement complètement « élastique » de la voûte boulonnée.
Fully « elastic » behaviour of the bolted arch.

Les expressions valables dans la voûte boulonnée s'obtiennent donc par superposition des diverses étapes de « chargement » qu'elle a subies :

1. la situation élasto-plastique initiale (pressions p_{i0} et p_{e0}) ;
2. la recompression élastique suite à la précontrainte des boulons et à leur incrément ultérieur de tension (pressions p_p et $p_p \cdot r_i/r_e$) ;
3. la détente élastique due à la diminution des pressions à l'intrados ($p_{i0} \rightarrow p_i$) et à l'extrados ($p_{e0} \rightarrow p_e$).

La détente du massif donne lieu à une progression des convergences. On constate notamment que les deux points de contact des boulons avec la roche subissent un mouvement relatif (Fig. 15), ce qui provoque un allongement ΔL_b de leur tige :

$$\Delta L_b = (u_{ri} - u_{ri,pp0}) - (u_{re} - u_{re,pp0}) \quad (6)$$

où : $u_{ri,pp0}$ et $u_{re,pp0}$ sont les déplacements de la roche au droit des rayons r_i et r_e au moment de la mise en tension des boulons (Fig. 13).

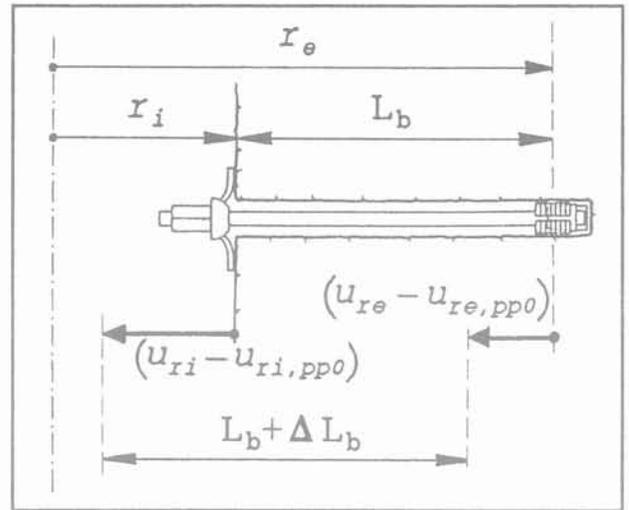


FIG. 15 Mouvement relatif des deux extrémités des boulons.
Relative displacement of the bolts ends.

Cette variation de longueur ΔL_b des boulons après leur pose a une répercussion sur la tension T_b existant en leur sein :

$$T_b = T_{b0} + \Delta T_b = T_{b0} + \frac{\Delta L_b E_b A_b}{L_b} \quad (7)$$

Par conséquent, comme mentionné ci-dessus, les pressions p_p et $p_p \cdot r_i/r_e$ générées par le système de boulonnage s'obtiennent en sommant deux contributions :

$$p_p = p_{p0} + \Delta p_p = \frac{T_{b0} + \Delta T_b}{S_i S_t} \quad (8)$$

5.4

Comportement partiellement plastique de la voûte boulonnée : première phase

Le comportement purement « élastique » de la voûte boulonnée, retrouvé grâce à la tension initiale des boulons, n'est que provisoire. En effet, on assiste rapidement à la réapparition d'une zone à comportement plastique à l'intrados de l'anneau renforcé, et ensuite à son développement autour de l'excavation.

Dans un premier temps (Fig. 16), l'ampleur de cette zone plastique (rayon limite r_{ie} ; traits discontinus) demeure plus faible que celle qu'elle présentait lors de la mise en place des boulons (rayon limite r_{pe0} ; traits pointillés). A ce moment, trois zones à comportement différent coexistent dans la voûte boulonnée :

- $r_i \leq r \leq r_{ie}$ zone à comportement plastique ;
- $r_{ie} \leq r \leq r_{pe0}$ zone à comportement « élastique » (mais plastique avant la mise en tension des boulons) ;
- $r_{pe0} \leq r \leq r_e$ zone à comportement élastique.

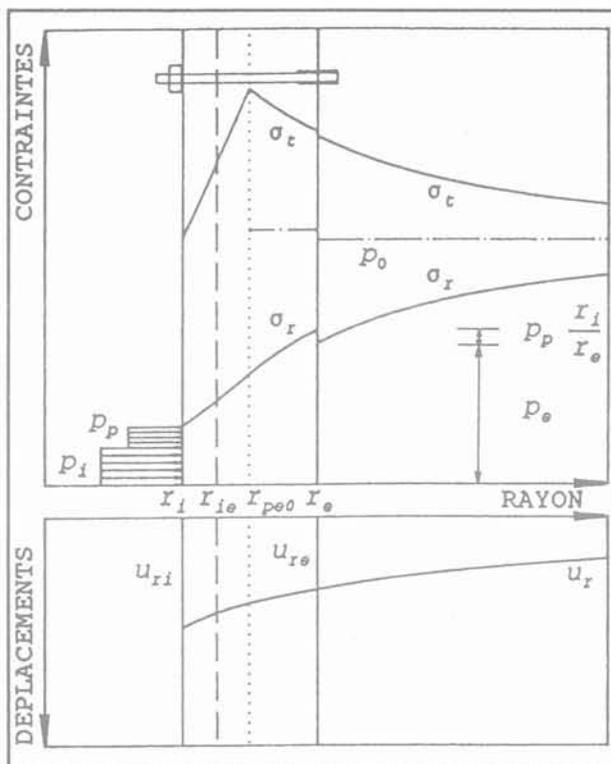


FIG. 16 Comportement partiellement plastique de la voûte boulonnée : première phase.
Partly plastic behaviour of the bolted arch : first stage.

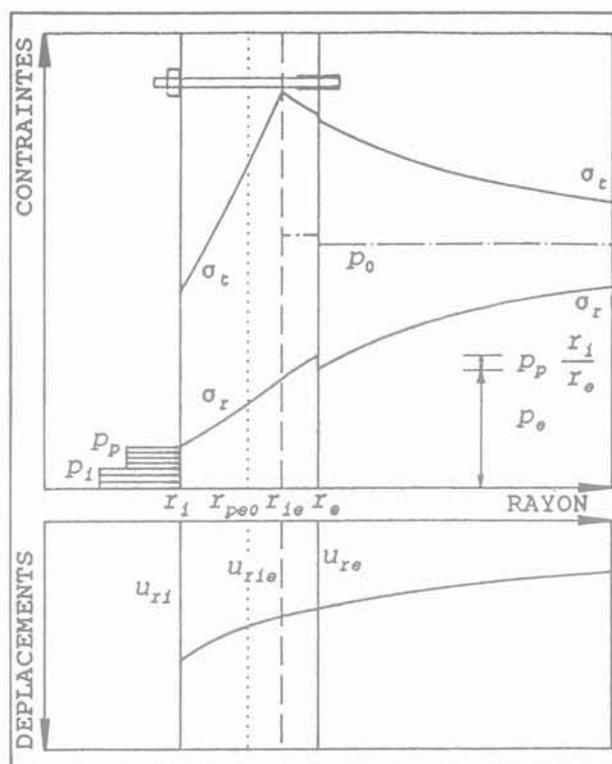


FIG. 17 Comportement partiellement plastique de la voûte boulonnée : seconde phase.
Partly plastic behaviour of the bolted arch : second stage.

5.5

Comportement partiellement plastique de la voûte boulonnée ; seconde phase

Durant cette seconde phase (Fig. 17), la zone plastique (rayon limite r_{ie} : traits discontinus) se propage dans la voûte boulonnée au-delà de la position qu'elle occupait lors de l'installation du système de boulonnage (rayon r_{pe0} : traits pointillés). Seules deux zones de l'anneau renforcé présentent alors un comportement différent :

- $r_i \leq r \leq r_{ie}$ zone à comportement plastique ;
- $r_{ie} \leq r \leq r_e$ zone à comportement élastique.

Il est à noter que cette extension de la zone plastique se traduit par une importante accélération des convergences, et donc par un accroissement plus substantiel de la tension dans les boulons.

5.6

Comportement entièrement plastique de la voûte boulonnée

La situation partiellement élastique – partiellement plastique présentée ci-avant est susceptible de se maintenir jusqu'à l'équilibre massif rocheux – soutènement. Néanmoins, lorsque les caractéristiques mécaniques de la roche ne sont pas assez bonnes et que la rigidité du système de boulonnage n'est pas suffisamment élevée, il peut arriver que la voûte boulonnée soit complètement plastifiée avant que la situation d'équilibre ne soit atteinte (Fig. 18).

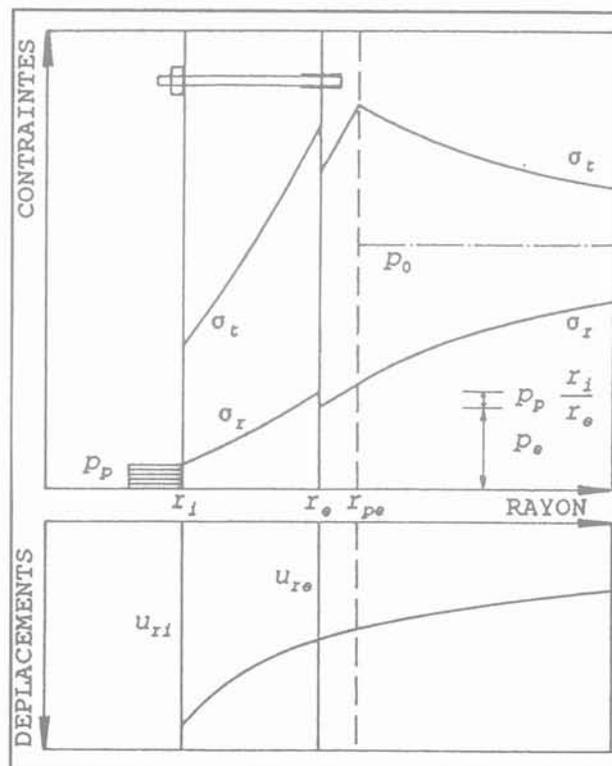


FIG. 18 Comportement entièrement plastique de la voûte boulonnée.
Fully plastic behaviour of the bolted arch.

Courbes de convergence du massif rocheux boulonné

Les développements analytiques (dont seul le schéma de résolution a été présenté ci-avant) permettent de relier la pression intérieure p_i et la pression de boulonnage p_p à la convergence en paroi u_{ri} . Dès lors, il est possible d'illustrer graphiquement :

– dans un diagramme classique (u_{ri} , p_i) la courbe de convergence du massif rocheux soutenu par boulonnage ;

– dans un diagramme (u_{ri} , p_p) l'accroissement de tension dans les boulons lors de la détente du massif rocheux.

Ces deux courbes (u_{ri} , p_i) et (u_{ri} , p_p) sont reprises à la figure 19, toujours dans le cas de boulons précontraints dont le point d'ancrage est situé au-delà de la zone en rupture entourant l'excavation (Fig. 11c). En fonction des caractéristiques du boulonnage, la situation d'équilibre peut alors être caractérisée par un comportement partiellement ou entièrement plastique de l'anneau boulonné. Dans la figure 19, la seconde éventualité a été choisie afin de représenter tous les comportements successivement possibles. Les astérisques marqués d'une lettre A à F signalent le passage d'une situation à une autre :

A. Situation lors de la pose des boulons ;

B. Situation après la mise en précontrainte ;

C. Situation limite correspondant à la réapparition d'une zone plastique à l'intrados de l'anneau renforcé ;

D. Situation intermédiaire entre les phases 1 et 2 du comportement partiellement plastique de la voûte boulonnée (à ce moment, $r_{ie} = r_{pe0}$) ;

E. Situation limite pour laquelle la zone plastifiée s'étend à l'entière de la voûte boulonnée ;

F. Situation d'équilibre.

En diminuant progressivement la pression intérieure p_i pour simuler l'éloignement du front de taille, les situations suivantes, numérotées de 1 à 5 dans la figure 19, sont successivement rencontrées dans la zone boulonnée :

1. *Comportement partiellement élastique-partiellement plastique avant la pose des boulons*

Avant le placement des boulons, le massif rocheux présente tout d'abord un comportement élastique (droite dans le diagramme de convergence) ; ensuite une zone plastique s'étend progressivement autour de l'excavation (courbe subséquente).

2. *Comportement complètement « élastique » (point 5.3)*

On note tout d'abord une petite discontinuité dans la courbe de convergence entre les situations A) et B). En effet, suite à la précontrainte des boulons, on assiste à un léger décrément du déplacement en paroi u_{ri} , la pression intérieure fictive p_{i0} n'étant quant à elle pas modifiée. On relève également le saut d'amplitude p_{p0} dans le diagramme (u_{ri} , p_p) suite à la mise en tension des boulons.

Par la suite, la voûte boulonnée ayant retrouvé temporairement un comportement « élastique », on peut constater un ralentissement drastique des convergences ; le coefficient angulaire de la courbe est à ce moment fort proche de celui de la droite élastique avant pose des boulons.

3. *Comportement partiellement plastique ; phase 1 (point 5.4)*

Ce comportement très bref correspond au retour rapide de la zone plastique de la voûte boulonnée à la position (r_{pe0}) qu'elle présentait avant la recompression élastique induite par la précontrainte des boulons. Cette réapparition du comportement plastique dans une partie de la voûte boulonnée se traduit par une accélération des convergences et par un accroissement de la pression du soutènement par boulonnage.

4. *Comportement partiellement plastique ; phase 2 (point 5.5)*

Cette seconde phase, qui se présente lorsque la zone plastique se propage au-delà de sa position initiale r_{pe0} avant pose des boulons, peut être brève ou longue suivant l'étendue de la zone de rupture au moment du placement des boulons. L'accélération des déplacements et l'augmentation de charge dans les boulons sont encore accentuées durant cette phase.

5. *Comportement entièrement plastique (point 5.6)*

Lorsque la voûte boulonnée est entièrement plastifiée, il est possible de démontrer l'existence d'une relation linéaire entre l'accroissement de convergence en paroi et l'incrément de tension dans les boulons :

$$\Delta T_b = \frac{E_b A_b}{L_b} \left[1 - \left(\frac{r_i}{r_e} \right)^\alpha \right] \Delta u_{ri} \quad (9)$$

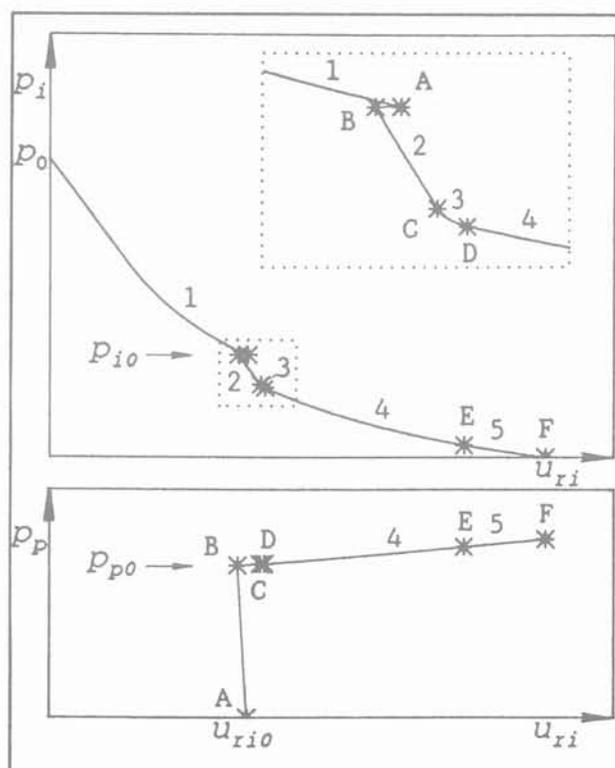


FIG. 19 Courbes (u_{ri} , p_i) et (u_{ri} , p_p) du massif rocheux boulonné.
(u_{ri} , p_i) and (u_{ri} , p_p) curves of the bolted rock mass.

Application numérique comparative

Afin de comparer la présente approche à la théorie classique de Hoek et Brown (1980), prenons un exemple numérique.

Une galerie de 10 m de diamètre est creusée à 400 m de profondeur (contrainte préexistante $p_0 = 10 \text{ MN/m}^2$) dans un massif à comportement élasto-plastique parfait dont les caractéristiques sont les suivantes :

- module de Young $E = 10\,000 \text{ MN/m}^2$
- coefficient de Poisson $\nu = 0,30$
- angle de frottement $\phi = 34^\circ$
- cohésion $c = 0,75 \text{ MN/m}^2$
- dilataance $\alpha = 1,8$

Le soutènement est placé au front de taille (\rightarrow la zone plastique ne s'étend à ce moment que de 35 cm à l'intérieur du massif). Il est assuré par un système de boulonnage dont les paramètres sont :

- module de Young $E_b = 80\,000 \text{ MN/m}^2$
- diamètre $\phi_b = 0,025 \text{ m}$
- longueur libre $L_b = 4 \text{ m}$
- entredistances $S_l = S_t = 0,75 \text{ m}$
- tension initiale $T_{b0} = 100 \text{ kN}$
- charge ultime $T_{b\max} = 200 \text{ kN}$

Bien que la situation d'équilibre représentée à la figure 20 montre peu de différences au niveau des contraintes et des déplacements entre la méthode usuelle (courbes pointillées) et la nouvelle approche (courbes continues), les résultats numériques permettent de faire les constatations suivantes :

- la tension dans les boulons calculée par Hoek et Brown (180 kN) est supérieure à notre évaluation (148 kN). Vu que les boulons étaient soumis à une précontrainte de 100 kN, on constate que l'incrément de tension provoqué par l'allongement des boulons est largement surévalué (plus de 60 % !) par la méthode classique ;
- la zone en rupture estimée par la nouvelle approche est un peu plus étendue que dans les développements usuels ;
- les convergences évaluées par la théorie classique sont plus faibles que celles calculées par la nouvelle méthode.

Les différences mises en évidence dans cette application numérique s'expliquent par les spécificités de la méthode présentée dans cet article. En effet, en prenant en considération le mouvement du point de scellement des boulons, le déplacement relatif des deux extrémités de leur tige, ainsi que la force de réaction transmise au sein du massif rocheux par l'ancrage ponctuel, il est logique de constater que le système de boulonnage calculé par la nouvelle théorie est caractérisé par une rigidité plus faible que celle obtenue par l'évaluation usuelle. Cela se traduit concrètement par une détente plus importante du massif rocheux et par des convergences plus grandes.

Par ailleurs, on ne peut conclure de ce seul exemple que l'estimation de la tension dans les boulons sera systématiquement plus élevée par Hoek et Brown que par notre méthode. En effet, divers calculs ont montré que cette dernière fournit des valeurs plus élevées lorsque les boulons sont placés dans un massif rocheux présentant de mauvaises caractéristiques mécaniques.

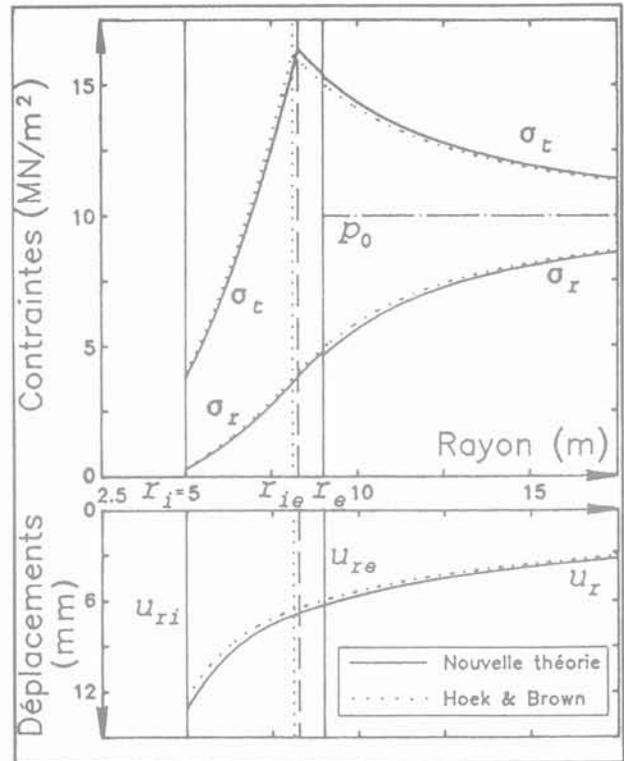


FIG. 20 Contraintes et déplacements à l'équilibre. Stresses and displacements at equilibrium.

Conclusion

Diverses solutions obtenues par l'étude analytique présentée ci-avant ont été confrontées aux résultats fournis par des méthodes numériques. La comparaison s'avère réellement excellente, et atteste de la sorte de la validité (dans le cadre des hypothèses posées) des développements théoriques réalisés.

De plus, cette analyse par convergence-confinement présente l'avantage sur les autres méthodes de dimensionnement d'un temps de résolution nettement moindre (environ deux ordres de grandeur de différence !). Par conséquent, elle permet de réaliser une étude très rapide de l'influence des paramètres de boulonnage et des caractéristiques mécaniques de la roche, tant sur les convergences en paroi que sur la tension régnant dans les boulons à l'équilibre.

Dans le cas où la situation réelle s'éloigne de la condition d'axisymétrie, la méthode développée conserve néanmoins toute sa valeur au stade d'un avant-projet. En effet, en rendant possible une appréciation aisée de l'influence de nombreux paramètres, elle va orienter le choix des caractéristiques de soutènement et permettre la sélection des facteurs déterminants à introduire dans un calcul de projet.

Bibliographie

- Corbetta F. – Nouvelles méthodes d'étude des tunnels profonds – Calculs analytiques et numériques, Thèse de doctorat, École nationale supérieure des Mines de Paris, 1990.
- Egger P. – Einfluss des Post-Failure Verhaltens von Fels auf den Tunnelbaubau, Thèse de doctorat, Veröff. Inst. Bodenmechanik, Karlsruhe, 1973.
- Halphen B., Salençon J. – Élasto-plasticité. Cours de calcul des structures anélastiques, Paris, Presses de l'École nationale des Ponts et Chaussées, 1987.
- Hoek E., Brown E.T. – Underground Excavations in Rock. The Institution of Mining and Metallurgy, London, 1980.
- Holmberg M. – The mechanical behaviour of untensioned grouted rock bolts. Thèse de doctorat, Dep. of Soil and Rock Mechanics, Royal Institute of Technology, Stockholm, 1991.
- Labieuse V. – Rockbolting in the rock-support interaction analysis, Proc. 7th Int. Cong. Rock Mechanics, Aachen, vol. 2, pp. 1321-1324, 1991.
- Labieuse V. – The rock-support interaction analysis applied to ungrouted tensioned rockbolts, Proc. Int. Symp. on Rock Support, Sudbury, pp. 75-82, 1992.
- Labieuse V. – Études analytiques et numériques du boulonnage à ancrage ponctuel comme soutènement de tunnels profonds creusés dans la roche, Thèse de doctorat, Unité Génie Civil, Université Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, 1993.
- Lamé G. – Leçons sur la théorie de l'élasticité, Paris, Gauthiers-Villars, 1852.
- Panet M., Guellec P. – Contribution au problème de l'étude du soutènement d'un tunnel derrière le front de taille, Proc. 3rd Int. Cong. Rock Mechanics, Denver, vol. 2B, 1974.
- Panet M. – Analyse de la stabilité d'un tunnel creusé dans un massif rocheux en tenant compte du comportement après la rupture, *Rock Mechanics*, vol. 8, n° 4, pp. 209-223, 1976.
- Stille H., Holmberg M., Nord G. – Support of weak rock with grouted bolts and shotcrete, *Int. Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 26, n° 1, pp. 99-113, 1989.

« ABD », une loi de comportement des géomatériaux, incrémentalement non linéaire, et adaptée aux éléments finis déplacements

M. BOULON,
A. ALACHAHER

Laboratoire 3S
Sols, Solides,
Structures
Domaine Universitaire
B.P. 53
38041 Grenoble
Cedex 9 France

Résumé

A partir de leur expérience concernant l'utilisation en éléments finis déplacements d'une loi de comportement incrémentalement non linéaire pour les géomatériaux (Darve [11], [10]), nécessitant des itérations constitutives pour décrire un chemin non purement défini en contraintes, les auteurs proposent une nouvelle loi de comportement permettant d'éviter ces itérations constitutives. Cette loi est une généralisation des lois d'interfaces sols-structures (Boulon *et al* [4]), dont les traits marquants sont leur capacité à prendre en compte un nombre non limité de chemins d'identification et l'absence d'itérations constitutives pour un chemin entièrement défini en déformations (d'où son intérêt en éléments finis déplacements) et dont le détail est exposé par Alachaher [1]. L'écriture générale de cette loi de comportement est tout d'abord présentée, l'accent étant mis sur l'interpolation rhéologique tridimensionnelle. Les formulations analytiques des chemins de base, triaxiaux drainés généralisés, sont empruntées à Darve [10]. Les performances du modèle sur chemins biaxiaux de révolution non drainés ainsi que drainés, œdométrique et isotrope sont comparées à celles du modèle initial de Darve, et permettent d'envisager favorablement le passage aux éléments finis.

Abstract

The authors start from their experience about the utilization of an incrementally non linear constitutive law for geomaterials (Darve [11], [10]) in finite elements by displacement method, requiring directional iterations for integrating a loading path not purely defined in terms of a stress history. They propose a new constitutive model which allows for saving these constitutive iterations. This model is obtained by a generalization of the soil-structure interface laws (Boulon *and al* [4]), using a three-dimensional constitutive interpolation and by using a part of the formulation proposed by Darve [10]. An other advantage of this model is its ability to incorporate an unlimited number of identification paths. The detail of this constitutive model is exposed by Alachaher [1]. The first part of this paper shows the general formulation of this model. The second part, shows an identification and a validation of this new model for global loading paths. The performances of this model on drained, undrained, oedometric and isotropic paths are compared with those of the initial model of Darve. These tests are encouraging for moving up into finite element applications.

Introduction

Dans tout cet article, le terme contrainte désignera la contrainte intergranulaire. La formulation incrémentale non linéaire générale des lois de comportement pour les matériaux non visqueux peut s'écrire (Darve [10]) :

$$d\epsilon_i = M_{ij}(u_k) d\sigma_j \quad (1)$$

où $d\epsilon_i$ et $d\sigma_j$ sont respectivement les composantes des tenseurs incrément de déformation et incrément de contrainte, $M_{ij}(u_k)$ est la matrice constitutive « tangente » au chemin défini par u_k , et u_k est le vecteur des directions des contraintes incrémentales. Cette écriture implique une non-linéarité liée à la dépendance directionnelle de la matrice constitutive M_{ij} . Il est clair que pour être utilisée en éléments finis classiques (déplacements), cette formulation nécessite une recherche directionnelle itérative pour la classe des chemins définis en vitesse de déformations. Les quelques modèles incrémentaux de type interpolation (Chambon *et al.* [8], Darve [10] et Di Benedetto *et al.* [16]) sont tous assujettis à cette contrainte.

Les modèles à non linéarité dépendant explicitement de la vitesse de déformation sont libérés de cette contrainte. C'est le cas des modèles incrémentaux (Kolymbas [19], [20] et Gudehus [17], Cloe (Charlier *et al.* [7], et Desrues *et al.* [14], [15])), des modèles endochroniques (Valanis [24], Bazant [3], Cuellar [9], Lanier [22]) et des modèles élasto-plastiques exprimés de manière telle que la relation constitutive soit explicitement inversible (Prevost [23], Aubry *et al.* [2], Hujeux [18]).

Nous utiliserons dans toute la suite les notations suivantes : les tenseurs incréments de contraintes $d\sigma$ et incréments de déformation $d\epsilon$ seront représentés par commodités sous la forme des pseudo-vecteurs :

$$\underline{d\sigma} = \begin{pmatrix} d\sigma_{11} \\ d\sigma_{22} \\ d\sigma_{33} \\ \sqrt{2}d\sigma_{12} \\ \sqrt{2}d\sigma_{23} \\ \sqrt{2}d\sigma_{31} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \underline{d\epsilon} = \begin{pmatrix} d\epsilon_{11} \\ d\epsilon_{22} \\ d\epsilon_{33} \\ \sqrt{2}d\epsilon_{12} \\ \sqrt{2}d\epsilon_{23} \\ \sqrt{2}d\epsilon_{31} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Le matériau étant supposé initialement isotrope, nous nous limiterons à l'étude des sollicitations non rotationnelles, c'est-à-dire excluant une rotation des directions principales des contraintes et des déformations. Les pseudo-vecteurs précédents seront alors conventionnellement représentés d'une manière simplifiée, en supprimant leurs composantes identiquement nulles :

$$\underline{d\sigma} = \begin{pmatrix} d\sigma_{11} \\ d\sigma_{22} \\ d\sigma_{33} \end{pmatrix} \quad \text{ou plus simplement} \quad \begin{pmatrix} d\sigma_1 \\ d\sigma_2 \\ d\sigma_3 \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\underline{d\epsilon} = \begin{pmatrix} d\epsilon_{11} \\ d\epsilon_{22} \\ d\epsilon_{33} \end{pmatrix} \quad \text{ou plus simplement} \quad \begin{pmatrix} d\epsilon_1 \\ d\epsilon_2 \\ d\epsilon_3 \end{pmatrix} \quad (4)$$

Compte tenu de ces notations, la loi de Darve [10] définie par l'équation (1) et ci-après dénommée « D » ne permet pas d'avoir directement la réponse si le chemin de sollicitation est entièrement défini en termes de vitesse de déformation. Des itérations directionnelles souvent coûteuses sont nécessaires pour réaliser la convergence de la réponse incrémentale (Boulon *et al.* [6]). Ceci est le cas courant en éléments finis déplacements. Pour pallier cet inconvénient, nous proposons un nouveau schéma d'interpolation visant à obtenir la réponse incrémentale sans recherche directionnelle lorsque le chemin est défini en vitesse de déformation. Ce schéma repose sur des chemins élémentaires de base définis dans l'espace des déformations incrémentales $d\epsilon$. Cette nouvelle loi sera dénommée dans toute la suite « ABD ».

Nous présentons tout d'abord l'écriture de la loi « ABD », basée sur une interpolation rhéologique entre des chemins de base (non régulièrement répartis dans l'espace des déformations incrémentales).

Le calcul des fonctions de pondération relatives à ces chemins est ensuite décrit. Il a fait l'objet de plusieurs écritures successives, qui sont résumées. Après un exposé de l'organigramme général d'intégration de la loi, nous présentons des comparaisons des résultats donnés par les lois « ABD » et « D », au niveau de la réponse incrémentale, de la réponse globale, pour des chemins biaxial de révolution non drainé, biaxial de révolution drainé, oedométrique et enfin isotrope, pour plusieurs niveaux initiaux de contrainte. Les lois « ABD » et « D » utilisent les mêmes formulations analytiques des chemins de base et les mêmes matrices tangentes sur ces chemins de base.

2

Écriture générale de la loi « ABD »

2.1

Généralités

Soit un matériau dans un état fixé, et $d\epsilon$ une sollicitation incrémentale sur ce matériau, à laquelle correspond une réponse incrémentale $d\sigma$. On suppose connaître expérimentalement N chemins incrémentaux τ ($d\epsilon_i, d\sigma_i$) ($i = 1, N$) indépendants sur ce matériau. La notion d'interpolation rhéologique est liée à la définition de la distance d entre chemins incrémentaux, dans un espace à définir. L'espace le plus adapté à cette définition est certainement celui des sollicitations incrémentales. Nous conviendrons de nommer d_i la distance entre $d\epsilon$ et $d\epsilon_i$:

$$d_i = d(d\epsilon - d\epsilon_i) \quad (5)$$

et W_i le poids du chemin $n^o i$ dans l'interpolation, fonction de d_i . Les fonctions W_i vérifient obligatoirement les relations fondamentales caractérisant une interpolation :

$$W_i(d_i = 0) = \delta_{ij} \quad (\delta_{ij} : \text{symbole de Kronecker}) \quad (6)$$

A partir de là, plusieurs interpolations rhéologiques sont possibles : deux bases différentes des fonctions W_i vérifiant les équations (5) et (6) conduiront à deux interpolations différentes. Par ailleurs, l'interpolation peut opérer soit sur les réponses $d\sigma_i$ (cas le plus courant), soit sur les matrices de passage de $d\epsilon_i$ vers $d\sigma_i$ si on les sup-

pose connues. Nous avons choisi cette seconde classe d'interpolation qui, dans les conditions fixées précédemment, est la seule qui nous permette d'atteindre le but visé.

Dans le cas présent, la nouvelle interpolation est basée sur six* chemins de base, le chemin de réponse étant le pseudo-vecteur incrément de contrainte $d\sigma$ et le chemin de sollicitation, le pseudo-vecteur incrément de déformation $d\varepsilon$; cette interpolation s'exprime par la somme pondérée suivante :

$$d\sigma = \sum_{i=1}^6 W_i \underline{D}_i d\varepsilon = \underline{D} d\varepsilon \quad (7)$$

où : i représente le numéro du chemin incrémental de base ($i = 1$ à 6). \underline{D}_i représente la matrice constitutive associée au chemin incrémental de base $n^{\circ}i$.

2.2

Notions essentielles

2.2.1

Chemins de base

Afin d'être comparés entre eux, les chemins sont normalisés grâce à la norme du pseudo-vecteur incrément de déformation.

Un chemin incrémental de base $n^{\circ}i$ est alors défini par les deux triplets :

* Le nombre de chemins de base pourrait être différent et notamment supérieur, mais nous nous sommes astreints à utiliser les données expérimentales classiques de la géomécanique.

TABEAU I Récapitulation des paramètres relatifs aux six chemins de base ($\xi_1, \eta_2, \zeta_3, \xi_4, \eta_5, \zeta_6 \geq 0$).
The set of parameters of the six basic paths.

chemin de base n°	sollicitation incrémentale $\lambda \quad \mu \quad \nu$	réponse incrémentale $\xi \quad \eta \quad \zeta$	remarques
1	$\lambda_1 \quad \mu_1 \quad \nu_1$	$\xi_1 \quad 0 \quad 0$	compression dans la direction 1
2	$\lambda_2 \quad \mu_2 \quad \nu_2$	$0 \quad -\eta_2 \quad 0$	extension dans la direction 2
3	$\lambda_3 \quad \mu_3 \quad \nu_3$	$0 \quad 0 \quad -\zeta_3$	extension dans la direction 3
4	$\lambda_4 \quad \mu_4 \quad \nu_4$	$-\xi_4 \quad 0 \quad 0$	extension dans la direction 1
5	$\lambda_5 \quad \mu_5 \quad \nu_5$	$0 \quad \eta_5 \quad 0$	compression dans la direction 2
6	$\lambda_6 \quad \mu_6 \quad \nu_6$	$0 \quad 0 \quad \zeta_6$	compression dans la direction 3

2.2.2

Particularité des chemins de base

Ainsi que nous l'avons indiqué précédemment, les points de base 1 à 6 se déplacent sur la sphère unité dans l'espace des sollicitations incrémentales au cours de la sollicitation (lorsque l'état du matériau varie). Ils sont inégalement répartis sur cette sphère en raison de la nature même de ces chemins (triaxiaux généralisés). Ils

$$\text{sollicitation incrémentale } \begin{Bmatrix} d\varepsilon_1 \\ d\varepsilon_2 \\ d\varepsilon_3 \end{Bmatrix}_i \quad \text{et réponse incrémentale } \begin{Bmatrix} d\sigma_1 \\ d\sigma_2 \\ d\sigma_3 \end{Bmatrix}_i$$

Soit encore après normalisation :

$$\text{sollicitation incrémentale normée } \begin{Bmatrix} \lambda_i \\ \mu_i \\ \nu_i \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{d\varepsilon_1}{\|d\varepsilon\|} \\ \frac{d\varepsilon_2}{\|d\varepsilon\|} \\ \frac{d\varepsilon_3}{\|d\varepsilon\|} \end{Bmatrix}_i$$

$$\text{et réponse incrémentale normée } \begin{Bmatrix} \xi_i \\ \eta_i \\ \zeta_i \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{d\sigma_1}{\|d\sigma\|} \\ \frac{d\sigma_2}{\|d\sigma\|} \\ \frac{d\sigma_3}{\|d\sigma\|} \end{Bmatrix}_i$$

Le choix précédent de normalisation impose que toutes les sollicitations incrémentales possibles sont situées sur la sphère unité de l'espace $(\lambda \mu \nu)$. Les chemins de base étant des triaxiaux généralisés, le tableau I récapitule le paramétrage correspondant.

seraient au contraire parfaitement répartis s'il s'agissait de chemins oedométriques généralisés ($\dot{\varepsilon}_i \neq 0, \dot{\varepsilon}_j = \dot{\varepsilon}_k = 0, i \neq j \neq k = 1, 2, 3$). On voit ainsi que les différentes sollicitations incrémentales possibles interviennent à travers leur direction dans cet espace.

En revanche, dans l'espace des réponses incrémentales, les points de base se déplacent sur leur demi-axe respectif au cours de la sollicitation (cf. Fig. 1).

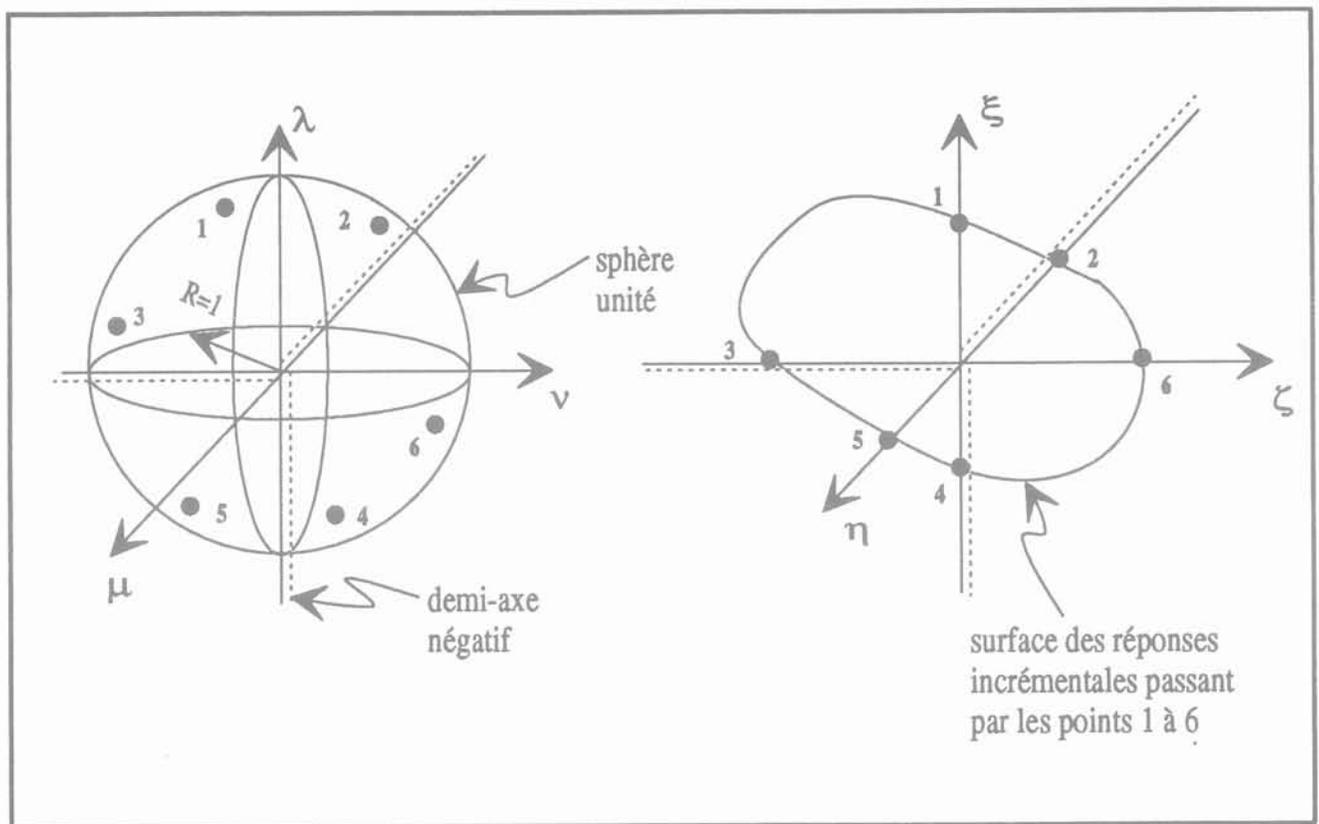


FIG. 1 Espace des sollicitations et des réponses incrémentales, et chemins de base n° 1 à 6.
Incremental loading and response spaces and basic paths.

Utilisant les notations adoptées par Darve [10] concernant les pseudo-coefficients de Poisson ⁽¹⁾, nous pouvons préciser les valeurs de λ_i , μ_i et ν_i pour les chemins de base $i = 1$ à 6 (cf. Tableau II).

2.2.3

Distance angulaire entre chemin courant et l'un des chemins de base

Dans l'espace des sollicitations incrémentales, nous désignerons par direction courante \underline{d} (à laquelle correspond, *a priori* une réponse inconnue) une direction différente des chemins de base $\underline{d}^{(i)}$. La distance angulaire α_i entre le chemin courant \underline{d} et le chemin de base $\underline{d}^{(i)}$ est définie comme l'écart angulaire entre ces deux directions (valeur arithmétique), soit avec les notations de la figure 2 :

$$\alpha_i = 2 \arcsin \frac{\|\underline{d} - \underline{d}^{(i)}\|_2}{2} \quad (8)$$

$$v_j^i = - \begin{pmatrix} \varepsilon_{ij}^+ \\ \varepsilon_{jj} \end{pmatrix}_{j \neq i} \quad \text{(sollicitation en compression dans la direction } j \neq i)$$

$$v_j^i = - \begin{pmatrix} \varepsilon_{ij}^- \\ \varepsilon_{jj} \end{pmatrix}_{j \neq i} \quad \text{(sollicitation en extension dans la direction } j \neq i)$$

où l'opérateur $\|\cdot\|_2$ désigne la norme L^2 .

Nous imposons de plus une détermination de α_i telle que :

$$0 \leq \alpha_i \leq +\pi \quad (9)$$

2.3

Interpolation rhéologique

La construction de la matrice constitutive \underline{D} correspondant au triplet (λ, μ, ν) exige la connaissance des matrices de base \underline{D}_i correspondant à chacune des directions de base, ainsi que le calcul des poids W_i correspondants.

2.3.1

Matrices constitutives de base (\underline{D}_i)

Les matrices \underline{D}_i sont calculables par inversion des matrices \underline{M}_i de rang 3 de la loi « D » (Darve [10]) :

$$\underline{D}_i = \underline{M}_i^{-1} = \left\{ \frac{1}{2} (\underline{N}^+ + \underline{N}^-) + \frac{1}{2} (\underline{N}^+ - \underline{N}^-) \underline{n}_{d\sigma}^{(i)} \right\}^{-1} \quad (10)$$

où : $\underline{n}_{d\sigma}^{(i)}$ représente le « tenseur des directions d'incrément de contrainte » pour les chemins de base ;

\underline{N}^+ et \underline{N}^- sont les matrices dépendant des paramètres d'état ainsi que des modules triaxiaux tangents E_i et coefficients de Poisson tangent ν_j^i , respectivement en compression et en extension. Il est clair que ces matrices évoluent, du fait de l'évolution de l'état et de la sollici-

chemin de base n°	paramètres directeurs	r	cosinus directeurs
1	$\begin{Bmatrix} +1 \\ -\nu_1^{2+} \\ -\nu_1^{3+} \end{Bmatrix}$	$r_1 = [1 + (\nu_1^{2+})^2 + (\nu_1^{3+})^2]^{1/2}$	$\lambda_1 = +1/r_1$ $\mu_1 = -\nu_1^{2+}/r_1$ $\nu_1 = -\nu_1^{3+}/r_1$
2	$\begin{Bmatrix} +\nu_2^{1-} \\ -1 \\ +\nu_2^{3-} \end{Bmatrix}$	$r_2 = [1 + (\nu_2^{1-})^2 + (\nu_2^{3-})^2]^{1/2}$	$\lambda_2 = \nu_2^{1-}/r_2$ $\mu_2 = -1/r_2$ $\nu_2 = \nu_2^{3-}/r_2$
3	$\begin{Bmatrix} +\nu_3^{1-} \\ +\nu_3^{2-} \\ -1 \end{Bmatrix}$	$r_3 = [1 + (\nu_3^{1-})^2 + (\nu_3^{2-})^2]^{1/2}$	$\lambda_3 = \nu_3^{1-}/r_3$ $\mu_3 = \nu_3^{2-}/r_3$ $\nu_3 = -1/r_3$
4	$\begin{Bmatrix} -1 \\ +\nu_1^{2-} \\ +\nu_1^{3-} \end{Bmatrix}$	$r_4 = [1 + (\nu_1^{2-})^2 + (\nu_1^{3-})^2]^{1/2}$	$\lambda_4 = -1/r_4$ $\mu_4 = \nu_1^{2-}/r_4$ $\nu_4 = \nu_1^{3-}/r_4$
5	$\begin{Bmatrix} -\nu_2^{1+} \\ +1 \\ -\nu_2^{3+} \end{Bmatrix}$	$r_5 = [1 + (\nu_2^{1+})^2 + (\nu_2^{3+})^2]^{1/2}$	$\lambda_5 = -\nu_2^{1+}/r_5$ $\mu_5 = +1/r_5$ $\nu_5 = -\nu_2^{3+}/r_5$
6	$\begin{Bmatrix} -\nu_3^{1+} \\ -\nu_3^{2+} \\ +1 \end{Bmatrix}$	$r_6 = [1 + (\nu_3^{1+})^2 + (\nu_3^{2+})^2]^{1/2}$	$\lambda_6 = -\nu_3^{1+}/r_6$ $\mu_6 = -\nu_3^{2+}/r_6$ $\nu_6 = +1/r_6$

tation, d'un incrément à un autre ; elles sont définies comme suit :

$$\underline{\underline{N}}^+ = \begin{bmatrix} 1/E_1^+ & -\nu_2^{1+}/E_2^+ & -\nu_3^{1+}/E_3^+ \\ -\nu_1^{2+}/E_1^+ & 1/E_2^+ & -\nu_3^{2+}/E_3^+ \\ -\nu_1^{3+}/E_1^+ & -\nu_2^{3+}/E_2^+ & 1/E_3^+ \end{bmatrix} \quad (11)$$

et de même pour $\underline{\underline{N}}^-$, en substituant le signe (-) au signe (+).

2.3.2

Fonctions de pondération W_i

Elles représentent le poids de chaque matrice constitutive $\underline{\underline{D}}_i$ et donc de chaque chemin de base dans la matrice $\underline{\underline{D}}$.

Une interpolation complète et rigoureuse exige une masse imposante de calculs, rendant la loi de comportement lourde à manipuler en termes de temps CPU notamment en éléments finis. Ainsi, Chambon *et al.* [8] a proposé plusieurs formes d'interpolation utilisant plusieurs « éléments rhéologiques » conduisant à une continuité C_0 de la réponse. Nous avons choisi une interpolation simplifiée d'une part et utilisant un seul « élément rhéologique » d'autre part afin d'assurer une continuité automatique de la réponse. Nous verrons plus loin que la simplification en question rend parfois la réponse incrémentale anguleuse, ce qui n'est pas gênant si la gamme des chemins réellement utilisés pour le calcul se situe hors de cette zone. De toute manière, le choix d'une interpolation est un compromis, qu'il faut parfois remettre en question.

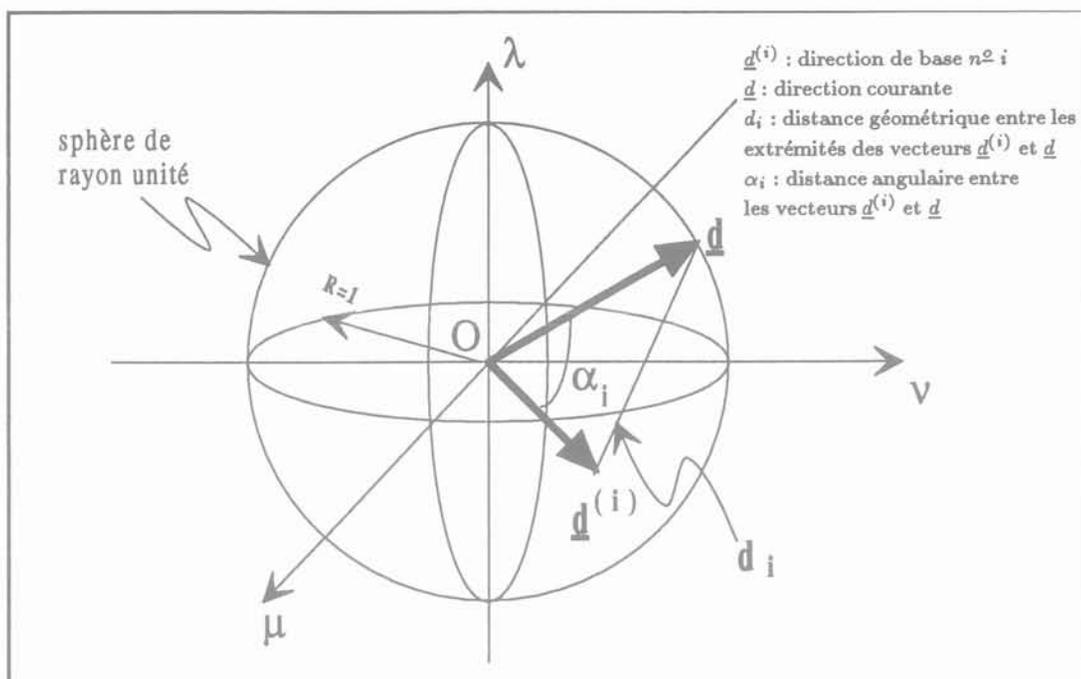


FIG. 2 Définition de la distance angulaire α_i dans l'espace des sollicitations incrémentales.
Definition of the angular distance α_i in the incremental loading space.

Définition des fonctions W_i

La présente approche doit être en mesure de modéliser tout comportement, du plus simple au plus complexe, le plus simple étant l'élasticité linéaire isotrope correspondant à :

$$\underline{D}_i = \underline{D} \quad (\forall i = 1 \text{ à } 6) \quad (12)$$

Dans ces conditions, la relation (7) implique (condition classique à vérifier par une interpolation) :

$$\sum_{i=1}^6 W_i = 1 \quad (13)$$

L'expérience de l'interpolation nous a appris que des poids W_i tous positifs nuisent à la convexité de la réponse incrémentale.

Le sens physique impose de plus que le poids d'un chemin de base proche du chemin courant soit élevé, et que le poids d'un chemin de base éloigné du chemin courant soit faible, ce que nous traduisons par la relation :

$$y_i W_i (\alpha_i)^x = \text{Cte} \quad (14)$$

avec :

x : coefficient de forme caractérisant la courbure des fonctions d'interpolation ;

y_i : fonction imposant son signe à la fonction de pondération W_i .

Expression analytique des fonctions W_i

Des équations (13) et (14), il vient :

$$\frac{W_1}{\frac{1}{y_1 \alpha_1^x}} = \frac{W_2}{\frac{1}{y_2 \alpha_2^x}} = \dots = \frac{\sum_{i=1}^6 W_i}{\sum_{i=1}^6 \frac{1}{y_i \alpha_i^x}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^6 \frac{1}{y_i \alpha_i^x}} \quad (15)$$

d'où finalement :

$$W_i = \left[\sum_{j=1}^6 \frac{y_j}{y_i} \left(\frac{\alpha_j}{\alpha_i} \right)^x \right]^{-1} \quad (16)$$

Pour $\alpha_i = 0$ avec $j \neq i$, $W_i = 0$. Les fonctions d'interpolation W_i vérifient donc toutes les relations classiques bien connues en éléments finis, la notion de nœuds étant ici remplacée par celle de chemin de base. Nous allons montrer ci-après que le choix des fonctions y_i est délicat, en présentant une première formulation non satisfaisante, et une seconde, plus satisfaisante en termes de régularité de la réponse incrémentale.

Première formulation des fonctions y_i

Cette première formulation a été utilisée avec succès pour la loi incrémentale non linéaire 2D décrivant le comportement des interfaces sols-structures (Boulon et al. [4], Boulon et Garnica [5]). La fonction y_i est la fonction signe, pouvant prendre les valeurs +1 et -1 (+1 au voisinage du chemin de base i et -1 ailleurs). On présente à la figure 3 une réponse incrémentale obtenue avec cette première formulation des y_i . Les points anguleux observés ne traduisent pas une réalité physique ; ils sont dus au fait que les changements de signe des fonctions W_j accompagnant ceux des fonctions y_i ne sont pas précédés par une diminution progressive du module des mêmes fonctions W_i (cf. Fig. 4). On constate toutefois que ces fonctions W_i varient entre -0,5 et +1,1 lorsque la sollicitation incrémentale décrit le grand cercle situé dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$).

Seconde formulation des fonctions y_i

La discontinuité des fonctions y_i de la première formulation n'est pas préjudiciable à la continuité incrémentale pour un comportement 2D, puisqu'alors les fonctions W_i s'annulent lorsque les fonctions y_i chan-

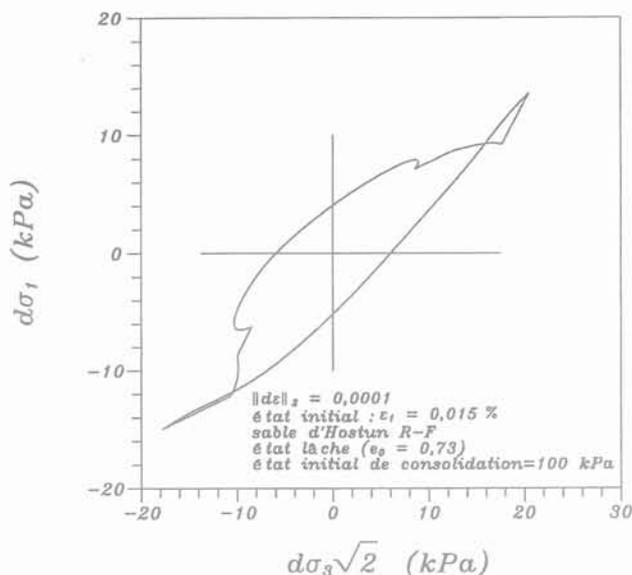


FIG. 3 Réponse incrémentale aux sollicitations incrémentales normées situées dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$) à partir d'un état non drainé. Première formulation des y_i . Incremental response space from an undrained state. First formulation of the y_i functions.

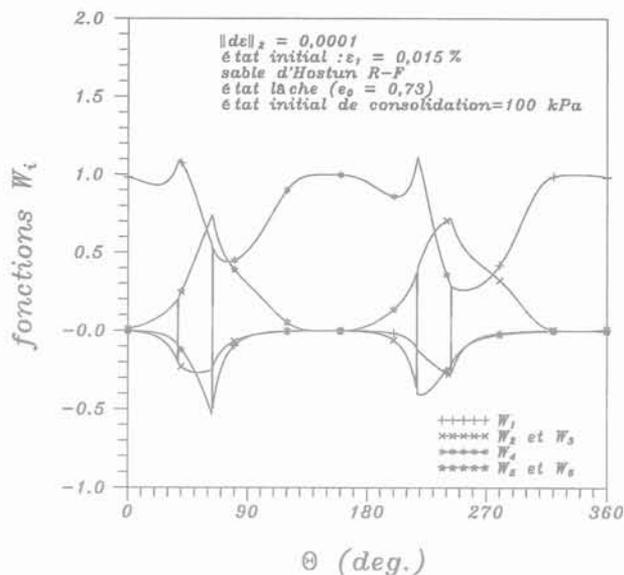


FIG. 4 Fonctions de pondération W_i (y_i fonction signe) pour des sollicitations situées dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$). θ est l'angle entre l'axe λ et la sollicitation incrémentale. Chemin non drainé. Première formulation des y_i . Evolution of the weight functions W_i , undrained loading path. First formulation of the functions y_i .

gent de signe. En revanche, dans le cas d'un comportement 3D, il est clair que les fonctions W_i doivent pouvoir s'annuler pour des directions non confondues avec l'un des chemins de base, d'où l'idée de faire jouer un second rôle aux fonctions y_i : celui de régler le module des fonctions W_i notamment dans les zones de changement de signe.

Posons :

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{6} \sum_i \alpha_i \quad (17)$$

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_i \alpha_i^2}{6} - \bar{\alpha}^2} \quad (18)$$

$\bar{\sigma}$ est la moyenne algébrique des distances angulaires des chemins de base au chemin considéré ;

$\bar{\alpha}$ est une moyenne des écarts entre les distances α_i et la moyenne algébrique précédente (au sens d'un écart-type).

Les fonctions y_i sont la somme de deux fonctions dépendant de la variable réduite :

$$\beta_i = \frac{\alpha_i - \bar{\alpha}}{\bar{\sigma}} \quad (19)$$

– une fonction puissance, prépondérante pour les faibles valeurs de $|\beta_i|$;

– une fonction tanh (tangente hyperbolique), prépondérante pour les valeurs élevées de $|\beta_i|$.

L'ensemble s'écrit :

$$y_i = \beta_i^{1-2n} - \tanh(X(\beta_i + k)) \quad (20)$$

n et X sont des coefficients réels et k un réel également, qui permet de régler le nombre des fonctions y_i positives et négatives.

Une étude paramétrique complète a été effectuée afin de déterminer les valeurs optimales de x , X , n et k (valeurs pour lesquelles sera obtenue la meilleure réponse incrémentale s'approchant plus ou moins de celle donnée par la loi « D »).

Plusieurs ensembles fournissent des résultats permettant d'approcher au mieux les réponses incrémentales des géomatériaux. Parmi ceux-ci, nous avons choisi :

$$x = 8, X = 1,5, n = 1,5, k = 1^{(1)}$$

Nous présentons pour cette formulation, aux figures 5, 6, 7 et 8 respectivement : la réponse incrémentale aux sollicitations incrémentales normées situées dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$), les fonctions α_i , les fonctions y_i et les fonctions de pondération W_i , pour un ensemble de sollicitations incrémentales normées situées dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$) à partir d'un état non drainé par la seconde formulation des y_i .

La réponse incrémentale, sans être parfaitement régulière, a été considérablement améliorée. Elle pourrait certainement l'être davantage.

(1) Les autres paramètres de la loi pour les différentes densités du sable d'Hostun utilisés sont exposés à l'annexe en fin de cet article. En ce qui concerne la signification de chaque paramètre, nous renvoyons le lecteur à l'article [13].

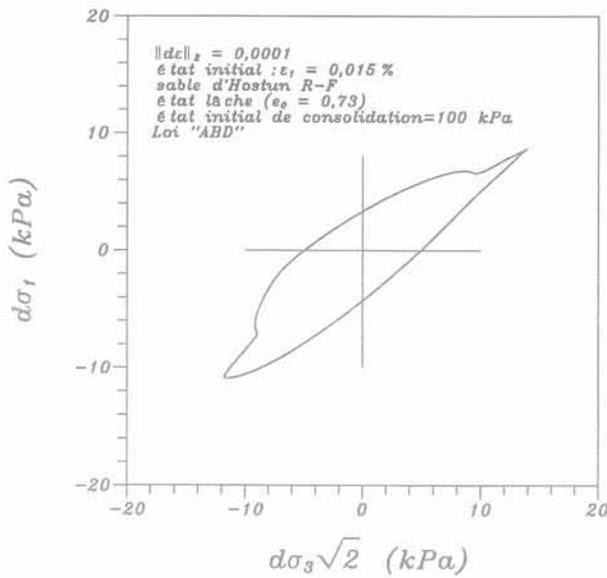


FIG. 5 Réponse incrémentale aux sollicitations incrémentales normées situées dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$) à partir d'un état non drainé. Seconde formulation des y_i . Incremental response space from an undrained state. Second formulation of the y_i functions.

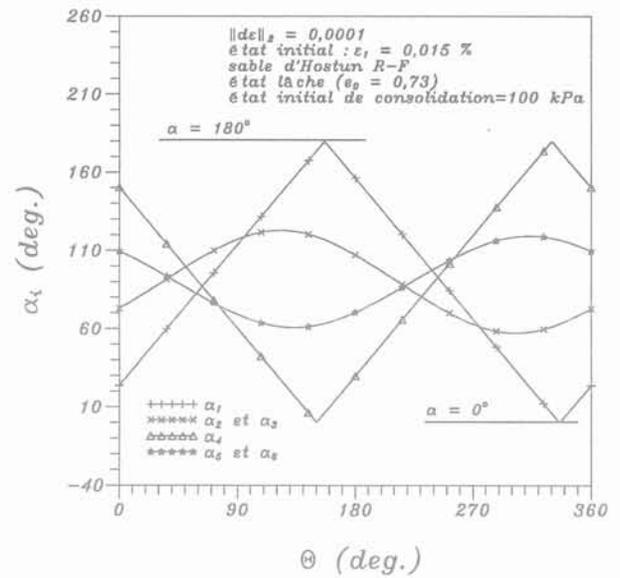


FIG. 6 Les fonctions α_i pour des sollicitations incrémentales normées situées dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$) à partir d'un état non drainé. Seconde formulation des y_i . (Remarque : $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_5$ et α_6 ne s'annulent jamais). Evolution of the angular distances α_i undrained loading path. Second formulation of the y_i functions (remark : $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_5$ and α_6 never vanish).

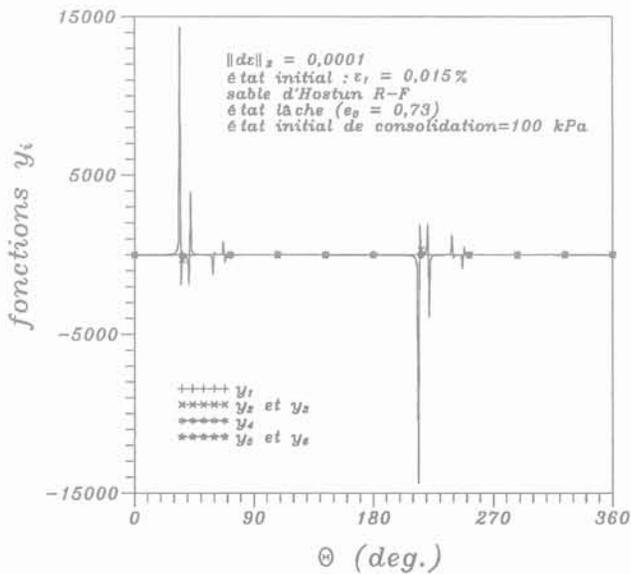


FIG. 7 Les fonctions y_i pour des sollicitations incrémentales normées situées dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$) à partir d'un état non drainé. Seconde formulation des y_i . Evolution of the functions y_i undrained loading path. Second formulation of the y_i functions.

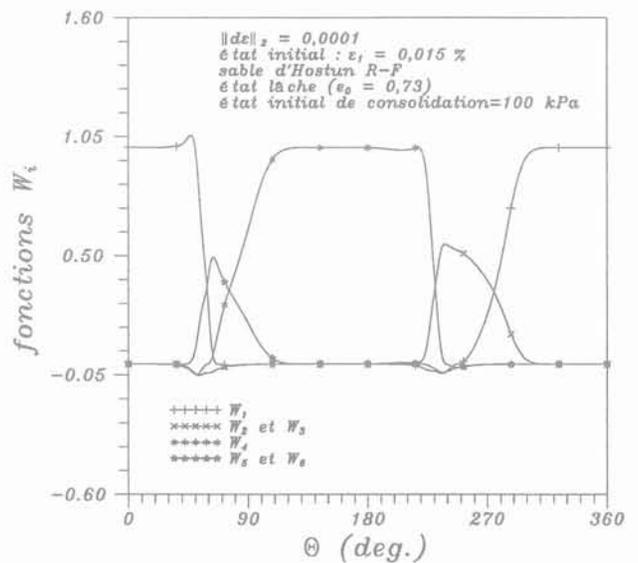


FIG. 8 Les fonctions de pondération W_i pour des sollicitations incrémentales normées situées dans le plan bissecteur ($\mu = \nu$) à partir d'un état non drainé. Seconde formulation des y_i . Evolution of the weight functions W_i undrained loading path. Second formulation of the y_i functions.

Organigramme général du traitement

La procédure de fonctionnement et d'intégration numérique de la loi est présentée à la figure 9, pour le cas général où le chemin n'a rien de particulier (n'est pas donné en terme d'histoire des déformations) et où la sollicitation ne comporte pas de rotations des directions principales. En éléments finis classiques (déplacements), les chemins locaux sont particuliers en ce sens qu'ils sont connus en termes d'histoire des déformations, ce qui a pour effet de supprimer les itérations directionnelles. Pour obtenir la réponse incrémentale, il suffit de décrire un ensemble de valeurs de \underline{d} , pour un même incrément (boucle 2).

Notons que l'algorithme précédent n'est pas fondamentalement différent de celui qui est utilisé par Darve [10], sauf, évidemment, si le chemin est donnée en déformation, ce qui est le cas en éléments finis.

Validations de la loi « ABD » au niveau incrémental

Dans toute la suite, c'est la seconde formulation des y_i qui sera utilisée.

Définition du chemin (sollicitation et réponse)

Nous avons choisi des sollicitations incrémentales situées dans le plan bissecteur ($d\varepsilon_2 = d\varepsilon_3$) de l'espace des sollicitations incrémentales, chaque sollicitation ayant un module de 10^{-4} à partir de l'état ($\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$) lui-même situé dans le plan bissecteur des déformations ($\varepsilon_2 = \varepsilon_3$). Classiquement (Gudehus [17]), l'ensemble des sollicitations incrémentales est alors représenté par les points du cercle de rayon égal à 10^{-4} de l'espace ($d\varepsilon_3\sqrt{2}, d\varepsilon_1$).

La réponse incrémentale à cette famille de sollicitations est alors dans le plan bissecteur des contraintes ($d\sigma_2 = d\sigma_3$), et est constituée d'une courbe généralement voisine d'une ellipse dans le plan ($d\sigma_3\sqrt{2}, d\sigma_1$) (cf. Fig. 10). Dans notre cas, l'état initial est isotrope.

Structure détaillée de la réponse

Les distances angulaires α_i fonctions de l'angle θ entre la sollicitation et la direction (1, 0, 0) sont conformes aux valeurs indiquées à la figure 6. Nous constatons que les angles α_1 et α_4 s'annulent une fois alors que les angles $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_5$ et α_6 ne s'annulent jamais car les chemins de base (2, 3, 5 et 6) ne sont pas situés dans le plan bissecteur ($d\varepsilon_2 = d\varepsilon_3$) (cf. Fig. 1). Ces distances angulaires sont comprises entre 0 et π . A la figure 11, nous avons représenté l'évolution des fonctions d'interpolation en fonction de θ ; elle sont continues, ce qui implique la continuité de la réponse incrémentale malgré les grandes variations (par construction) des fonctions y_i (cf. Fig. 12).

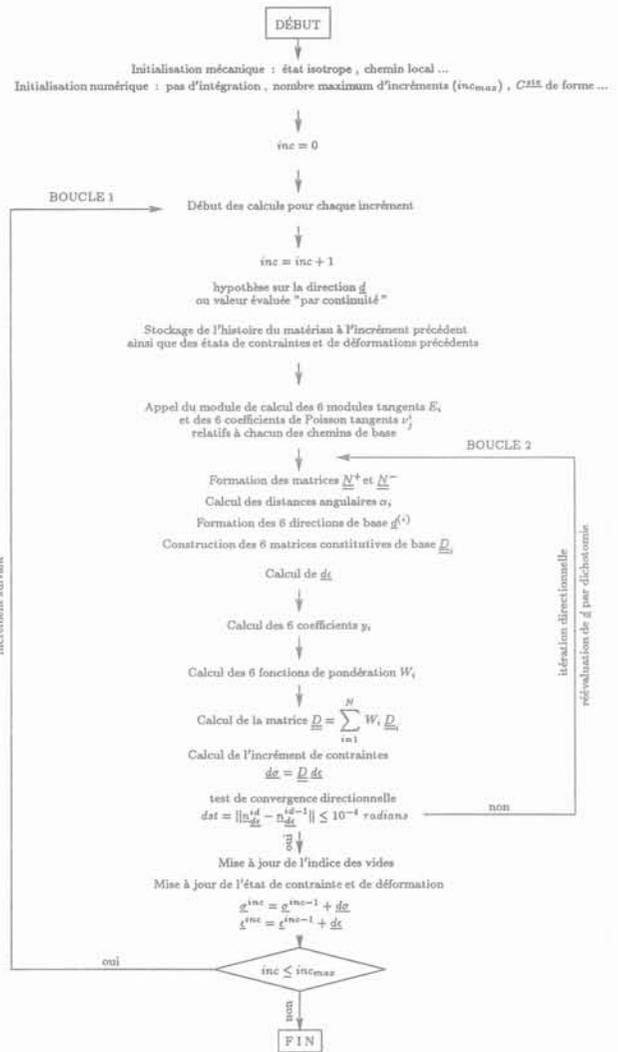


FIG. 9 Organigramme général de fonctionnement et d'intégration numérique (explicite, ordre 1 en temps) de la loi « ABD ».
General flow chart of numerical integration of the law « ABD » (explicit method, order one in time).

Comparaison avec la loi « D »

La loi « D » ([10], [11] et [12]) diffère de la présente loi par l'inversion des concepts de sollicitation incrémentale et réponse incrémentale (sollicitations incrémentales en vitesse de contrainte) et par l'interpolation, plus simple (pour la loi « D »), parce que les points représentatifs des chemins triaxiaux généralisés sont parfaitement répartis dans l'espace des sollicitations incrémentales. Une comparaison des réponses s'impose donc. La figure 13 présente l'enveloppe des réponses incrémentales (en incréments de contrainte) à la famille de sollicitations incrémentales suivantes :

– état de contrainte et de déformation initial (juste avant application des sollicitations incrémentales) isotrope :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0,05 \%$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 203 \text{ kPa}$$

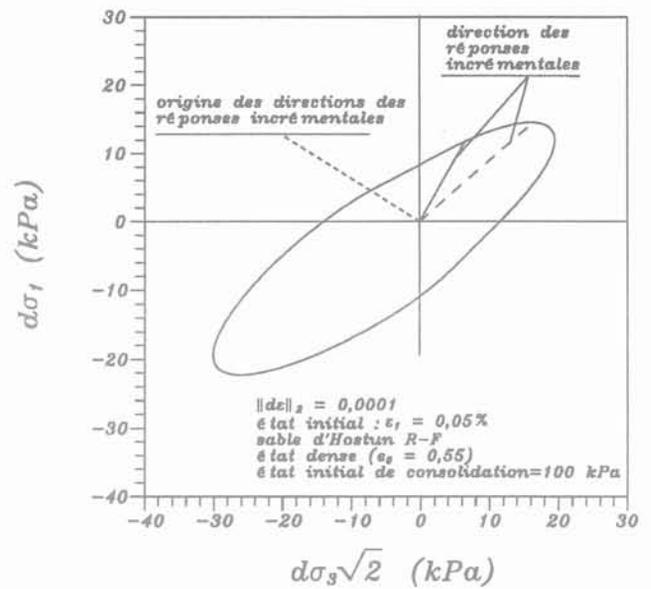
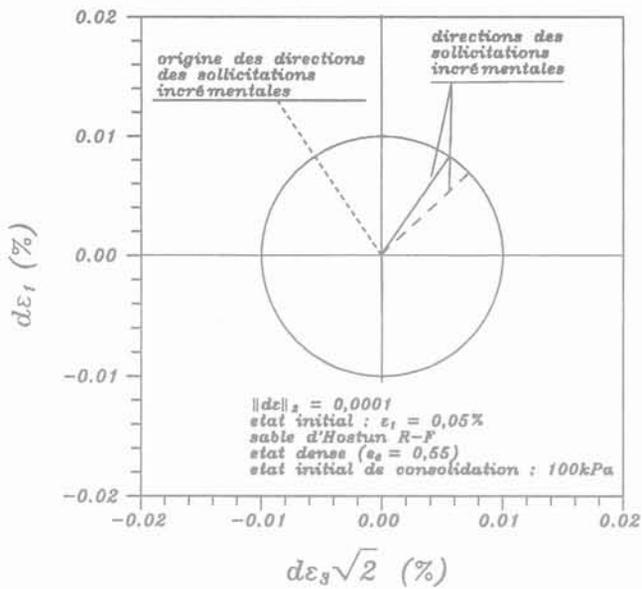


FIG. 10 Espace des sollicitations et des réponses incrémentales. Incremental loading and response space.

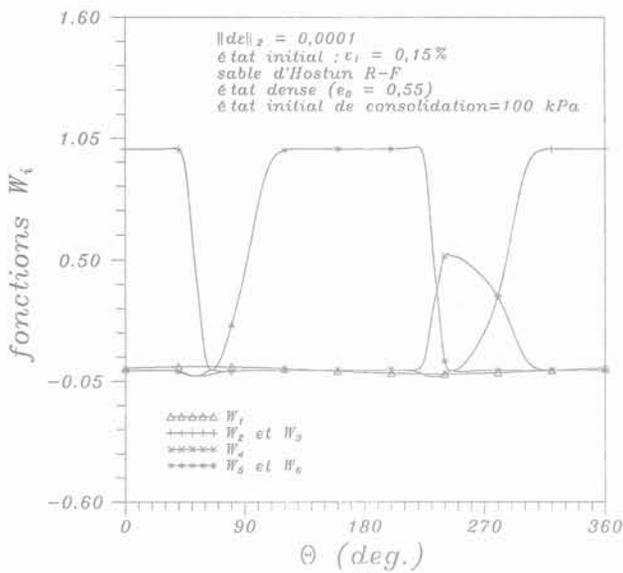


FIG. 11 Les fonctions de pondération W_i , état œdométrique. Evolution of the weight functions W_i oedometric state.

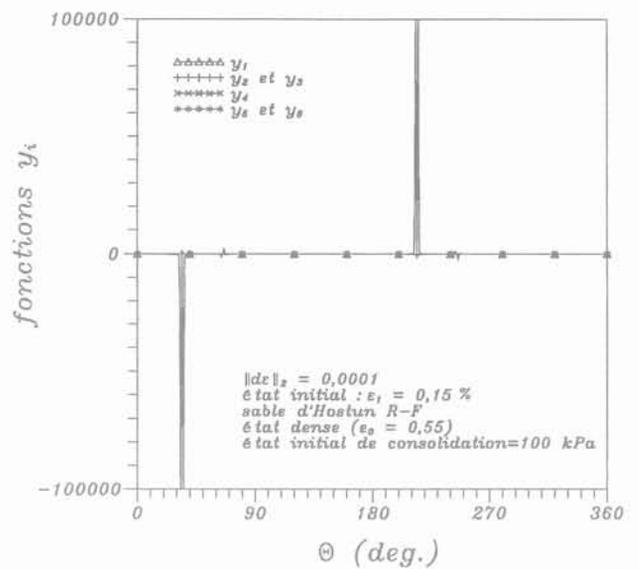


FIG. 12 Les fonctions Y_i , état œdométrique. The functions Y_i , oedometric state.

– sollicitation incrémentale dans le plan bissecteur des incréments de déformation :

$$d\epsilon_2 = d\epsilon_3$$

$$\|d\epsilon\|_2 = 10^{-4} = 0,01 \%$$

La figure 14 présente une enveloppe analogue pour une sollicitation identique, à partir d'un état œdométrique.

L'état de contrainte et de déformation initial juste avant d'appliquer les sollicitations incrémentales est caractérisé par :

$$\epsilon_1 = 0,15 \%$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_3 = 0 \%$$

$$\sigma_1 = 145 \text{ kPa}$$

$$\sigma_2 = \sigma_3 = 121 \text{ kPa} \quad (K_0 = 0,83)$$

Les figures 13 et 14 montrent la continuité incrémentale des deux lois, ainsi qu'une concordance plus que qualitative des réponses incrémentales.

Ceci n'est pas très étonnant, puisque les chemins d'identification (triaxiaux de révolution drainés en compression et en extension) et leur formulation analytique restent les mêmes.

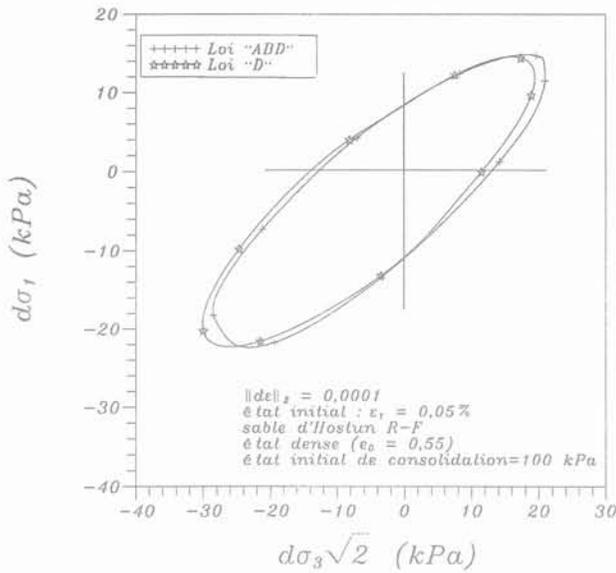


FIG. 13 Réponses incrémentales à partir d'un état isotrope.
Incremental responses from an isotropic state.

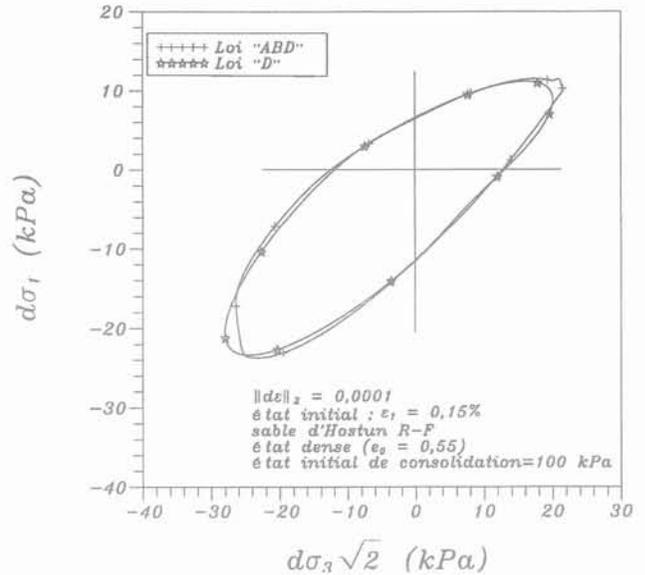


FIG. 14 Réponses incrémentales à partir d'un état œdométrique.
Incremental responses from an oedometric state.

4

Validation globale de la loi « ABD » sur des chemins classiques

Identification

La loi « ABD » a été construite par interpolation entre les chemins de base que sont les chemins triaxiaux géné-

ralisés drainés ; il était nécessaire dans un premier temps de vérifier pour ces mêmes chemins de sollicitation, qu'il existait une coïncidence parfaite entre les deux lois, ce qui, à titre d'exemple, est vérifié à la figure 15, pour des chemins triaxiaux de révolution en extension, et pour diverses contraintes latérales initiales ($\sigma_0 = 100, 200$ et 400 kPa).

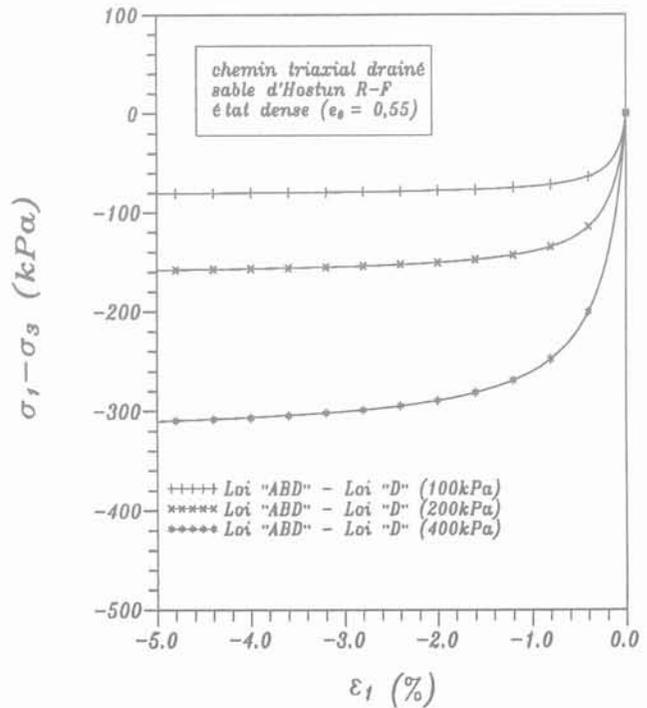
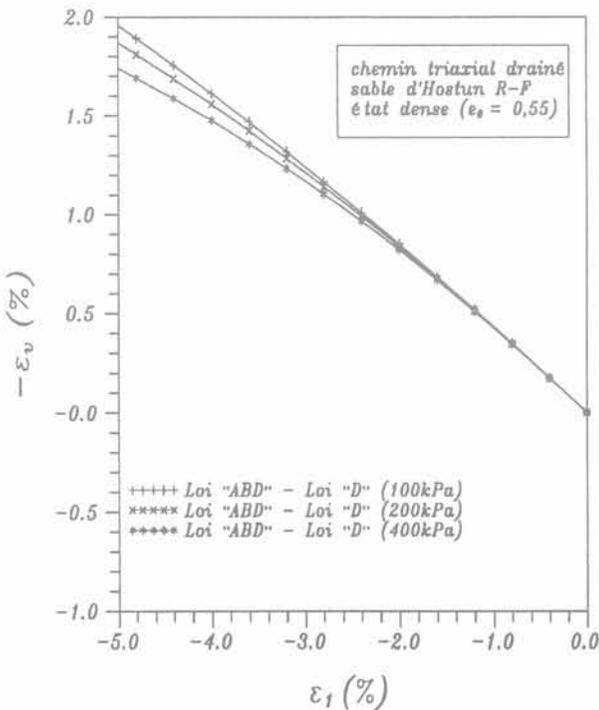


FIG. 15 Chemins de réponse à une sollicitation triaxiale drainée en extension.
Response path from an extension triaxial drained path.

Comparaison avec les essais expérimentaux

Une comparaison entre les résultats obtenus d'une part, par le modèle incrémental « ABD » et d'autre part, par les essais expérimentaux réalisés au laboratoire 3S (sols, solides et structure) à Grenoble par Meghachou (Konrad *et al.* [21]), sur un chemin à volume constant ($\sigma_0 = 772$ kPa) montre que les prédictions fournies par le modèle sont généralement voisines de l'expérience (Fig. 16).

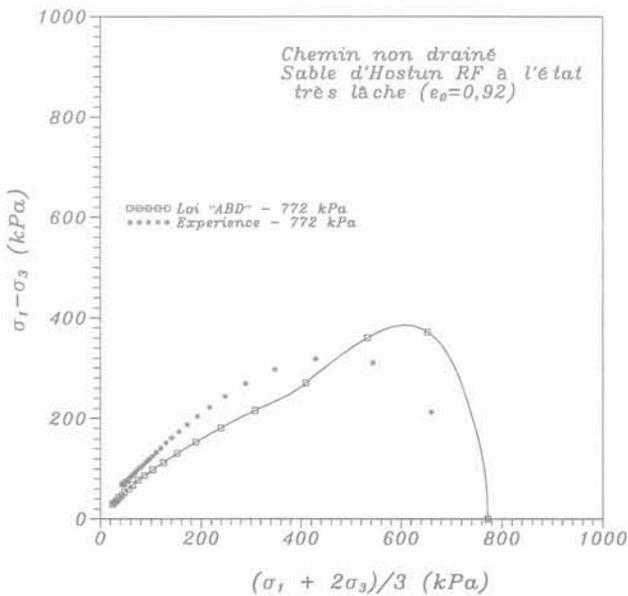
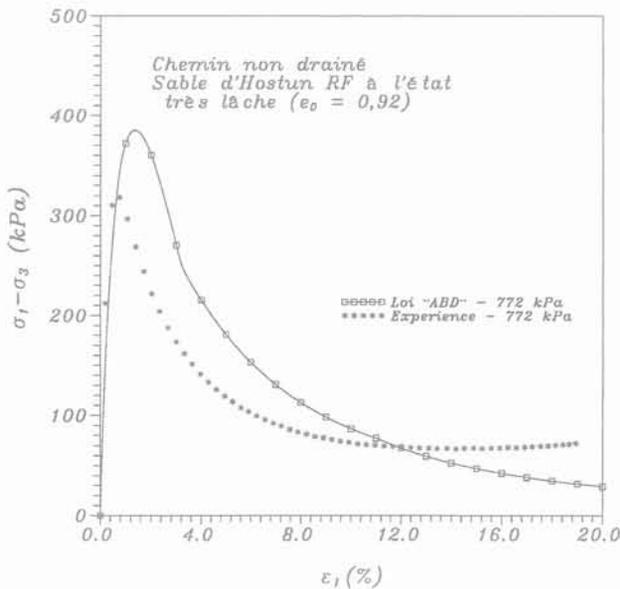


FIG. 16 Comparaison avec les essais expérimentaux sur un chemin à volume constant.

Comparison with the experimental tests on an undrained path.

Chemin axisymétrique à volume constant (non drainé)

La figure 17 (plans $q - p$ et $q - \varepsilon_1$) montre une comparaison entre les lois « ABD » et « D » sur chemin triaxial de révolution non drainé, pour deux contraintes latérales initiales (100 kPa et 200 kPa) sur le sable d'Hostun R-F, pour un état initial lâche ($e_0 = 0,73$). Ces courbes permettent d'observer que l'intégration de la loi « ABD » peut se poursuivre jusqu'à l'origine du plan (q, p) alors qu'il devient impossible d'inverser la loi « D », le déterminant s'annulant lorsque la pression moyenne a chuté jusqu'à 130 kPa pour la contrainte latérale élevée (200 kPa), et jusqu'à 55 kPa pour la contrainte latérale initiale faible (100 kPa).

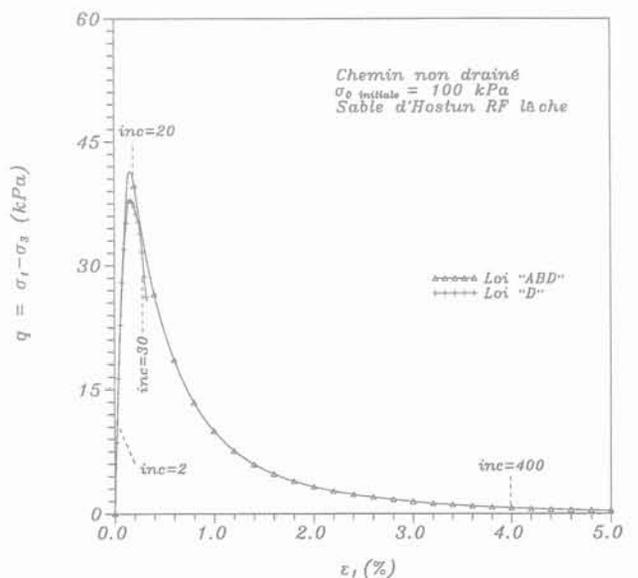
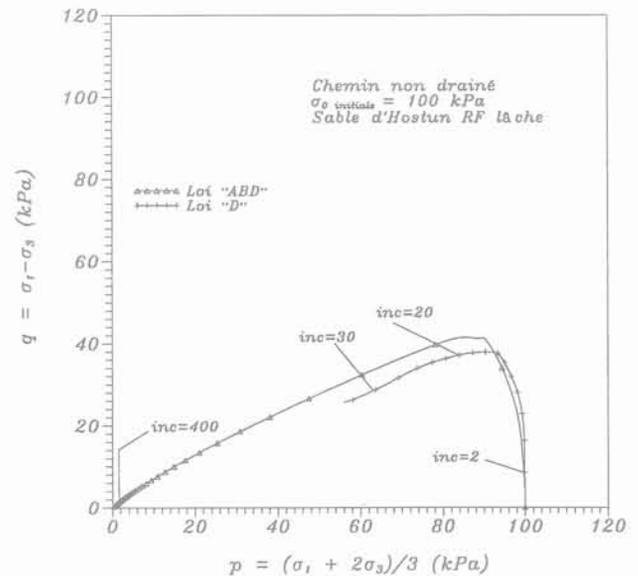


FIG. 17 Chemin de réponse à une sollicitation axisymétrique non drainée. Remarque : intégration de la loi « D » impossible jusqu'à l'origine du plan (p, q).

Response path for an axisymmetric undrained loading path. Remark: the integration of the law "D" is impossible up to the origin of the ($p - q$) plane.

Les figures 18, 19, 20 et 21 présentent une comparaison des réponses incrémentales des lois « ABD » et « D » à divers stades du chemin. La différence entre ces réponses incrémentales augmente lorsqu'on parcourt le chemin depuis l'état isotrope initial jusqu'à l'origine. Toutefois, les deux lois montrent en commun un étirement progressif de la réponse à l'approche de la surface limite.

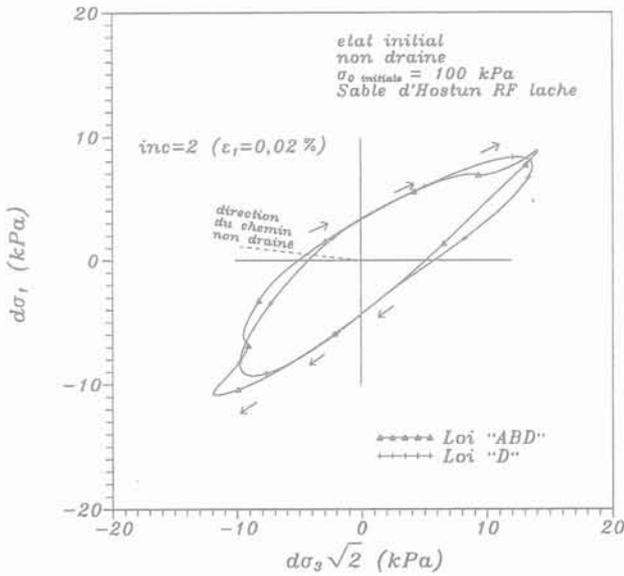


FIG. 18 Réponses incrémentales à partir d'un état non drainé (chemin non drainé, 2^e incrément).
Incremental responses from an undrained loading path (undrained path, 2nd increment).

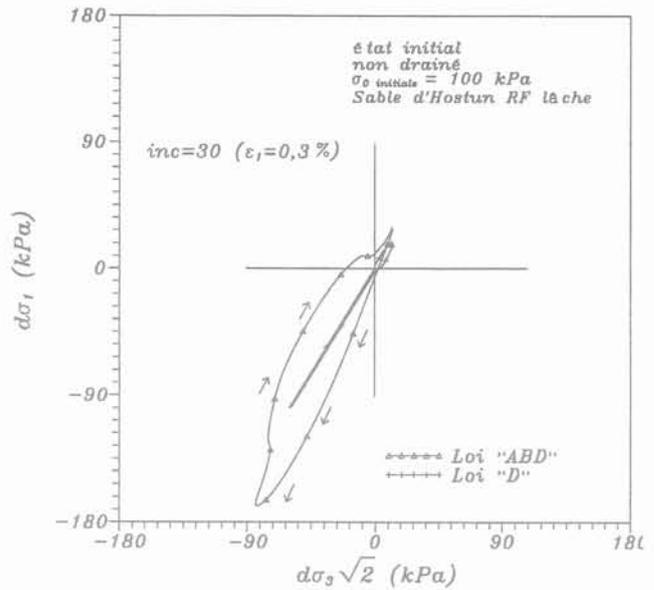


FIG. 20 Réponses incrémentales à partir d'un état non drainé (chemin non drainé, 30^e incrément).
Incremental responses from an undrained loading path (undrained path, 30th increment).

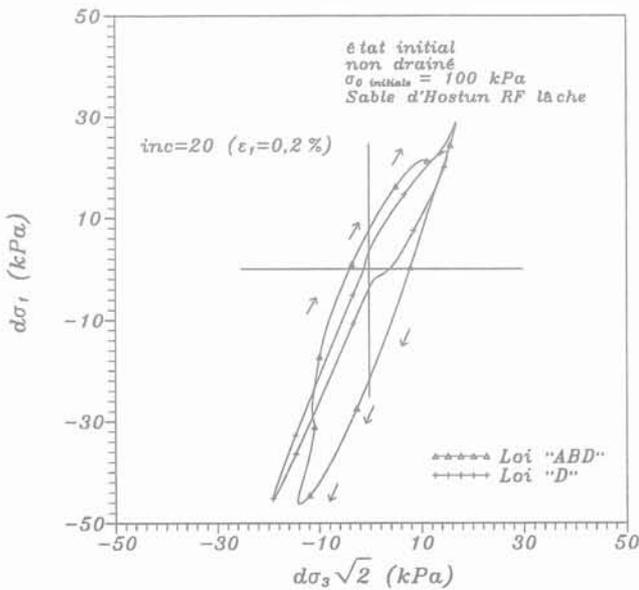


FIG. 19 Réponses incrémentale à partir d'un état non drainé (chemin non drainé, 20^e incrément).
Incremental responses from an undrained loading path (undrained path, 20th increment).

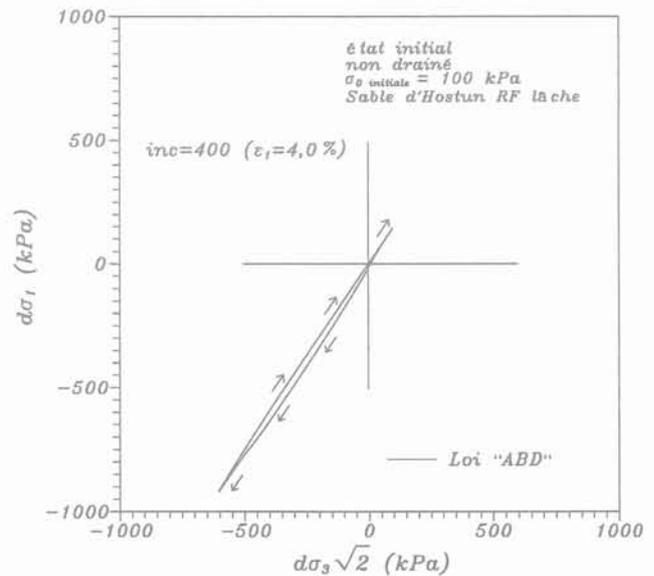


FIG. 21 Réponses incrémentales à partir d'un état non drainé (chemin non drainé, 400^e incrément).
Incremental responses from an undrained loading path (undrained path, 400th increment).

Chemin œdométrique

Ce sont des chemins asymétriques à déformation latérale constante (nulle) et donc complètement définis en termes de vitesses de déformation. Les résultats sont présentés à la figure 22.

Les conditions initiales de l'essai sont :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0 \%$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 300 \text{ kPa}$$

La figure 22 permet de conclure qu'il existe plus de différence entre les lois INL et octo-linéaire de Darve [10], qu'entre la loi INL (« D ») et la loi INL « ABD », pour ce type de chemin.

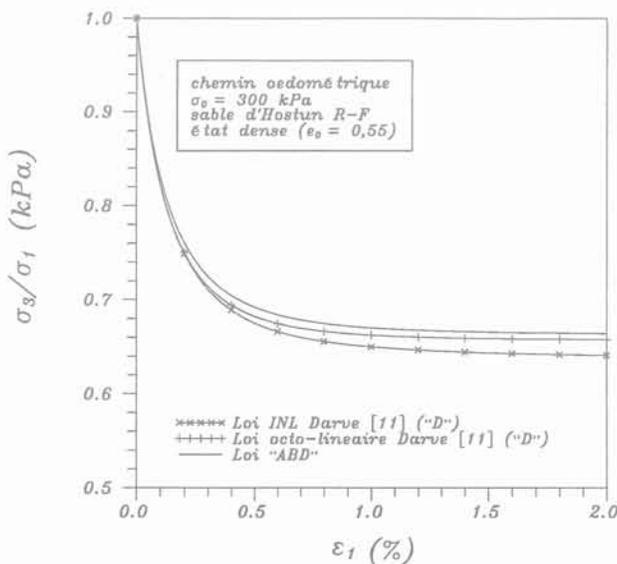
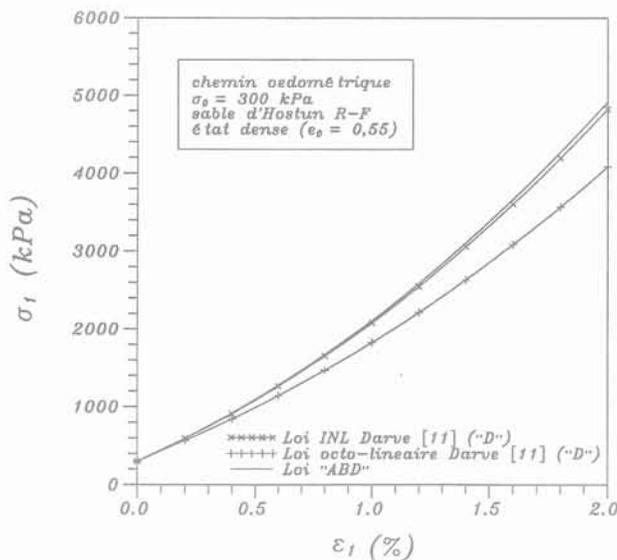


FIG. 22 Chemin de réponse à une sollicitation axisymétrique œdométrique.
Response path for an axisymmetric œdometric path.

Chemin isotrope

Ce sont des chemins définis par une sollicitation isotrope en déformation. La figure 23 montre sur le plan (σ_1, ε_1) une comparaison entre la loi « ABD » et les deux versions octo-linéaire et non linéaire de la loi INL de Darve (« D ») sur un sable d'Hostun RF à l'état très lâche ($e_0 = 0,92$) et pour un état de contrainte initial égal à 300 kPa. Nous remarquons que globalement les trois courbes sont assez voisines.

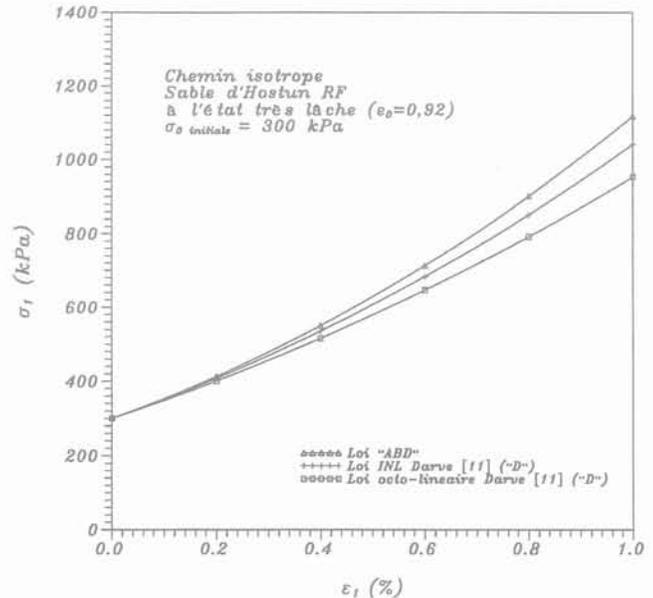


FIG. 23 Chemin de réponse à une sollicitation isotrope.
Response path for an axisymmetric isotropic path.

Temps CPU consommé par les deux lois

Les figures 24 et 25 montrent une comparaison des temps CPU consommés par les lois « D » et « ABD » pour un chemin non drainé sur sable d'Hostun RF lâche et pour deux états de confinement différents (100 et 200 kPa) – se référer à la figure 17 pour les essais correspondants –. Afin d'avoir une comparaison objective des résultats, les calculs correspondants aux deux lois ont été menés sur un même ordinateur (DECstation 5000/200).

Ces figures montrent l'intérêt de la loi « ABD », dérivée de « D », pour une utilisation en éléments finis déplacements, puisque la loi « ABD » consomme un temps CPU de 30 à 40 % inférieur à celui consommé par la loi « D », sur des chemins tels que le chemin non drainé, entièrement défini en déformations.

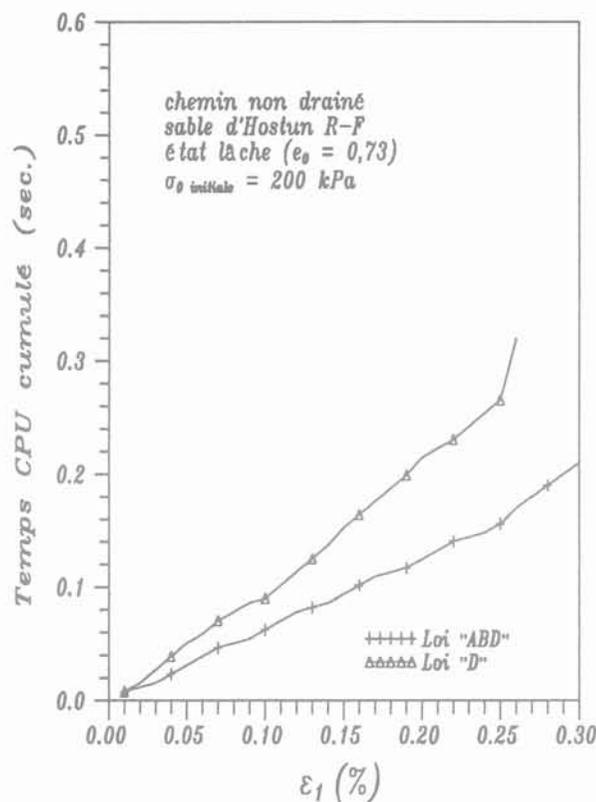
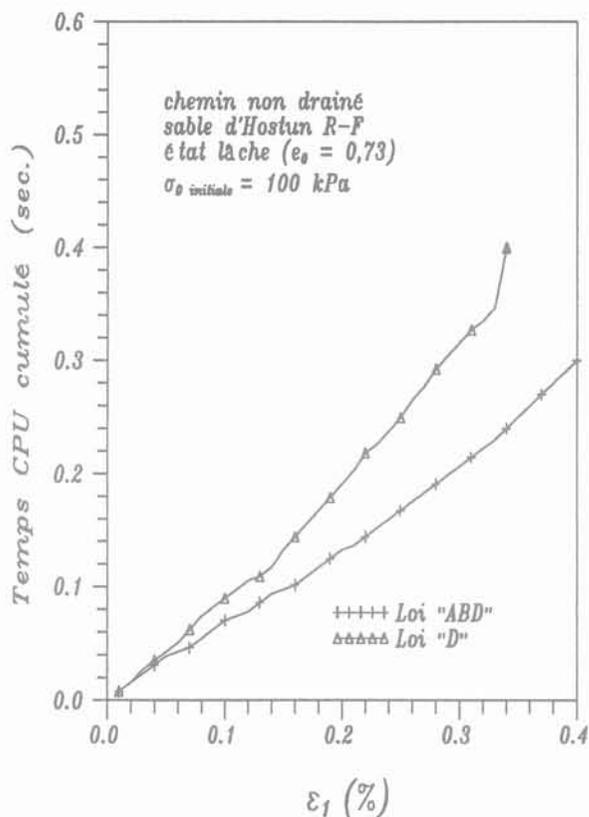


FIG. 24 Temps CPU consommé par les lois « D » et « ABD » sur chemin non drainé.
CPU time needed for the integration of the laws « D » and « ABD » on an undrained path.

7

Conclusion

Les auteurs ont mis au point pour les sols une loi de comportement incrémentalement non linéaire « ABD », dérivée de la loi « D » (Darve [10]), mais formulée explicitement en vitesses de déformation. Cette nouvelle loi, est constituée par interpolation des matrices constitutives sur chemins connus. Les formulations analytiques de ces chemins (triaxiaux généralisés de base, compression et extension) et les matrices constitutives sur ces chemins sont les mêmes pour les lois « ABD » et « D ».

Cette nouvelle loi est particulièrement adaptée à l'utilisation en éléments finis déplacements puisqu'elle permet d'éviter les itérations directionnelles ou constitutives. Par ailleurs, elle pourrait intégrer d'autres chemins de base (par exemple des chemins non drainés) si ceux-ci étaient formulés analytiquement, ce qui aurait pour effet d'améliorer considérablement la cohérence de la loi avec les résultats expérimentaux.

L'interpolation tridimensionnelle reste toutefois un exercice extrêmement délicat, dont on ne peut dire à l'heure actuelle s'il est définitivement résolu. Les comparaisons entre cette nouvelle loi incrémentalement non linéaire et la loi INL de Darve montrent généralement une bonne concordance avec semble-t-il une meilleure capacité pour cette nouvelle loi à simuler des chemins complètement définis en déformations, dans le cas non drainé notamment. Des comparaisons plus poussées restent évidemment à faire.

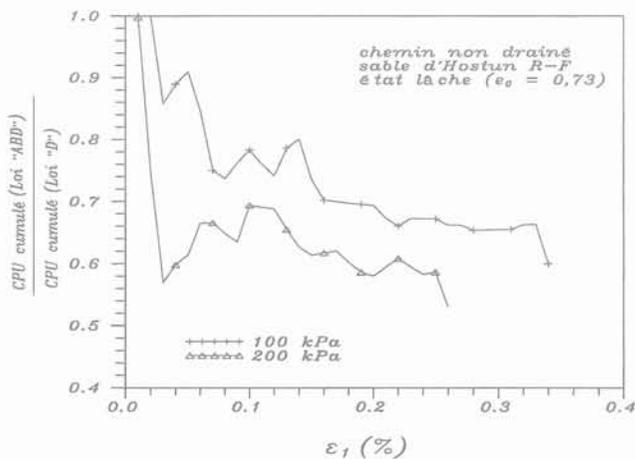


FIG. 25 Comparaison du temps CPU consommé par les lois « D » et « ABD » sur un chemin non drainé.
Comparison of the CPU time needed for the integration of the laws « D » and « ABD » on an undrained path (ratio of CPU time).

NOTATIONS

- \underline{de} : pseudo-vecteur incréments de déformation.
 \underline{dc} : pseudo-vecteur incréments de contrainte.
 \underline{M} : tenseur constitutif direct.
 \underline{D} : tenseur constitutif dual.
 \underline{n}_{dc} : pseudo-vecteur des directions des incréments de contraintes.
 \underline{n}_{de} : pseudo-vecteur des directions des incréments de déformations.
 i : indice des chemins de base.
 W_i : fonctions d'interpolation associées à chaque chemin de base i .
 \underline{M}_i : matrice constitutive directe de base.
 \underline{D}_i : matrice constitutive duale de base.
 ν_{ij}^+ : pseudo-coefficients de Poisson en compression.
 ν_{ij}^- : pseudo-coefficients de Poisson en extension.
 E_i^+ : modules triaxiaux tangents en compression.
 E_i^- : modules triaxiaux tangents en extension.
 \underline{N}_i^+ : matrices d'état en compression.
 \underline{N}_i^- : matrices d'état en extension.
 α_i : distance angulaire entre le chemin courant et le chemin de base i .
 \underline{d} : direction courante.
 $\underline{d}^{(i)}$: direction de base n° i .
 d_i : distance géométrique entre les extrémités des directions $\underline{d}^{(i)}$ et \underline{d} .
 y_i : fonctions de signe et de correction des fonctions W_i .
 x : coefficient de forme matérialisant la courbure des fonctions d'interpolation.
 $\bar{\alpha}$: moyenne algébrique des distances angulaires.
 $\bar{\sigma}$: moyenne des écarts entre α_i et $\bar{\alpha}$.
 β_i : variable réduite.
 n, X : coefficients réels intervenant dans l'expression des fonctions y_i .
 k : paramètre de réglage du nombre des fonctions y_i positifs et négatifs.

Annexe

Jeux des paramètres utilisés pour le sable d'Hostun

Sable d'Hostun dense

$A_1 = 1$	$B_1 = 0,32$	$X_u = 680$
$A_2 = 0,7$	$B_2 = 0$	$X_n = 0,45$
$A_3 = 4,5$	$B_3 = 1,8$	$y_{00} = 0,55$
$A_4 = 0,86$	$B_4 = 0,28$	$c_0 = 0$
$A_5 = 0,98$	$B_5 = 2,01$	$c_e = 8$
$A_6 = 0,65$	$B_6 = 1,3$	$AA_4 = 0,1$
$A_7 = 0,09$	$B_7 = 0,095$	$BB_1 = 0,011$
$A_8 = 0,7$	$B_8 = 0,1$	
$A_9 = 65$	$B_9 = 7$	

Sable d'Hostun lâche

$A_1 = 1$	$B_1 = 0,055$	$X_u = 380$
$A_2 = 0,002$	$B_2 = 0,09$	$X_n = 0,45$
$A_3 = 2$	$B_3 = 1,8$	$y_{00} = 0,73$
$A_4 = 0,68$	$B_4 = 0,31$	$c_0 = 0$
$A_5 = 0,98$	$B_5 = 2,8$	$c_e = 8$
$A_6 = 0,6$	$B_6 = 1,3$	$AA_4 = 0,16$
$A_7 = 0,09$	$B_7 = 0,21$	$BB_1 = 0,005$
$A_8 = 0,7$	$B_8 = 0,1$	
$A_9 = 20$	$B_9 = 7$	

Sable d'Hostun très lâche

$A_1 = 1$	$B_1 = 0$	$X_u = 225$
$A_2 = 0,02$	$B_2 = 0,09$	$X_n = 0,508$
$A_3 = 4$	$B_3 = 15$	$y_{00} = 0,92$
$A_4 = 0,62$	$B_4 = 0,08$	$c_0 = 0$
$A_5 = 1,3$	$B_5 = 6$	$c_e = 8$
$A_6 = 0,615$	$B_6 = 1,2$	$AA_4 = 0,125$
$A_7 = 0,09$	$B_7 = 0,7$	$BB_1 = 0$
$A_8 = 0,7$	$B_8 = 1,2$	
$A_9 = 15$	$B_9 = 12$	

Références

- [1] Alachaher A. – Une loi de comportement adaptée à la méthode des éléments finis, thèse de doctorat de l'Université Joseph-Fourier de Grenoble (à paraître).
- [2] Aubry D., Hujeux J.-C., Las-soudière F., Meimon Y. – A double memory model with multiple mechanisms for cyclic behavior, *Constitutive Relations for Soils*. Edited by Gudehus, Darve and Vardoulakis, published by Balkema (Rotterdam), Grenoble, 1982.
- [3] Bazant Z.P. – Endochronic inelasticity and incremental plasticity, *Int. J. of Solids and Structures*, 14, pp. 691-714, 1978.
- [4] Boulon M., Hoteit N., Marchina P. – A complete constitutive law for soil-structure interfaces, *Int. Conf. on Num. Methods in Geomechanics (ICONMIG)*, Innsbruck, Austria, 1988.
- [5] Boulon M., Garnica P. – Constitutive interpolation and soil structure directionally dependent interface law, *Proc. of second ENUMGE*, Santander, Spain, 1990.
- [6] Boulon M., Darve F., El Gamali H. – Use of incrementally non linear constitutive equations by the finite element method, *Proceedings of the 7th international conference on computer methods and advances in geomechanics*, editions Balkema, Rotterdam/Brookfield, 1991.
- [7] Charlier R., Chambon R., Desrues J., Hammad W. – Shear band bifurcation in soil modelling : a rate type constitutive law for explicit localisation, *Third Int. Conf. on Constitutive laws for Engng Materials*, Tucson, Ed. Desai C.S. and Kremple E., ASME Press, pp. 399-402, 1991.
- [8] Chambon R., Renoud-Lias B. – Incremental non linear stress-strain relationship for soils and integration by FEM, *Int. Conf. on Num. Meth. in Geomech.* Aachen, ed. W. Wittke, Balkema, Rotterdam, vol. 1, pp. 405-413, 1979.
- [9] Cuellar V. – An endochronic model for dense sand, *Constitutive Relations for Soils*, éd. Gudehus, Darve, Vardoulakis, publ. Balkema, pp. 357-367, 1984.
- [10] Darve F. – Une loi rhéologique incrémentale non linéaire pour les solides, *Mech. Res. Com.* 7, n° 4, pp. 205-212, 1980.
- [11] Darve F. – Incrementally non-linear relationships, constitutive equation and modelling in geomaterials, Paris, Presses de l'ENPC, 1990.
- [12] Darve F., Chau B. – Constitutive instability in incrementally non-linear modelling in constitutive laws for engineering materials, C.S. Desai Ed., pp. 301-310, 1987.
- [13] Darve F., Dendani H. – An incrementally non-linear constitutive relation and its prediction, *Proceedings of the International Workshop on Constitutive Equations for Granular Non cohesive Soils*, Cleveland, pp. 237-254, 1987.
- [14] Desrues J., Chambon R., Hammad W., Charlier R. – Soil modelling with regard to consistency : CLoE, a new rate type constitutive model, *Third Int. Conf. on Constitutive laws for Engng Materials*, Tucson, Ed. Desai C.S. and Kremple E., ASME Press, pp. 395-398, 1991.
- [15] Desrues J., Chambon R. – A new rate type constitutive model for geomaterials ; CLoE, *Proc. Int. Workshop « Modern Approaches to Plasticity »*, Horton, Greece, 1992.
- [16] Di Benedetto H., Darve F. – Comparaison des lois rhéologiques en cinématique rotationnelle, *J. Méc. Théor. Appl.*, vol. 2, n° 5, pp. 769-798, 1983.
- [17] Gudehus G. – A comparaison of some constitutive laws for soils under radially symmetric loading and unloading, *Third international conference on numerical methods in geomechanics*, Edition W. Wittke, publ. Balkema, vol. 4, pp. 1309-1324, 1979.
- [18] Hujeux J.-C. – « Une loi de comportement pour le chargement cyclique des sols » in *Le Génie parasismique*, Paris, Presses de l'ENPC, 1985.
- [19] Kolymbas D. – A rate-dependent constitutive equation for soils, *Mech. Res. Com.* 4, n° 6 pp. 367-372, 1977.
- [20] Kolymbas D. – A constitutive law of the rate-type for soils. Position, calibration and prediction. *Constitutive relations for soils*. Edited by Gudehus, Darve and Vardoulakis, published by Balkema (Rotterdam), Grenoble, 1982.
- [21] Konrad J.M., Flavigny E., Meghachou M. – Comportement non drainé du sable d'Hostun lâche, *Revue Française de Géotechnique*, n° 54, pp. 53-64, 1991.
- [22] Lanier J. – Étude d'une loi de comportement pour les matériaux non visqueux, *J. Mécanique* 18 (1), pp. 175-195, 1979.
- [23] Prevost J.H. – A simple plasticity theory for frictional cohesionless soils, *Journal of soils dynamic and earthquake engineering*, vol. 4, n° 1, 1985.
- [24] Valanis K.C. – A theory of viscoplasticity without a yield surface, *Archives of Mechanics*, Varsovie, n° 23, pp. 517-551, 1971.

Étude par éléments finis du frottement latéral des pieux dans de l'argile

**P. J. BRUGGER
F. R. LOPES
M. S. S. ALMEIDA**

*Université fédérale
de Rio de Janeiro
Caixa Postal 68506
Rio de Janeiro
RJ - 21945, Brazil.*

Résumé

L'étude numérique du comportement du sol au voisinage d'un pieu sous chargement axial a été faite en utilisant la technique des éléments finis. Deux modèles de comportement typiques en Mécanique des Sols ont été utilisés, à savoir un modèle élastique non linéaire et un modèle élasto-plastique basé sur la théorie de l'état critique. On examine en particulier, à partir de ces modèles, le cas de chargements drainés et non drainés. L'étude réalisée montre en particulier que le problème du frottement latéral le long du fût du pieu est de nature cinématique et que seul un modèle élasto-plastique peut rendre compte des contraintes et des déformations développées dans le sol au voisinage du fût du pieu. Une discussion est présentée sur la modification de l'état de contrainte provoquée par la mise en place initiale du pieu.

Finite element investigation of shaft friction of piles in clay

Abstract

An investigation of the soil behavior around a pile under axial loading is presented, based on a finite element analysis. Two classical constitutive models, typically used in soil mechanics are evaluated in a comparative way : a non-linear elastic model and an elasto-plastic critical state model. Both drained and undrained analysis are carried out. The investigation shows that the problem of shaft friction along a pile is a kinematic controlled problem, and that only an elasto-plastic model can correctly represent stresses and strains developed in the soil adjacent to the pile shaft. A discussion on the stress state generated by the pile installation is also presented.

Introduction

L'évaluation du frottement latéral limite mobilisable le long d'un pieu installé dans une argile est un sujet controversé depuis longtemps, et a attiré l'attention de nombreux chercheurs. Traditionnellement, le frottement latéral a été mis en relation avec la résistance au cisaillement non drainée du sol à laquelle est appliqué un facteur α de façon à prendre en considération les effets d'installation (Tomlinson, 1957 ; McClelland, 1969 ; Wroth, 1972). Cette technique est appelée « Méthode Alpha ».

Chandler (1968) a suggéré, pour la première fois, que le frottement latéral mobilisable le long d'un pieu correspondait à un cisaillement pur le long du fût et a proposé que son calcul soit fait à partir des contraintes effectives initiales σ'_{ho} et σ'_{vo} existant dans le sol au repos :

$$\tau_f = \sigma'_{ho} \tan \phi' = \sigma'_{vo} K_o \tan \phi' \quad (1)$$

Cette idée a été appuyée par Burland (1973), qui a réécrit l'équation (1) sous la forme suivante :

$$\tau_f = \beta \sigma'_{vo} \quad (2)$$

L'utilisation de l'équation (2) correspond à la méthode dite « Méthode Bêta ».

L'expression (1) implique que :

- des surpressions interstitielles ne sont pas générées pendant le chargement du pieu ;
- la rupture survient sur un plan vertical par un mécanisme de glissement simple.

En examinant l'état des contraintes dans le sol au voisinage du fût du pieu, Parry et Swain (1977a, 1977b) ont observé que les conditions de rupture sont d'abord réalisées sur un plan incliné en relation avec le plan vertical et que, pour que la rupture se produise sur le plan vertical, une rotation des contraintes principales est nécessaire. D'après cette hypothèse, des équations ont été suggérées pour la résistance des argiles normalement consolidées et surconsolidées. Lopes (1979), par des analyses utilisant la méthode des éléments finis et un modèle élastique non linéaire, a observé que le sol au voisinage du fût du pieu est soumis à un cisaillement pur. Ceci explique pourquoi on n'observe pas de génération de surpressions interstitielles pendant le chargement dans des argiles normalement consolidées ou légèrement surconsolidées.

Martins et Potts (1983) ont fait des analyses à l'aide du modèle Cam-Clay modifié et ont confirmé la rotation des contraintes principales pour les différents états de contraintes initiales et ont observé que la contrainte de cisaillement maximale est proche de la résistance non drainée du sol avant le chargement. Cette observation explique le succès de la « Méthode Alpha » pour la prévision du frottement latéral des pieux.

Randolph *et al.* (1979) ont présenté une étude numérique du pieu basée sur l'utilisation du modèle élastoplastique Cam-Clay modifié. Les effets d'installation sont modélisés par l'expansion non drainée d'une cavité cylindrique suivie d'une phase de consolidation radiale. Les auteurs concluent que les variations de contraintes normées par la résistance au cisaillement non drainée initiale du sol vierge sont indépendantes de la valeur du degré de surconsolidation OCR et, qu'après la consolidation, la résistance non drainée augmente d'environ 60 %.

Le présent travail repose sur les résultats d'une recherche menée sur le comportement du sol au voisinage du fût du pieu pendant son chargement axial. On a utilisé la méthode des éléments finis et deux modèles classiques de sol. Le travail avait deux objectifs :

- analyser la performance des deux modèles numériques pour l'étude d'un problème géotechnique particulier ;
- examiner le développement des contraintes et de la rupture du sol au voisinage du fût du pieu au cours de chargement drainé et non drainé.

Une discussion sur les états de contrainte induits par le processus d'installation du pieu est aussi présentée.

Description des modèles utilisés et de la technique de résolution numérique

Deux logiciels de calcul basés sur la méthode des éléments finis : PROGEO et CRISP ont été utilisés. PROGEO est destiné à simuler divers problèmes géotechniques à partir d'un modèle de sol élastique non linéaire et utilise une résolution incrémentale. Ce logiciel présente les autres caractéristiques suivantes :

- possibilité de simuler des conditions non drainées en contraintes totales ou effectives (dans le cas des contraintes effectives, les surpressions interstitielles sont calculées en utilisant les paramètres α et β de Henkel) ;
- la solution incrémentale utilise un schéma de type de Runge-Kutta (à deux pas) ;
- utilisation d'un élément isoparamétrique à 8 nœuds.

En accord avec le modèle élastique non linéaire utilisé, le module tangent initial E_i est lié à la contrainte moyenne effective par l'équation :

$$E_i = K \sigma_a \left(\frac{\sigma'_{oct}}{\sigma_a} \right)^n \quad (3)$$

avec :

- E_i : module tangent initial
- K : constante
- σ_a : pression atmosphérique
- σ'_{oct} : contrainte moyenne effective (octaédrique)
- n : exposant

Le module tangent E_t est fonction des contraintes de cisaillement et est relié au module initial par l'équation hyperbolique suivante :

$$E_t = E_i \left[1 - R_f \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{(\sigma_1 - \sigma_3)_f} \right]^2 \quad (4)$$

où :

- E_t : module tangent
- R_f : facteur de rupture

Le logiciel CRISP (Briton et Gunn, 1987) est lui aussi basé sur la méthode des éléments finis, et utilise des modèles de comportement du type états critiques. Les analyses menées avec CRISP dans le cadre de ce travail, correspondent aux caractéristiques suivantes :

- le sol est modélisé par le modèle Cam-Clay modifié ;

- les analyses drainées et non drainées sont conduites en contraintes effectives en utilisant les mêmes propriétés du sol. Dans les analyses non drainées, les surpressions interstitielles générées sont calculées à partir du module de compression volumétrique de l'eau ;
- le chargement est incrémental (module tangent) ;
- un élément quadrangulaire à 8 nœuds est utilisé.

Le modèle Cam-Clay modifié est basé sur les concepts de la théorie de l'état critique (Schofield et Wroth, 1968) et nécessite la détermination de cinq paramètres constitutifs pour sa mise en œuvre :

- λ : pente de la droite de consolidation vierge dans le plan $e, \log p'$;
- k : pente de la droite de déchargement dans le plan $e, \log p'$;
- e_{cs} : valeur de l'indice de vides pour une valeur de p' unitaire sur la droite d'état critique dans le plan $e, \log p'$;
- M : pente de la droite d'état critique dans le plan (q, p') ;
- G : module de cisaillement.

La surface de charge du modèle associé est définie par :

$$q^2 + M^2 p'^2 = M^2 p' p'_c \quad (5)$$

avec q et p' invariants de contrainte de Cambridge et p'_c pression de préconsolidation isotrope.

Le problème analysé

Le travail a consisté à simuler le chargement de compression axial d'un pieu installé dans de l'argile. Le maillage utilisé est représenté sur la figure 1. Pour le pieu, on a pris en compte un béton à comportement élastique linéaire et un module d'Young égal à 25×10^6 kPa.

En ce qui concerne le sol, on a pris en compte un kaolin normalement consolidé pour lequel les paramètres correspondant au modèle de Cam-Clay modifié sont présentés dans la première colonne du tableau I.

TABLEAU I Paramètres du sol utilisés dans les analyses.

Soil parameters used in the analyses.

Paramètres du Cam-Clay modifié	Paramètres classiques
$\gamma' = 5,0 \text{ kN/m}^3$	$\phi' = 23^\circ ; c' = 0,0$
$M = 0,9$	$K_o = 1 - \sin\phi' = 0,61$
$\lambda = 0,25$	$\alpha = 0,58 ; A = 1,157$
$k = 0,05$	$\beta = 1,0 ; B = 1,0$
$e_{cs} = 2,44$	$(S_u/\sigma'_{v,nc}) = 0,26$
$\Lambda = 1 - \lambda/k = 0,8$	$E_u = 400 S_u ; \nu_u = 0,5$
	$E' = 112,4 \sigma'_v ; \nu' = 0,2$

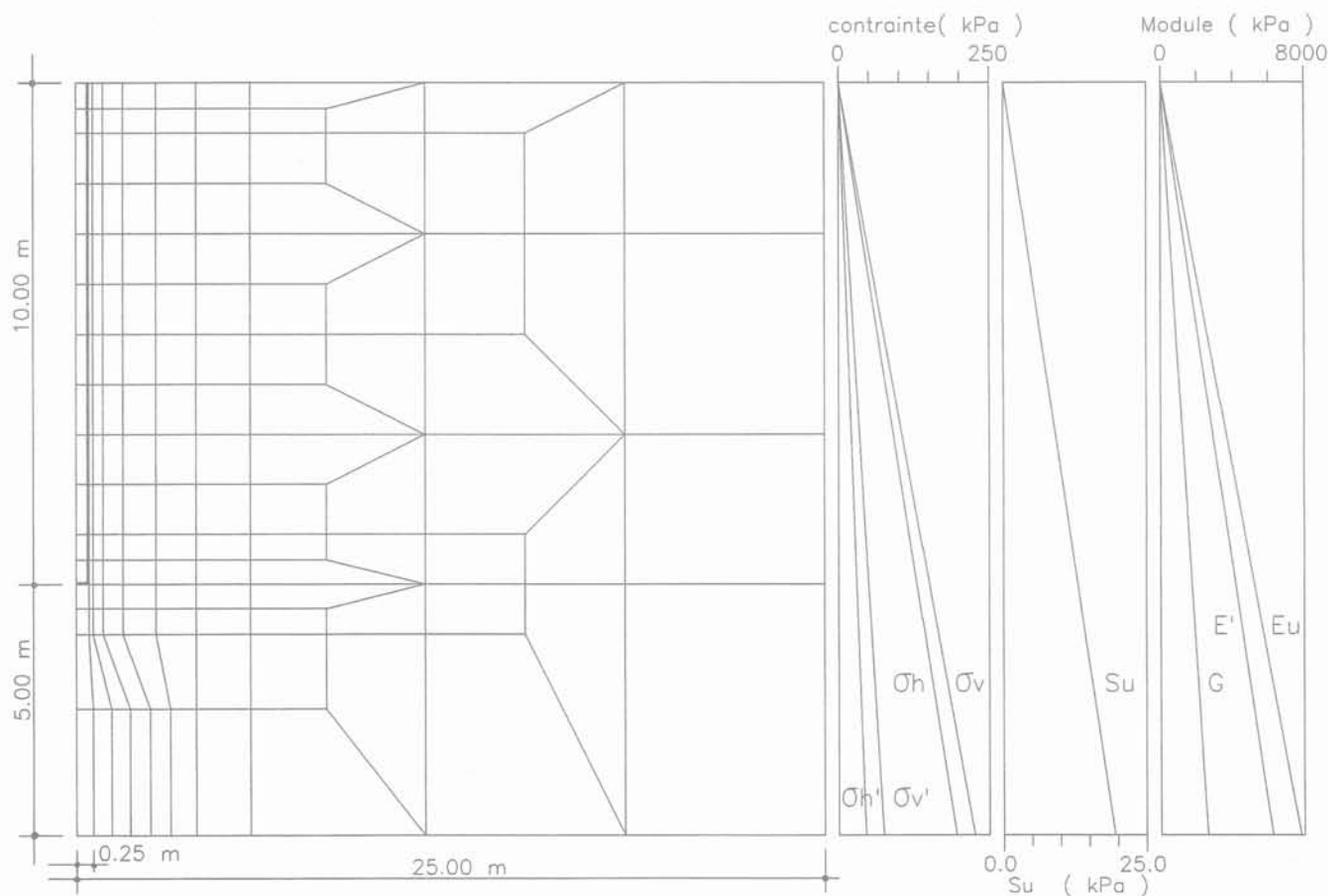


FIG. 1 Maillage d'éléments finis ; profils des contraintes initiales et des propriétés mécaniques.
Finite element mesh, stress and property profile.

Les paramètres classiques à prendre en compte dans le programme PROGEO ont été définis à partir de ceux adoptés pour le programme CRISP et sont présentés dans la deuxième colonne du même tableau.

Le profil des propriétés et des états de contraintes initiales avec $K_0 = 0,61$ sont présentés sur la figure 1 à partir des paramètres du tableau I.

4

Analyses non drainées

Six configurations ont été étudiées, dans le cas non drainé, qui sont présentées dans le tableau II. Malgré le fait que la valeur $K_0 = 1,0$ ne soit pas très réaliste pour une argile normalement consolidée, ce cas a été étudié pour évaluer la rotation des contraintes dans le sol au voisinage du fût du pieu.

Pour la sélection du nombre d'incrément à appliquer en tête du pieu, une étude a été faite des effets du nombre d'incrément sur la courbe charge-déplacement obtenue. Les résultats sont présentés sur la figure 2. Pour le programme CRISP, on a sélectionné une séquence de chargement avec 84 incréments inégaux (les plus petits près de la rupture). Pour le programme PROGEO on a observé que 7 incréments étaient suffisants pour produire une courbe bien stable.

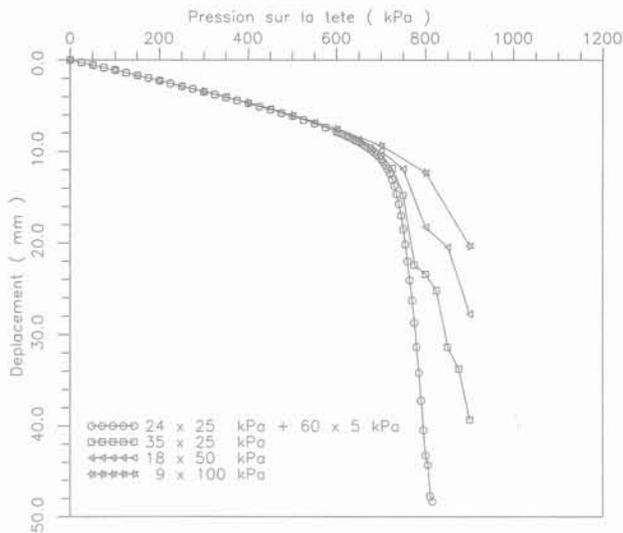


FIG. 2 Influence du nombre d'incrément sur la courbe charge-déplacement. CRISP - Chargement non-drainé, $K'_0 = 0,61$. Influence of the number of increments on the load-settlement curve. CRISP - Undrained analyses, $K'_0 = 0.61$.

TABLEAU II Analyses non drainées. Undrained analyses.

CAS	Programme-Analyse	K_0
U1	PROGEO - Contraintes totales	1,0
U2	PROGEO - Contraintes totales	0,61
U3	PROGEO - Contraintes effectives	1,0
U4	PROGEO - Contraintes effectives	0,61
U5	CRISP - Contraintes effectives	1,0
U6	CRISP - Contraintes effectives	0,61

Les analyses non drainées basées sur le programme CRISP ont été initialement faites en utilisant l'élément standard (quadrilatéral de déformation linéaire). On a constaté la génération de surpressions interstitielles anormales à proximité de la pointe du pieu. Pour résoudre ce problème on a utilisé des éléments quadrangulaires pour la consolidation, qui ont donné de bons résultats.

Les courbes charge-déplacement pour $K_0 = 1,0$ sont représentées sur la figure 3. On observe que les dernières étapes du chargement, correspondant à la charge de rupture obtenue avec l'analyse en contraintes totales et avec l'analyse en contraintes effectives, sont très proches et un peu en dessous de celles obtenues avec la solution élasto-plastique.

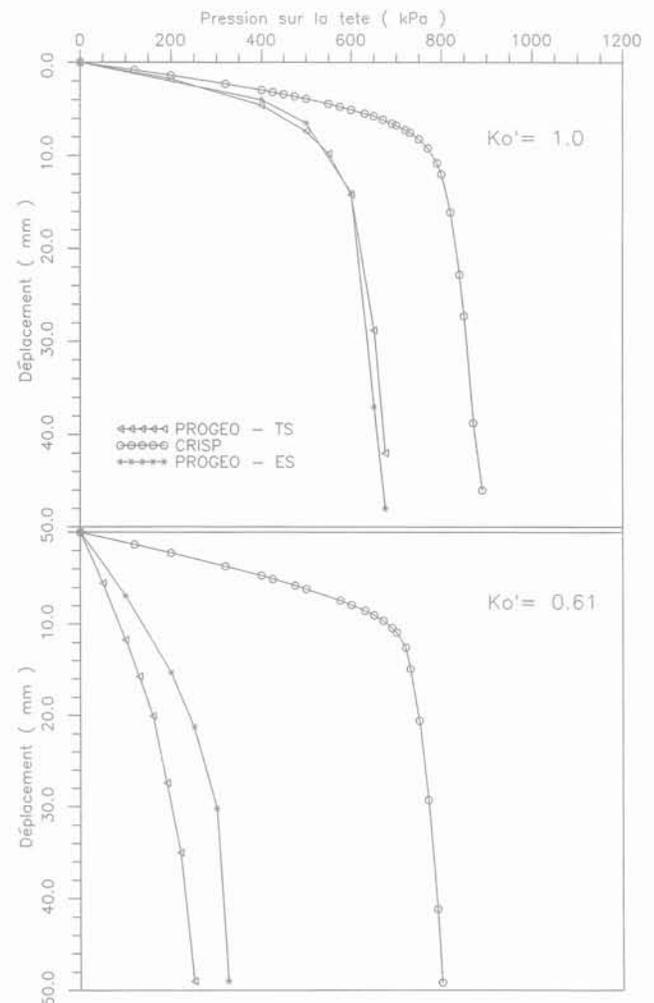


FIG. 3 Courbes charge-déplacement. Analyse non drainée. $K'_0 = 1,0$ et $K'_0 = 0,61$. Load-settlement curve. Undrained analyses. $K'_0 = 1.0$ and $K'_0 = 0.61$.

Les chemins de contraintes suivis par les éléments au voisinage du pieu pour $K_0 = 1,0$ sont montrés sur les figures 4 à 6. En observant les chemins de contraintes totales, on peut remarquer que les conditions de chargement au voisinage du fût du pieu sont très proches d'une condition de cisaillement pur. Les chemins de contraintes effectives se déplacent vers la gauche, ceci résultant de l'évolution des surpressions interstitielles au cours du chargement.

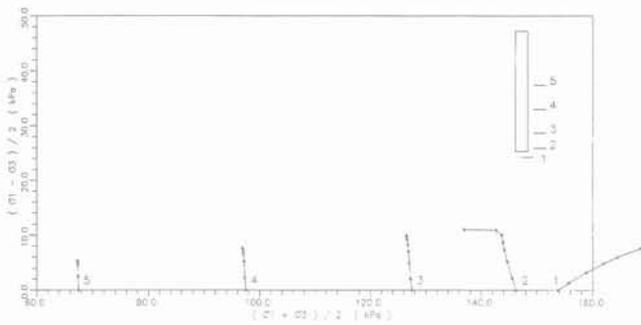


FIG. 4 Chemins de contraintes totales dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élastique non linéaire - cas non drainé - contraintes totales - $K'_0 = 1,0$.
Total stress paths in element close to the pile. Non linear elastic analysis - Undrained - Total stress - $K'_0 = 1.0$.

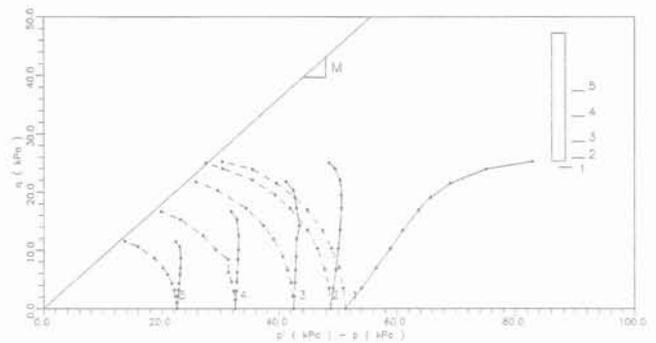


FIG. 5 Chemins de contraintes totales et effectives dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élasto-plastique, modèle Cam-Clay, modifié - Cas non-drainé - $K'_0 = 1,0$.
Total and effective stress paths in elements close to the pile. Elasto-plastic analysis - Mod. Cam-Clay - Undrained - $K'_0 = 1.0$.

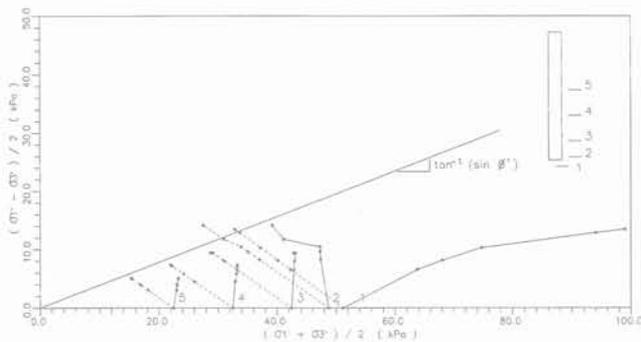


FIG. 6 Chemins de contraintes totales et effectives dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élastique non linéaire - Cas non drainé - Contraintes effectives - $K'_0 = 1,0$.
Total and effective stress paths in elements close to the pile. Non linear elastic analysis - Undrained - Effective stress - $K'_0 = 1.0$.

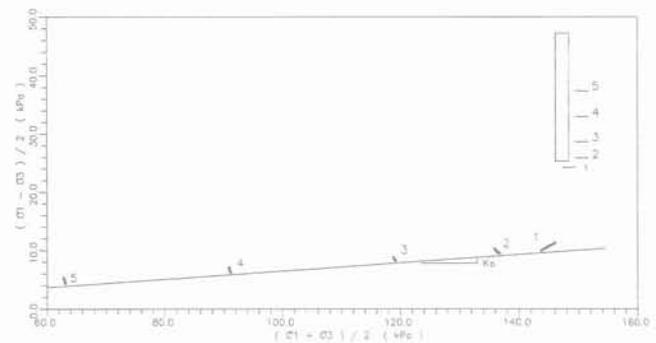


FIG. 7 Chemins de contraintes totales dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élastique non linéaire - Cas non drainé - Contraintes totales - $K'_0 = 0,61$.
Total stress paths in elements close to the pile. Non linear elastic analysis - Undrained - Total stress - $K'_0 = 0.61$.

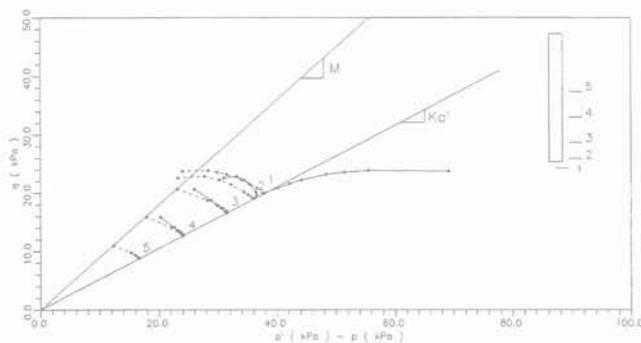


FIG. 8 Chemins de contraintes totales et effectives dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élasto-plastique, modèle Cam-Clay modifié - Cas non-drainé - $K'_0 = 0,61$.
Total and effective stress paths in elements close to the pile. Elasto-plastic analysis - Mod. Cam-Clay - Undrained - $K'_0 = 0.61$.

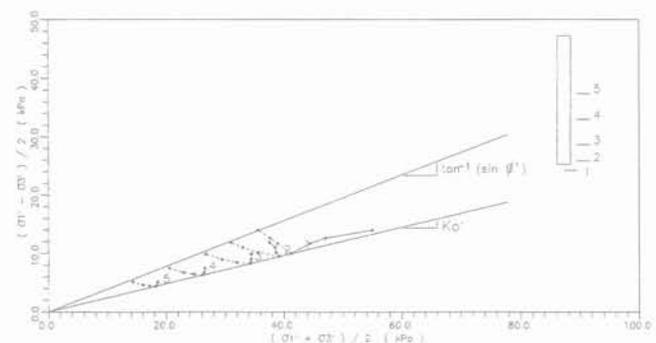


FIG. 9 Chemins de contraintes totales et effectives dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élastique non linéaire - Cas non drainé. Contraintes effectives - $K'_0 = 0,61$.
Total and effective stress paths in elements close to the pile. Non linear elastic analysis - Undrained - Effective stress - $K'_0 = 0.61$.

Les courbes de chargement obtenues pour $K_0 = 0,61$ sont représentées sur la figure 3.b ; les chemins de contraintes correspondants suivis par les éléments proches du pieu sont montrés sur les figures 7 à 9. La charge de rupture obtenue avec la solution élastique non linéaire est beaucoup plus faible que celle obtenue avec la solution élasto-plastique. Les contraintes développées sur un élément au voisinage du fût du pieu (montré pour une profondeur de 6,5 m sur la figure 10) en explique les raisons : la contrainte de cisaillement sur le plan vertical dans une solution élastique non linéaire est beaucoup plus basse à la rupture. Dans cette solution, quand les conditions de rupture sont réalisées dans l'élément (c'est-à-dire lorsque le cercle de Mohr correspondamment touche la ligne de rupture), l'élément se rompt, et la contrainte de cisaillement sur le plan vertical conserve la valeur qu'elle avait au début de la rupture. Cependant, dans une solution élasto-plastique les conditions de rupture sont réalisées avec une rotation des contraintes principales de telle sorte que la contrainte de cisaillement maximale survienne sur un plan vertical. Dans la solution élastique non linéaire, le problème est traité comme un problème à vitesse de déformation imposée. Ainsi, la cinématique de la rupture n'est pas prise en compte dans le cas de l'élasticité non linéaire. D'un autre côté, avec la solution élasto-plastique, la cinématique de la rupture est prise en compte.

5

Analyses drainées

Quatre configurations ont été analysées dans le cas drainé, comme indiqué dans le tableau III.

TABLEAU III Analyses drainées.
Drained analyses.

CAS	Programmé	K_0
D1	PROGEO	1,0
D2	PROGEO	0,61
D3	CRISP	0,1
D4	CRISP	0,61

Les courbes charge-déplacement obtenues sont présentées sur la figure 11 pour $K_0 = 1,0$ et $K_0 = 0,61$. Pour $K_0 = 1,0$ les charges de rupture obtenues avec les deux logiciels sont très proches alors que pour $K_0 = 0,61$ la charge de rupture obtenue avec la solution élastique non linéaire est bien plus faible que celle correspondant au modèle de Cam-Clay modifié.

Les chemins de contraintes suivis pour des éléments situés au voisinage du pieu sont montrés sur les figures 12 à 15. Les conditions de chargement avec une solution élastique non linéaire sont de type cisaillement pur (contrainte moyenne constante alors que dans la solution élasto-plastique on observe une réduction de la contrainte moyenne d'environ 20 %.

Comme dans le cas non drainé, le frottement latéral obtenu pour $K_0 = 0,61$ pour la solution élastique non linéaire est considérablement plus faible que celui observé pour la solution élasto-plastique, et ceci est dû à nouveau à la rotation des contraintes principales comme conséquences de la cinématique de rupture (Fig. 16).

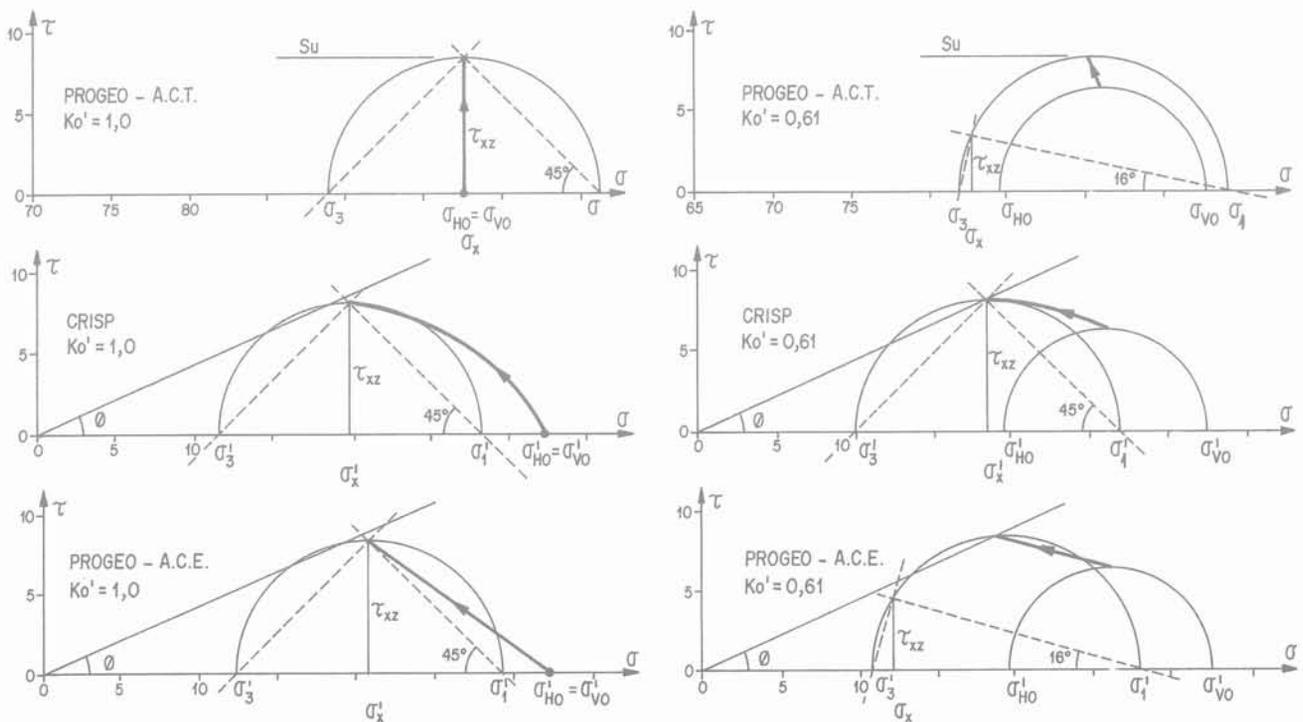


FIG. 10 Développement des contraintes dans un élément au voisinage du fût pendant un chargement non-drainé.
Stress development in an element adjacent to the pile shaft (depth=6.50 m) in undrained loading.

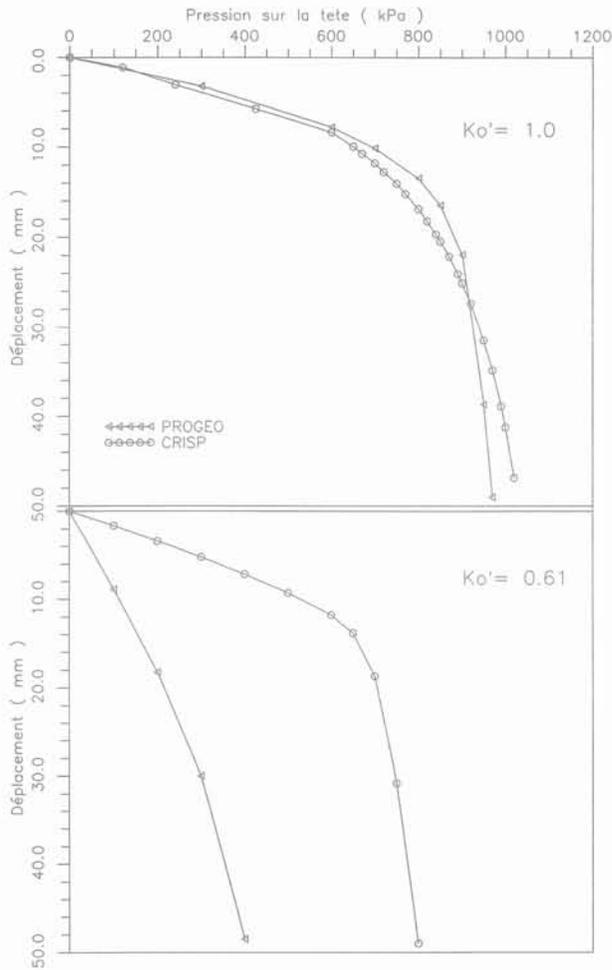


FIG. 11 Courbes charge – déplacement. Analyse drainée. $K'_o = 1,0$ et $K'_o = 0,61$. Load-settlement curve. Drained analyses. $K'_o = 0,1$ and $K'_o = 0,61$.

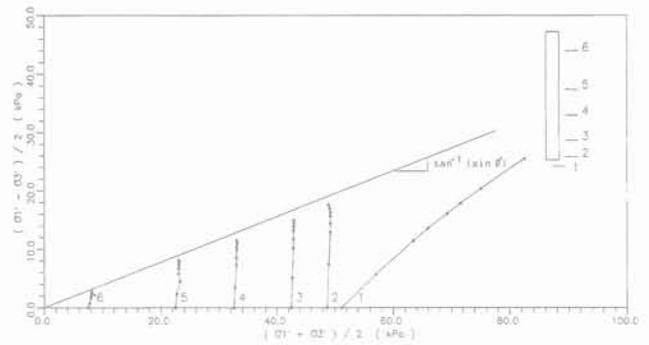


FIG. 12 Chemins de contraintes effectives dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élastique non linéaire - $K'_o = 1,0$. Effective stress paths in elements close to the pile. Non linear elastic analysis - Drained - $K'_o = 1,0$.

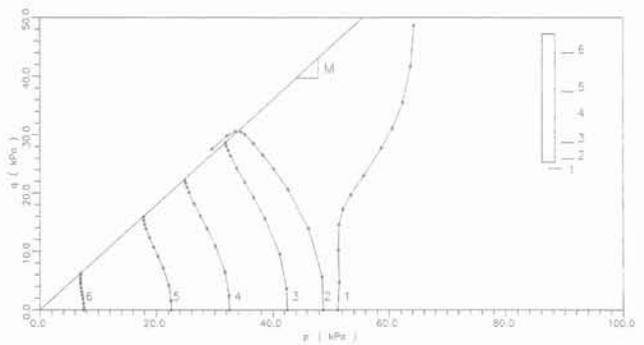


FIG. 13 Chemins de contraintes effectives dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élasto-plastique, modèle Cam-Clay, modifié. Cas drainé - $K'_o = 1,0$. Effective stress paths in elements close to the pile. Elasto-plastic analysis - Mod. Cam-Clay - Drained - $K'_o = 1,0$.

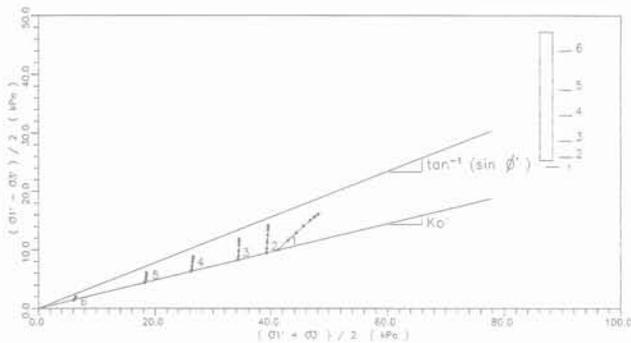


FIG. 14 Chemins de contraintes effectives dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élastique non-linéaire, cas drainé - $K'_o = 0,61$. Effective stress paths in elements close to the pile. Non linear elastic analysis - Drained - $K'_o = 0,61$.

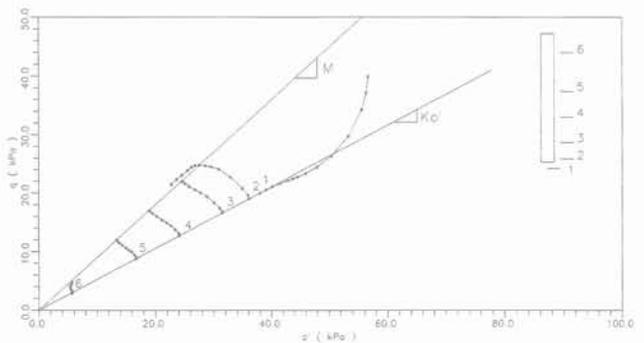


FIG. 15 Chemins de contraintes effectives dans des éléments au voisinage du pieu. Analyse élasto-plastique, modèle Cam-Clay, modifié - Cas drainé - $K'_o = 0,61$. Effective stress paths in elements close to the pile. Elasto-plastic analysis - Mod. Cam-Clay - Drained - $K'_o = 0,61$.

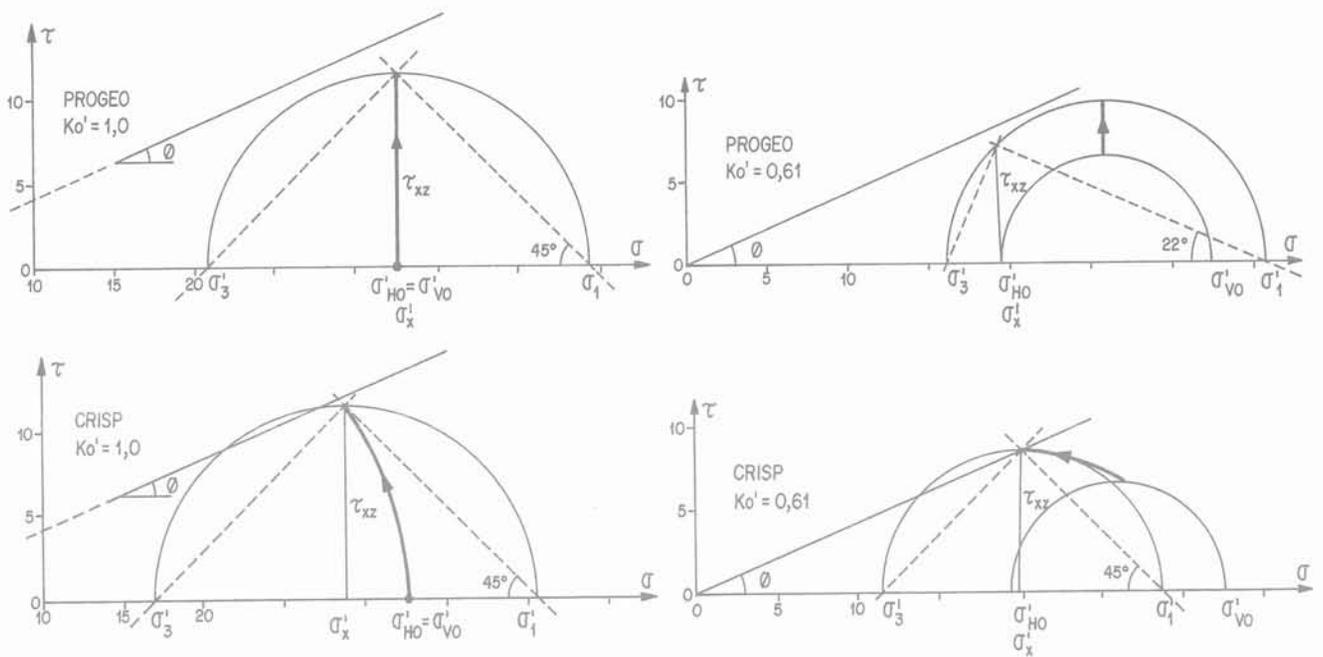


FIG. 16 Développement des contraintes dans un élément au voisinage du fût pendant un chargement drainé. Stress development in an element adjacent to the pile shaft (depth=6.50m) in drained loading.

6

Influence de la surconsolidation dans le cas du chargement non drainé

En vue de mettre en évidence l'effet de la surconsolidation sur le frottement latéral calculé, trois cas non-drainés représentant des argiles surconsolidées ont été analysés, en plus du cas U1. Les différents cas étudiés sont présentés dans le tableau IV. On a considéré à nouveau le pieu installé d'une façon idéale. L'état initial de contraintes est basé sur une valeur de K_o calculée comme l'a proposé Parry (1970) :

$$K_o = (1 - \sin \phi) \text{OCR}^{\phi / \text{rad}}$$

TABLEAU IV Analyses non-drainées avec différents OCR. Undrained analyses with different OCRs.

CAS	Programmé - Analyse	OCR	K_o
U1	CRISP - Non-drainée	1,0	0,61
O2	CRISP - Non-drainée	1,5	0,72
O2	CRISP - Non-drainée	2,0	0,81
O3	CRISP - Non-drainée	3,0	0,95

Sur la figure 17, les chemins de contraintes effectives sont représentés pour un élément au voisinage du pieu à une profondeur de 6,50 m (il s'agit de l'élément 4 qui apparaît sur les diverses figures représentant les chemins de contrainte). Pour les sols ayant un degré de surconsolidation supérieur à 1,0 les chemins de contraintes effectives sont verticaux quand le chemin de contrainte est à l'intérieur de la surface d'écoulement ; quand la surface d'écoulement est atteinte, le chemin de contrainte change de direction et se dirige vers l'état critique. Ceci est en accord avec le modèle Cam-Clay modifié. Le logiciel satisfait aussi bien les conditions imposées

par le modèle que les conditions cinématiques de la rupture. Dans toutes les analyses réalisées la contrainte de cisaillement maximale s'est développée sur un plan vertical et était approximativement égale à la résistance au cisaillement non drainée du sol.

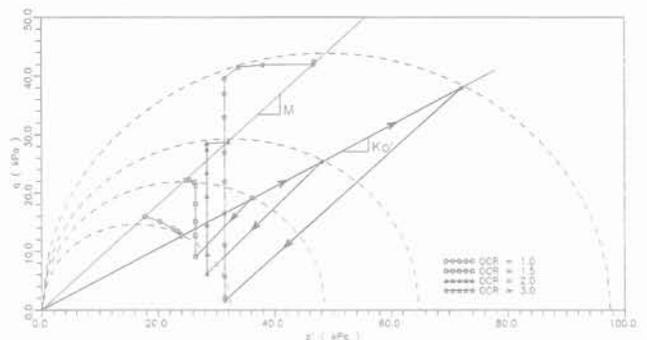


FIG. 17 Chemins de contraintes effectives dans un élément au voisinage du pieu pour différents facteurs de surconsolidation (Modèle Cam-Clay). Profondeur = 6,50 m. $K_o = (1 - \sin \phi) \text{OCR}^{\phi / \text{rad}}$ Effective stress paths in an element close to the pile shaft for different OCRs - Elasto-plastic analysis (Mod. Cam-Clay) Depth = 6.50m, $K_o = (1 - \sin \phi) \text{OCR}^{\phi / \text{rad}}$

7

Discussion sur les effets d'installation du pieu

Randolph *et al.* (1979) ont réalisé des études théoriques et numériques sur l'effet de l'installation du pieu dans de l'argile et de la consolidation radiale qui s'en suit. Le modèle Cam-Clay modifié a été adopté pour le sol, et la pénétration du pieu a été modélisée par l'expansion d'une cavité cylindrique, avec une hypothèse de déformations planes (pas de déformations dans la direction verticale). Les auteurs ont conclu que, pendant l'ins-

tallation du pieu, le sol près du pieu est totalement remanié et, qu'après la dissipation des surpressions interstitielles engendrées, on observe une augmentation de la résistance au cisaillement non drainée (S_u) par rapport à la résistance non drainée initiale (S_{u0}). L'état de contrainte final est donné par $\sigma'_r = 5 S_{u0}$ et $\sigma'_\theta = 3 S_{u0}$ indépendamment de la valeur de l'OCR avant l'installation du pieu.

L'hypothèse de l'état de déformations planes conduit à des valeurs des contraintes verticales beaucoup plus grandes que les contraintes géostatiques pour les sols surconsolidés. Au niveau du terrain et à long terme, on s'attend à un relâchement de σ'_v accompagné ou non d'un relâchement de σ'_r et de σ'_θ . Le chemin de contraintes pour deux sols présentant des OCR différents près du pieu à la même profondeur, dans les phases de repos, d'installation, de consolidation et à long terme sont montrés sur la figure 18. Dans cette situation, les sols ont des valeurs de S_u différentes. Dans les deux cas de chemins de contraintes, les points A, B, C (ou A', B', C') représentent les phases de repos, d'installation et de consolidation, suggérées par Randolph *et al.* (1979). Les points D, D' et E' représentent des états possibles de contraintes à long terme en admettant que la contrainte verticale effective σ'_v devienne égale aux contraintes géostatiques.

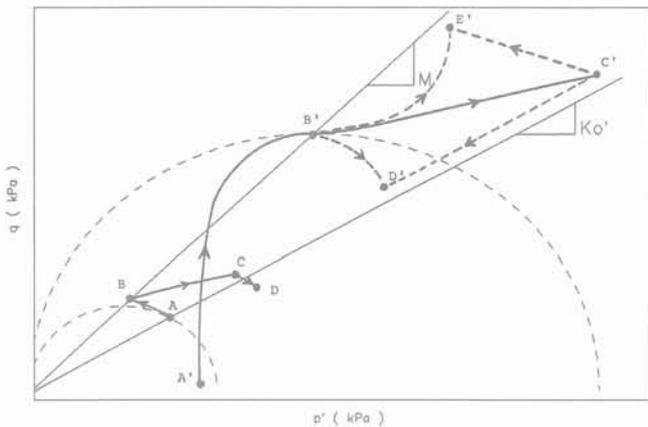


FIG. 18 Chemins de contraintes effectives dans un élément au voisinage du pieu par Randolph *et al.* (1979) (points A, B, C ; A', B', C') et avec la considération de la relaxation de la contrainte verticale (points D ; D', E').

Effective stress paths in an element adjacent to the pile shaft as predicted by Randolph *et al.* (1979) (points A, B, C; A', B', C') and considering relaxation of vertical stress (points D; D', E').

Pour un sol normalement consolidé, l'état de contrainte proposé par Randolph *et al.* (1979) (point C) est proche de l'état de contrainte à long terme (point D). Pour un sol surconsolidé, l'état de contrainte proposé (point C) amène à un état de contrainte beaucoup plus grand que l'état de contrainte géostatique. Dans cette situation, le sol est soumis à un relâchement de σ'_v avec un relâchement proportionnel de σ'_r et de σ'_θ , se dirigeant vers le point D', ou, alternativement, sans relâchement de σ'_r et de σ'_θ se dirigeant vers le point E'. Ce relâchement peut être rapide par rapport à la consolidation (chemins B'D' et B'E') ou peut être lent par rapport à la consolidation (chemin B'C'D' et B'CE'). Il existe deux possibilités qui dépendent de la relation entre les vitesses de consolidation et de relâchement des contraintes : le sol subit une augmentation de résistance

au cisaillement non drainée S_u et termine dans le domaine surconsolidé, ou n'a pas d'augmentation de S_u et termine dans le domaine normalement consolidé.

Les chemins de contraintes présentés sur la figure 18 sont des cas extrêmes des possibilités étudiées. En admettant n'importe quel type de relation entre les vitesses de consolidation et de relâchement des contraintes, un sol surconsolidé peut, à long terme, se trouver en I, point d'une ligne liant D' à E'. La théorie de l'expansion d'une cavité cylindrique avec l'hypothèse d'un état de déformations planes sur l'axe ne satisfait pas les conditions de long terme pour les sols surconsolidés.

8

Conclusion

La comparaison de deux solutions numériques basées sur l'utilisation des éléments finis, et de deux modèles de comportement, l'un élastique non linéaire et l'autre élasto-plastique, a permis de mettre en évidence des différences considérables entre les analyses drainées et non drainées de pieux chargés axialement et installés dans une argile surconsolidée.

Pour le modèle élastique non linéaire, le frottement latéral maximal mobilisable le long du pieu est fortement dépendant de l'état de contraintes initial (c'est-à-dire de la valeur de K_0), alors que pour le modèle élasto-plastique (Cam-Clay modifié) la contrainte de cisaillement maximale est approximativement indépendante de la valeur de K_0 . Pour ce dernier type de solution, la rotation des contraintes principales est toujours proche de 45°, la contrainte de cisaillement maximale survenant sur le plan vertical et étant approximativement égale à la contrainte de cisaillement maximale. Pour la solution élastique non linéaire, la rotation des contraintes principales est inférieure à 45° pour une valeur de K_0 différente de l'unité, et la contrainte de cisaillement sur le plan vertical est plus faible que la contrainte de cisaillement maximale. Cette différence peut être expliquée par une meilleure adéquation du modèle élasto-plastique au problème étudié. Ce dernier modèle satisfait en effet les conditions cinématiques du problème qui n'est pas un problème à vitesse de contrainte imposée mais à vitesse de déformation imposée, le pieu étant beaucoup plus rigide que le sol et présentant seulement des déformations verticales.

En se basant sur les résultats de cette étude, on peut observer que la valeur de α dans la « Méthode Alpha » n'est pas affectée par l'état de contraintes avant le chargement du pieu. La valeur de α est affectée seulement par des variations de résistance au cisaillement du sol pendant l'installation et la consolidation du sol qui s'en suit.

Le programme CRISP, basé sur l'utilisation du modèle Cam-Clay modifié, donne de bons résultats pour l'argile surconsolidée avec des valeurs de OCR comprises entre 1,0 et 3,0.

Les variations de contrainte induites dans le sol par l'installation du pieu et la dissipation des surpressions interstitielles résultantes peuvent être représentées par un modèle d'expansion de cavité cylindrique avec une hypothèse de déformations planes par rapport à l'axe du pieu. Cependant, l'état de contraintes à long terme prévu pour des sols surconsolidés est incompatible avec le relâchement des contraintes verticales dû à la surface libre.

Bibliographie

- Almeida M.S.S., Britto A.M., Parry R.H.G. – Numerical Modelling of a Centrifuged Embankment on Soft Clay, *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 23, 1986.
- Britto A.M., Gunn M.J. – Critical State Soil Mechanics Via Finite Elements, Ellis Horwood Limited, 1987.
- Brugger P.J. – Numerical Analysis of Piles Subjected to Axial Compression (en portugais), *M. Sc. thesis, COPPE-UFRJ, Rio de Janeiro*, 1991.
- Burland J.B. – Shaft Friction of Piles in Clay, *Ground Engineering*, vol. 3, 1973.
- Chandler R.J. – The Shaft Friction of Piles in Cohesive Soils in Terms of Effective Stress, *Civil Engineering and Public Works Review*, vol. 63, 1968.
- Lopes F.R. – The Undrained Bearing Capacity of Piles and Plates Studied by the Finite Element Method, PhD. Thesis, Imperial College of Science and Technology, University of London, 1979.
- Martins J.P., Potts D.M. – A Numerical Study of Skin Friction Around Driven Piles, *Proceedings, Numerical Methods in Offshore Piling*, 1983.
- McClelland B., Focht J.A., Emrich W.J. – Problems in Design and Installation of Offshore Piles, *Journal of the Soil Mech. and Found. Div., ASCE*, 1969.
- Parry R.H.G., Swain C.W. – A Study of Skin Friction on Piles in Stiff Clay, *Ground Engineering*, vol. 10, 1977-b.
- Potts D.M., Martins J.P. – The Shear Resistance of Axially Loaded Piles in Clay – A Theoretical Study, *Geotechnique*, 1984.
- Randolph M.F., Carter J.P., Wroth C.P. – Driven Piles in Clay – The Effects of Installation and Subsequent Consolidation, *Geotechnique*, N° 4, 1979.
- Schofield A.N., Wroth C.P. – Critical State Soil Mechanics, London, McGraw Hill Editors, 1968.
- Tomlinson M.J. – The Adhesion of Piles Driven in Clay Soils, *Proceedings, 4th Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng.*, London, 1957.
- Wroth C.P. – Discussion, *Proceedings Specialty Conference on Performance of Earth and Earth-supported Structures*, vol. 3, ASCE, New York, 1972.

Expérimentation et modélisation de blocs compressibles de matières plastiques pour des remblais allégés Élaboration d'un modèle viscoélastique non linéaire, orthotrope de révolution

H. EL GHOCHE
C. COULET

Laboratoire Génie
Civil Habitat
Environnement
IUT A, Université
Lyon 1

B. CAMBOU

Laboratoire
Tribologie et
dynamique des
systèmes
URA - CNRS 855
École Centrale
de Lyon.

Résumé

L'utilisation de blocs de déchets de matières plastiques compressés et ligaturés permet d'une part, grâce à la légèreté de ce nouveau matériau de résoudre les problèmes de tassements des remblais construits en sites compressibles et d'autre part de valoriser des déchets coûteux à éliminer.

Le pressage unidirectionnel de ce matériau formé d'un empilement de couches de déchets lui confère une orthotropie de révolution. Des essais de compressibilité et de fluage sur blocs réels et sur échantillons ainsi que des essais de chargements cycliques et biaxiaux ont permis de modéliser, avec une précision satisfaisante, le comportement viscoélastique non-linéaire de ce matériau.

Experimentation and Modelling of Compressible Waste Plastic material for Light-Weight Embankments Elaboration of a Non-Linear viscoelastic and Orthotropic Model

Abstract

The utilization of blocks, made of compressed waste plastic material, permits us to solve many problems. As their density is very light (0.3 to 0.6), these blocks could be used to build light-weight embankments on compressible ground. On the other hand, this process makes use of plastic waste which is very expensive to eliminate.

Because the compression, when the blocks are being made, is unidirectional this material is made up of a stack of layers of waste. In this case, the material has an axial orthotropy. A large number of tests were carried out : compressibility, creep, cyclical and biaxial loading. These tests permitted us to model the nonlinear viscoelastic behaviour of this material with adequate precision.

Introduction

Le sol, matériau classique de remblaiement, dont des millions de mètres cubes sont mis en œuvre chaque année, provoque des problèmes sérieux dans les sites compressibles et exerce de fortes pressions sur les soutènements.

De nombreux procédés de remblais allégés, utilisant des matériaux neufs ou des déchets, apportent un bon remède à ces problèmes. Mais tous ces procédés présentent un certain nombre de contraintes (économiques, techniques...) qui limitent leurs applications à des cas particuliers (El Ghoche, 1992).

D'un autre côté, les déchets, une menace réelle contre l'environnement, posent un autre type de problèmes, tout particulièrement, les déchets de matières plastiques. Les pays de la CEE en secrètent près de 10 millions de tonnes par an, le seul gisement français s'élève environ à 2 millions de tonnes. 75 % de ces déchets s'accumulent dans des décharges ou sous forme de déchets sauvages.

PLASTBLOC, empilement de déchets de matières plastiques constitués en grande proportion de sacs et de films en polyéthylène, compressés et ligaturés sous forme de blocs de densité variable (0,3 à 0,6) et de volume de 1 m³, est un nouveau procédé de remblais allégés. Il consomme une grande partie des rebuts plastiques et présente une solution aux problèmes décrits ci-dessus.

L'objet de cet article est d'analyser et de modéliser le comportement de ces blocs en vue de dimensionner les ouvrages réalisés avec ces éléments.

Pour déterminer le comportement de ce nouveau matériau, plusieurs campagnes d'essais ont été entreprises. Après des tests de compression simple sur blocs réels, le travail a été complété par des essais de même type sur échantillons et achevé par des essais biaxiaux. En parallèle, un remblai expérimental a été construit (Daudon, El Ghoche, Coulet, 1991).

Les exploitations des résultats expérimentaux ont abouti à élaborer un modèle viscoélastique non linéaire qui prend en considération l'orthotropie du matériau.

Essais

Réalité physique

Selon le mode de fabrication, pressage unidirectionnel, le matériau se présente sous forme d'empilement de couches quasi identiques. Un certain volume d'air reste emprisonné entre les feuilles de plastique, ce qui est indispensable pour que la légèreté soit assurée. La forme parallélépipédique du bloc est maintenue grâce à des attaches métalliques. Leur nombre et leur rigidité influent sur la planéité des faces. La pérennité de ces attaches n'est pas nécessaire car, après sa mise en service avec un chargement perpendiculaire aux couches, ce matériau se comprime et les attaches se distendent. Un léger gonflement, qui se produit juste après relâchement de la presse en phase finale de fabrication, a été signalé.

Compte tenu de toutes ces observations, le matériau peut être considéré comme orthotrope de révolution.

Blocs réels

L'analyse du comportement et la définition des caractéristiques de ce nouveau matériau a commencé par une série d'essais sur blocs de taille réelle (Fig. 1). Quatre blocs de densités différentes ont été testés suivant le principe de l'essai de compression simple. Les surcharges, appliquées perpendiculairement aux couches et par paliers, ont été maintenues suffisamment longtemps pour mettre en évidence le phénomène de fluage. Plusieurs cycles de chargement et de déchargement ont été réalisés.

Les premiers résultats ont conduit aux conclusions suivantes :

– le matériau est viscoélastique non linéaire. La déformation due au fluage varie linéairement en fonction du logarithme du temps. La pente et l'ordonnée à l'origine sont fonctions de la contrainte appliquée et de la densité initiale de fabrication (Fig. 2) ;

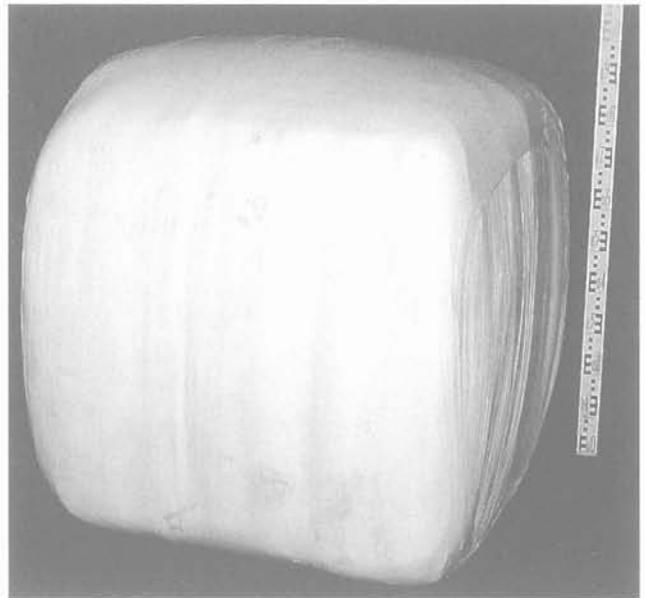


FIG. 1 Bloc testé expérimentalement. The first tested block.

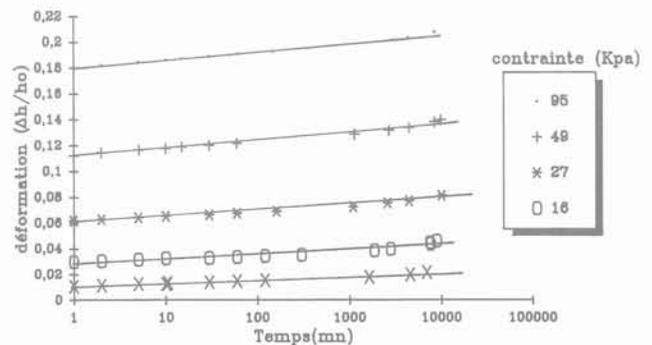


FIG. 2 Courbes de fluage. Chargement par palier. Bloc réel (densité initiale : 0,435). Creep curves of a block. Loading by steps (initial density : 0.435).

- à cette échelle, la déformation latérale ne s'est pas manifestée, d'où un coefficient de Poisson quasi nul ;
- l'influence de la densité initiale est primordiale (Fig. 3) ;
- des phénomènes rhéologiques complexes (durcissement, écrouissage, vieillissement) ont été constatés ;
- un prégonflement a été signalé qui est lié au mode de fabrication. Ce phénomène a pour effet de diminuer les caractéristiques mécaniques.

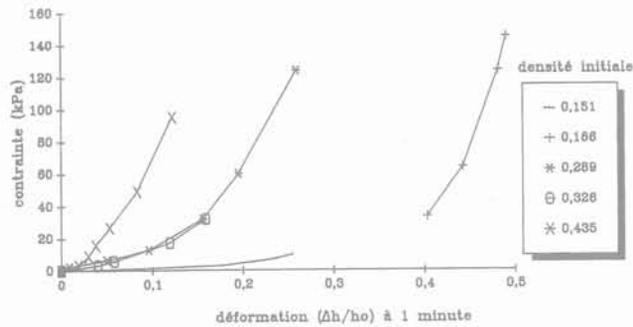


FIG. 3 **Contrainte-déformation à 1 minute. Blocs réels (densité initiale constante (sans tenir compte du fluage)).**
Stress-strain at 1 minute.
Real block (constant initial density).

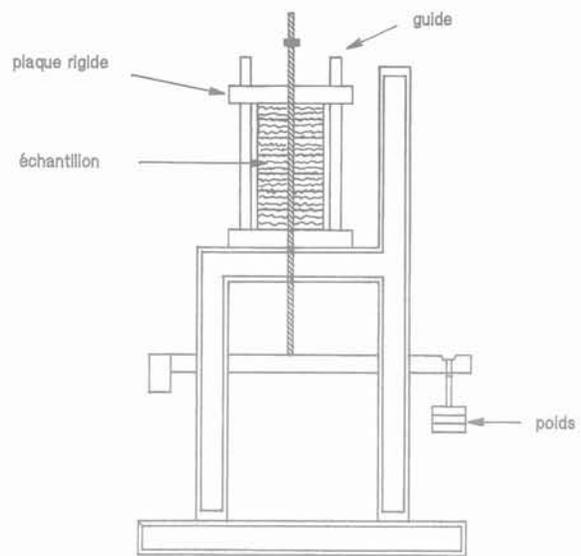


FIG. 4 **Bâti expérimental - Schéma de principe.**
The experimental testing equipment.

2.3

Essais sur échantillons

Les essais sur échantillons de taille réduite se sont avérés indispensables pour en multiplier le nombre et ainsi mieux tester les différents paramètres. Pour permettre la fabrication de ces échantillons, deux bâtis ont été construits :

- cylindrique : diamètre de 20 cm, hauteur de 20 à 40 cm ;
- parallélépipédique : 20 x 20 x 25 cm.

La taille des feuilles de plastique a été réduite afin de respecter l'échelle. Deux types de liens ont été utilisés :

- fils métalliques ;
- rubans en plastique.

Le prégonflement a été empêché dans la mesure du possible.

2.3.1

Compressibilité - Fluage (perpendiculairement aux couches)

Suivant le principe de l'essai de compression simple, avec une plaque rigide guidée verticalement (Fig. 4), 14 échantillons de densités allant de 0,3 à 0,5 ont été testés. Les surcharges, appliquées par palier (Fig. 5), ont été maintenues le temps nécessaire pour mettre en évidence le phénomène de fluage. L'essai le plus long a duré 40 jours. Au total, 134 essais de chargement et de déchargement ont été réalisés.

La variation linéaire de la déformation en fonction du logarithme du temps a été confirmée (Fig. 6). La pente de la droite et son ordonnée à l'origine varient non linéairement en fonction de la contrainte et de la densité initiale (Fig. 7). La déformation latérale a été mesurée à

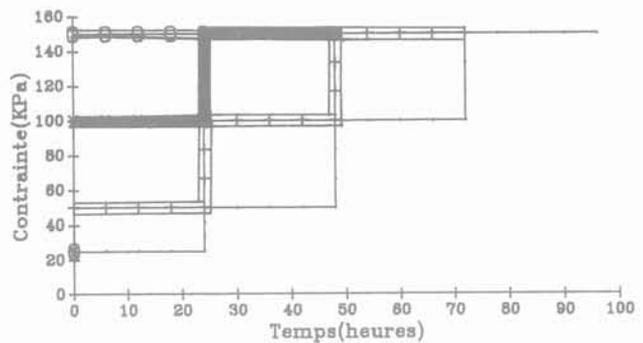


FIG. 5 **Chemin de contraintes : quatre échantillons différents pour chaque densité initiale.**
Loading path : four different samples for each density.

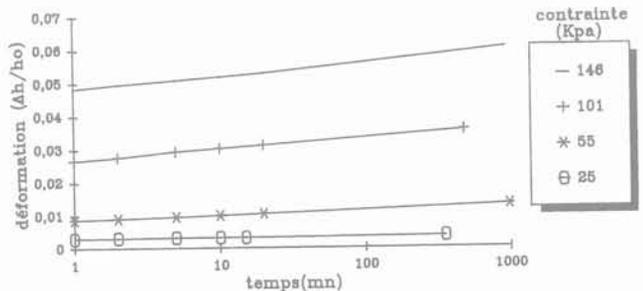


FIG. 6 **Courbes de fluage sur échantillon. Chargement par palier (densité initiale : 0,457).**
Creep curves of a sample. Loading by steps (initial density : 0,457).

partir de la variation du périmètre de l'échantillon. Le rapport ($[\Delta R/R_0]/[\Delta h/h_0]$) (h : hauteur ; R : rayon) est, en moyenne, égal à 0,068. Ce même rapport chute à 0,02 lors du deuxième chargement. La déformation perpendiculaire aux couches est plus importante (sous la même contrainte) (Fig. 8). Le comportement, fortement lié à la densité initiale, s'améliore quand celle-ci devient plus grande. On observe, en particulier, que la rigidité augmente au cours d'un essai de compression simple monotone.

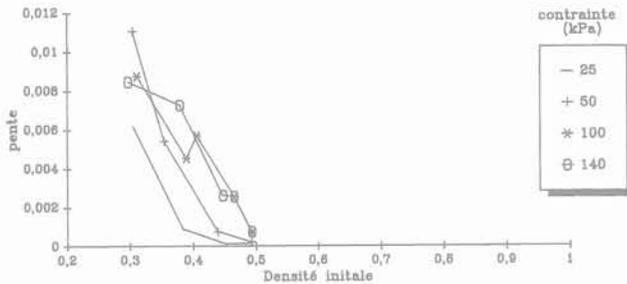


FIG. 7a Variation de la pente de la droite de fluage (échelle logarithmique) en fonction de la densité initiale à contrainte constante. Slope of the creep straight line (logarithmic scale), function of the initial density at constant stress.

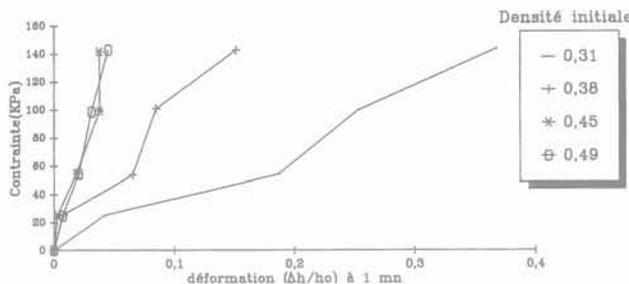


FIG. 7b Courbes « contrainte-déformation » à 1 minute (densité initiale constante). Stress-strain at 1 minute (constant initial density).

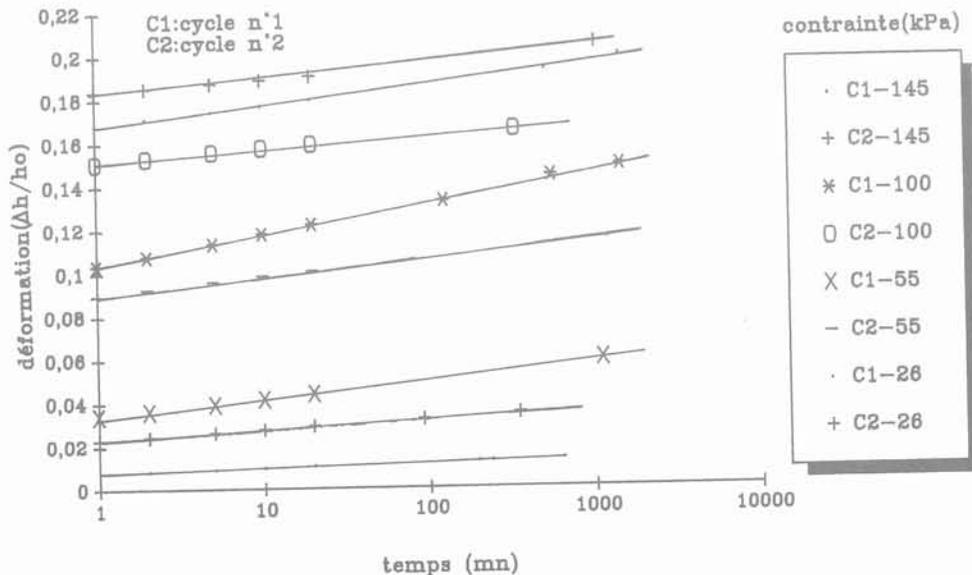


FIG. 8 Chargement-rechargement suivant le même chemin de contraintes (densité initiale 0,384). Loading-reloading (initial density 0.384).

2.3.2

Essais cycliques à vitesse de déformation constante (perpendiculairement aux couches)

Cinq échantillons de densités allant de 0,3 à 0,5 ont été testés, sous deux vitesses de déformation de $0,006 \text{ mn}^{-1}$ et $0,018 \text{ mn}^{-1}$. Un nombre de cinq cycles a été atteint (Fig. 9).

L'écroutissage du matériau a été mis en évidence. L'évolution de la déformation permanente a tendance à diminuer au cours des cycles. En d'autres termes, l'accommodation sera atteinte après un certain nombre de cycles que nous ne pouvons pas, pour l'instant, préciser.

2.3.3

Essais biaxiaux

Les essais ont été effectués à l'aide d'un appareil biaxial, conçu et construit spécialement pour ce type de matériau. Dans un sens, la surcharge appliquée à l'aide de poids est transmise par une plaque rigide guidée. Dans l'autre sens, la contrainte est mesurée par un anneau dynamométrique fixé à une autre plaque de même nature (Fig. 10). Le déplacement de celle-ci est de l'ordre de la déformation de l'anneau. Les autres déformations sont mesurées par des méthodes classiques. Puisque leur rôle n'est pas prévu à long terme, les attaches sont coupées dès que l'échantillon est mis dans l'appareil. Une contrainte σ_3 apparaît alors dans la direction perpendiculaire aux couches qui est mesurée (Fig. 12).

Dix-huit échantillons de quatre densités différentes ont été testés suivant un chemin de contraintes par palier (Fig. 5). La contrainte résiduelle, mesurée à une heure de la fabrication, varie exponentiellement avec la densité initiale (Fig. 11). La variation de la contrainte σ_3 (perpendiculairement aux couches) en fonction de σ_2 (parallèlement aux couches) et du temps n'est pas notable. Elle est du même ordre de grandeur que l'incertitude de la mesure (Fig. 12). La déformation, parallèle aux couches, varie linéairement en fonction du logarithme du temps (Fig. 13).

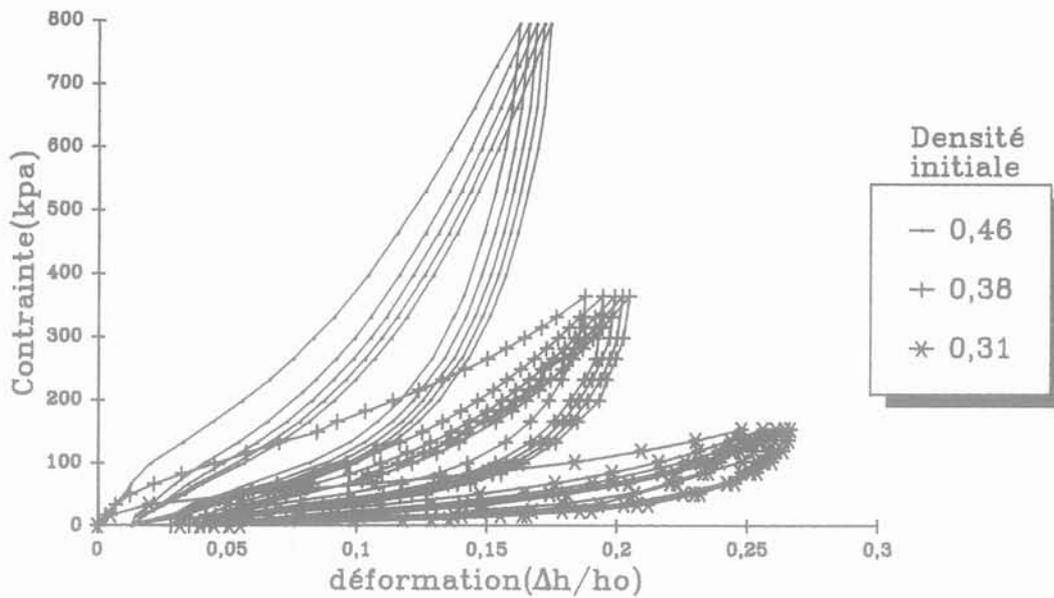


FIG. 9 Contrainte-déformation à vitesse de déformation constante (0,018 min⁻¹).
Cyclical loading with constant deformation velocity (0.018 min⁻¹).

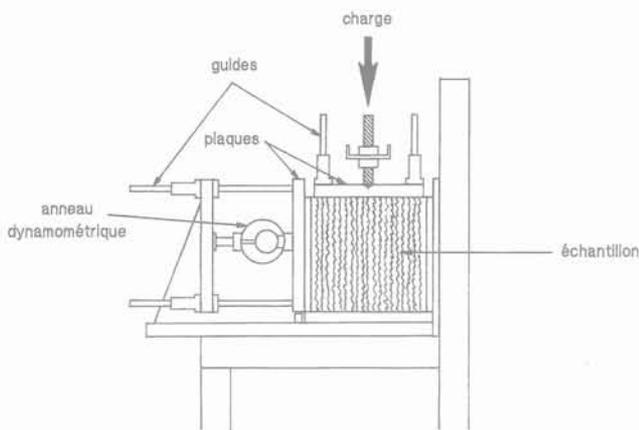


FIG. 10 Appareil biaxial. Schéma de principe.
Biaxial equipment.

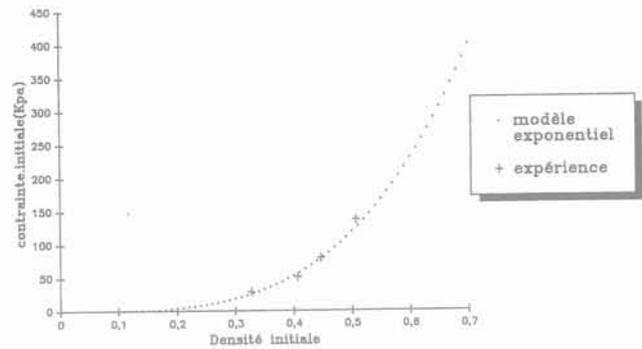


FIG. 11 Variation de la contrainte (perpendiculaire aux couches) à 1 heure de la fabrication en fonction de la densité initiale.
Residual stress (perpendicular to the layers), function of the initial density at 1 hour.

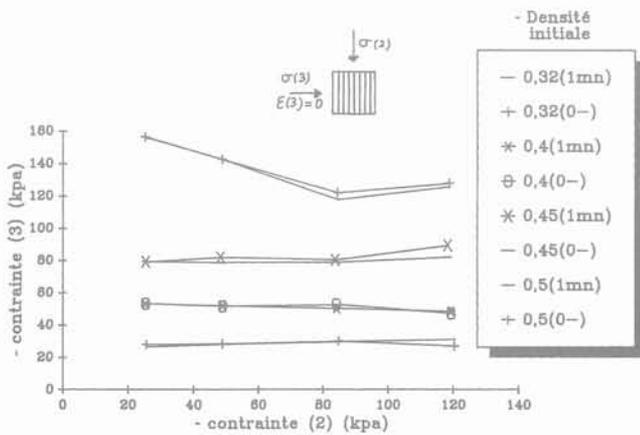


FIG. 12 Variation de la contrainte σ_3 en fonction de σ_2 pour un essai à $\epsilon_3 = 0$, juste avant le chargement 0- et à 1 minute du chargement (1 mn).
Stress (σ_3) variation at $\epsilon_3 = 0$.

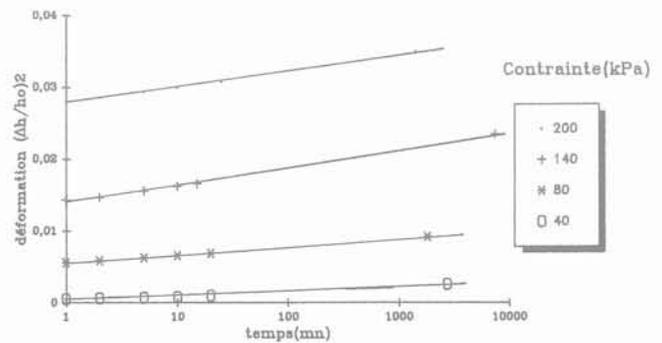


FIG. 13 Courbe de fluage (parallèle aux couches).
Chargement par palier (densité initiale : 0,444).
Creep curves (parallèle to the layers). Loading by steps (initial density : 0.444).

Formulations analytiques des résultats expérimentaux

3.1

Problématique

Avant d'attaquer la modélisation théorique, il est nécessaire de s'arrêter un peu devant la réalité physique du matériau. Sans aucun doute, il est hétérogène. Globalement, on est en présence d'un mélange biphasique dont les composantes sont l'air et les feuilles de plastique. Leur proportion varie en fonction de la densité initiale. De plus, la phase solide (plastique) est fortement anisotrope (feuilles).

Comme première approximation, on considère que la phase solide est constituée, en grande proportion, de feuilles de polyéthylène de basse densité (0,94). Le milieu est assimilable à un milieu alvéolaire de cellules ouvertes ou fermées. On s'approche de plus en plus d'un état de cellules fermées avec la croissance de la densité.

Dans le domaine envisageable de contrainte (0 – 200 kPa), la déformation propre des feuilles de plastique est négligeable devant celle du matériau biphasique : plastique + air. Ces résultats sont confirmés par un essai sur un bloc de polyéthylène de densité 0,94. Le comportement est donc essentiellement géré par la variation du volume de la phase gazeuse (air), soit par compressibilité, soit par expulsion.

3.2

Homogénéisation

L'assimilation d'un milieu hétérogène à un milieu homogène équivalent est le seul moyen qui permette d'appliquer les principes de la mécanique des milieux continus. Cette démarche est limitée par un certain nombre de conditions (Huet, 1980). En partant de l'hypothèse de l'adhérence parfaite (i.e. pas de glissement ou de décollement entre les différents constituants) (Mandel, 1978), on exige que l'élément de volume représentatif soit assez grand pour que soit gommée l'influence des détails microscopiques. L'approche stochastique est adoptée. La moyenne spatiale de chaque variable est calculée en fonction de quantités qui sont imposées ou qui peuvent être mesurées au contour. En opérant sur un ensemble d'éprouvettes, la moyenne stochastique $\langle \bar{\phi} \rangle$ des moyennes spatiales $\langle \phi \rangle$ est déterminée (Huet, 1980). La solution obtenue est à considérer comme une première approximation. Ensuite, les principes de la mécanique des milieux continus sont appliqués sur le milieu équivalent qui est un milieu orthotrope de révolution (Fig. 14).

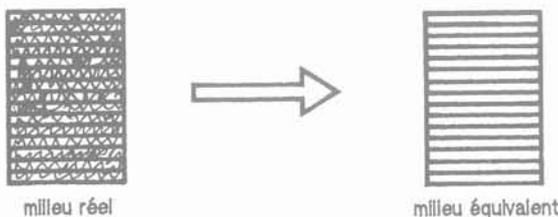


FIG. 14 Milieu réel – Milieu équivalent.
Real material. Equivalent material.

En élasticité linéaire, un tel milieu est caractérisé par cinq paramètres (Lemaître et Chaboche, 1988). Par extension de cette notion sur un milieu viscoélastique non linéaire, on aura cinq fonctions à identifier.

3.3

Essais de fluage (perpendiculairement aux couches)

La courbe de fluage est de la forme :

$$\Delta h/h_0 = (\Delta h/h_0)_i + A p \cdot \ln(t/t_0) \quad \text{avec } t_0 = 1 \text{ minute.}$$

Nous identifions chacun des deux termes de ce développement.

3.3.1

Identification de $(\Delta h/h_0)_i$ (déformation à 1 minute)

Pour des raisons pratiques, $(\Delta h/h_0)_i$ « instantané » a été mesuré à 1 minute. Une formulation analytique permettant une description approchée des résultats d'essais sur blocs a déjà été proposée (El Ghoche, Coulet, Daudon, 1992). Dans le présent travail, on s'intéresse seulement aux essais réalisés sur échantillons pour lesquels le prégonflement a été éliminé. En supposant que la déformation latérale est négligeable, on peut relier $(\Delta h/h_0)_i$ à la densité initiale par l'expression :

$$(\Delta h/h_0)_{1\text{min}} = (1 - d_0/d_1)$$

d_0 : densité initiale

d_1 : densité à 1 minute.

La courbe traduisant l'évolution de la densité à 1 minute en fonction de la contrainte appliquée est définie par les trois paramètres α , d_0 , d_p définis sur la figure 15.

On propose la formulation analytique suivante :

$$d_1 = (-A)/[\sigma/Pa] + B + d_p$$

A, B : deux paramètres qui dépendent de d_0

$$B = (d_p - d_0)/\text{tg}\alpha$$

$$A = B^2 \text{tg}\alpha$$

d_0 : densité initiale

d_p : densité propre du plastique supposé incompressible

σ : contrainte

Pa : pression atmosphérique.

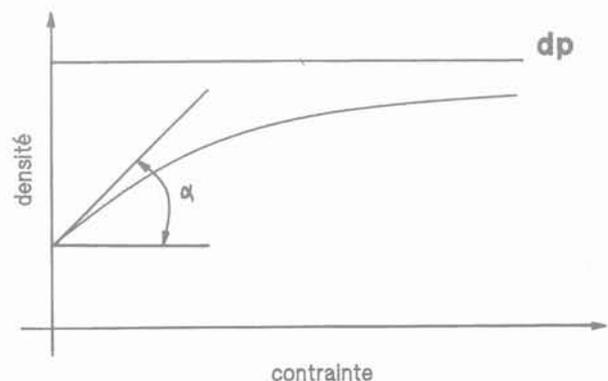


FIG. 15 Variation de la densité à 1 minute en fonction de la contrainte.
Density at 1 minute variation.

L'ensemble des courbes à 1 minute, établies pour différentes densités, permet de proposer l'approximation analytique suivante :

$$\alpha(\text{rd}) = (d_p - d_o) / [(d_o)^n + (2d_p/\pi)]$$

n est déterminé après avoir lissé les valeurs expérimentales :

$$n = -19,28 d_o + 4,73$$

3.3.2

Identification de A_p

Cette pente est une fonction de la contrainte et de la densité initiale. On suppose que :

$$A_p = f(d_o) * g(\sigma)$$

En analysant les courbes expérimentales, on considère les deux formes analytiques suivantes :

$$f(d_o) = (d_p - d_o) / d_o$$

$$g(\sigma) = [(\sigma/Pa) + 1]^m - 1$$

m, paramètre dépendant de d_o , est identifié expérimentalement :

$$d_o \leq 0,5 ; m = -0,048 d_o + 0,025$$

$$d_o > 0,5 ; m = -0,0011 d_o + 0,0011 \text{ (par extrapolation).}$$

En calculant la déformation à 1s et en supposant que la courbe de fluage est assimilable à une parabole au voisinage du zéro, la déformation instantanée est la suivante :

$$(\Delta h/h_o)_i = (\Delta h/h_o)_{1\text{min}} - A_p * \ln(c)$$

c : paramètre dépendant de l'origine du temps.

Le rapport $\alpha_3 = -(\epsilon_{22}/\epsilon_{33}) = -(\epsilon_{11}/\epsilon_{33})$ a été calculé sur l'ensemble des essais effectués. Il ne change pas ni en fonction de la densité initiale, ni avec la contrainte appliquée. Sa valeur moyenne est de l'ordre de 0,068 avec un écart type de 0,028.

3.4

Essais biaxiaux

La contrainte initiale $\sigma_{0,3}$ (perpendiculaire aux couches), mesurée à une heure environ de la fabrication, varie exponentiellement en fonction de la densité initiale (Fig. 11). Le lissage des résultats expérimentaux conduit à :

$$\sigma_{0,3} = 14,5xPa (d_o)^{3,6}$$

σ : contrainte

Pa : pression atmosphérique.

La variation de la contrainte σ_3 (perpendiculaire aux couches) en fonction de σ_2 (parallèle aux couches) et du temps est du même ordre que l'incertitude de la mesure. Donc σ_3 est supposé constant. La déformation dans la même direction est négligeable (déformation de l'anneau).

A σ_2 constant, la déformation $(\Delta h_2/h_{0,2})$, parallèlement aux couches, varie linéairement en fonction du logarithme du temps (Fig. 13).

$$(\Delta h_2/h_{0,2}) = (\Delta h_2/h_{0,2})_{1\text{min}} + Pn * \ln(t/t_o), \quad t_o = 1 \text{ minute.}$$

$$(\Delta h_2/h_{0,2})_{1\text{min}} = ((d_p - d_o) / [(d_o)^k]) \sigma_{22}$$

$$k = -19,61 d_o + 4,66$$

$$Pn = ((d_p - d_o) / [(d_o)^l]) \sigma_{22}$$

$$l = -29,11 d_o + 6,11$$

La déformation instantanée est calculée en supposant qu'au voisinage du zéro, la forme analytique est une parabole. Alors :

$$(\Delta h_2/h_{0,2})_i = ((d_p - d_o) / [(1/d_o^k) - (1/d_o^l)]) \ln(c) \sigma_{22}$$

c : paramètre dépendant de l'origine du temps ;

et par conséquent :

$$(\Delta h_2/h_{0,2}) = (\Delta h_2/h_{0,2})_i + Pn * \ln(t/t_o)$$

$t_o = 1$ minute.

Le rapport $\alpha_2 = -(\epsilon_{11}/\epsilon_{22})$ a été calculé sur l'ensemble des essais. Sa valeur moyenne est de l'ordre de 0,039 avec un écart type de 0,017. Aucune variation claire et significative de ce paramètre n'a pu être dégagée.

4

Modèle rhéologique

Les essais de compréhension réalisés et l'analyse de l'état physique nous ont conduits à identifier le comportement de ce matériau qui est :

- anisotrope (orthotrope de révolution) ;
- alvéolaire à cellules fermées ou ouvertes ;
- viscoélastoplastique ;
- non linéaire par rapport à la contrainte perpendiculaire aux couches (σ_3) ;
- influencé fortement par la densité initiale.

La réalité physique est très complexe. Le matériau en plus de son hétérogénéité, fait l'objet de phénomènes rhéologiques très difficiles à modéliser (vieillessement, écrouissage...).

Bien que le comportement d'un matériau alvéolaire soit la superposition de deux comportements élémentaires (gaz + structure polymère ouverte) nous adoptons cependant une approche globale pour modéliser celui de notre matériau.

L'élaboration d'un modèle complet qui tient compte de tous les phénomènes observés est très difficile. La modélisation a pu être initiée en admettant quelques hypothèses simplificatrices. Le modèle proposé est viscoélastoplastique non linéaire et non vieillissant en petites déformations. Il schématise le comportement pour un premier chargement et est paramétré par la densité initiale.

Les variables à intégrer sont :

- temps ;
- tenseur des contraintes ;
- tenseur vitesse de contraintes ;
- tenseur des déformations ;
- tenseur vitesse de déformations ;
- seuil élastique.

La représentation mathématique est la suivante :

$$f(\underline{\sigma}, \underline{\dot{\sigma}}, \underline{\epsilon}, \underline{\dot{\epsilon}}, \underline{D}) = 0$$

$\underline{\sigma}$: tenseur des contraintes

$\underline{\dot{\sigma}}$: tenseur vitesse de contraintes

$\underline{\epsilon}$: tenseur des déformations

$\underline{\dot{\epsilon}}$: tenseur vitesse de déformations

\underline{D} : tenseur du 4^e ordre qui contient les variables d'état.

A partir de cette formulation générale et en respectant les hypothèses déjà fixées, la modélisation porte sur deux cas simplifiés par rapport à la réalité.

Modèle unidirectionnel général (solicitation perpendiculaire aux couches)

Le comportement unidirectionnel suivant cette direction est décrit par le modèle suivant :

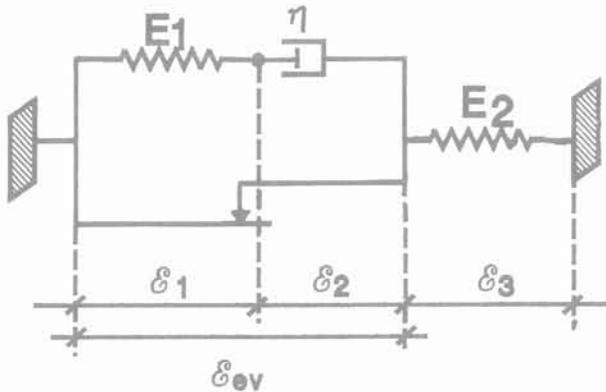


FIG. 16 Modèle rhéologique.

\$E_2\$ représente le comportement élastique linéaire dû à la compression de la phase gazeuse et à la déformation des parois de cellules (Hillyard, 1982). Le seuil élastique (\$\sigma_e\$) correspond à une déformation de 0,02 quelle que soit la densité initiale. Dans le domaine envisageable de la densité initiale (0,3 - 0,6), \$\sigma_e\$ peut être décrit par la relation linéaire suivante :

$$(\sigma_e/\text{Pa}) = 4,49 d_o - 1,06$$

\$P_a\$: pression atmosphérique.

Le module d'Young, \$E_2\$, est égal à (\$\sigma_e/0,02\$)

Au-delà de ce seuil, la phase viscoélastique est activée. Le comportement sera représenté par le modèle de Maxwell de caractéristiques \$E_1\$ et \$\eta\$. La non-linéarité est prise en compte par les formes non linéaires de \$E_1\$ et \$\eta\$.

Dans un état constant de contraintes :

$$\epsilon_1 = 1 - [d_o(\sigma^* + B)]/[d_p(\sigma^* + B) - A] - [(d_p - d_o)/d_o] \frac{[(\sigma^* + 1)^m - 1] \ln(c)}{c}$$

$$\epsilon_2 = \sigma^*/\eta$$

$$\epsilon_{ve} = \epsilon_1 + \epsilon_2$$

$$\sigma^* = \sigma/P_a$$

\$P_a\$: pression atmosphérique.

Pour rejoindre la forme logarithmique de la fonction de fluage, la viscosité a été considérée comme dépendante de la déformation \$\epsilon_2\$, elle peut être représentée par :

$$\eta = [(d_p - d_o)/d_o][(\sigma^* + 1)^m - 1] \text{EXP} \{ \epsilon_2 [d_o/[d_p - d_o][(\sigma^* + 1)^m - 1]] \}$$

Toute analyse faite, le comportement viscoélastique sera décrit par l'équation différentielle suivante :

$$\epsilon_{ve} = [d_o A / [d_p(\sigma^* + B) - A]^2 - m[(d_p - d_o)/d_o][(\sigma^* + 1)^m - 1] \ln(240)] \dot{\sigma}^* + [(d_p - d_o)/d_o][(\sigma^* + 1)^m - 1] \text{EXP}(-P/Q)$$

$$P = \epsilon_{ve} - 1 + [d_o(\sigma^* + B)]/[d_p(\sigma^* + B) - A] + [(d_p - d_o)/d_o] \frac{[(\sigma^* + 1)^m - 1] \ln(c)}{c}$$

$$Q = [(d_p - d_o)/d_o][(\sigma^* + 1)^m - 1]$$

La validation a été faite par deux types d'essais. Essais de fluage à contraintes imposées par palier et essais à vitesses de déformation constantes. La résolution numérique de l'équation différentielle par la méthode de Runge-Kuta d'ordre 4 a permis de comparer les résultats théoriques et expérimentaux (Fig. 17a,b,c) (Fig. 18a,b).

Les résultats sont satisfaisants. L'écart entre la théorie et la réalité est dû principalement à l'incertitude sur la densité initiale et l'hétérogénéité du matériau. Il faut noter que le modèle ne prend pas en compte l'écroutissement dû à l'évolution de la densité au cours de la sollicitation, ni l'effet des grandes déformations.

4.2

Modèle tridimensionnel pour une sollicitation constante en contrainte

Les hypothèses de l'orthotropie de révolution et de petites déformations sont maintenues. La relation contrainte-déformation, pour un état constant de contraintes, est représentée par :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} \\ \epsilon_{22} \\ \epsilon_{33} \\ \epsilon_{12} \\ \epsilon_{23} \\ \epsilon_{13} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 & f_{12} & f_{13} & 0 & 0 & 0 \\ f_{12} & f_1 & f_{13} & 0 & 0 & 0 \\ f_{13} & f_{13} & f_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & f_1 - f_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & f_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & f_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \end{pmatrix}$$

\$f_1, f_{12}, f_{13}, f_3, f_4\$ sont cinq fonctions à identifier.

Le rôle de \$\sigma_{33}\$ (perpendiculaire aux couches) qui pilote la non-linéarité est primordial. Une linéarisation en fonction des autres contraintes (\$\sigma_{11}, \sigma_{22}\$) (parallèles aux couches) est adoptée avec une précision assez acceptable.

4.3

Identification

4.3.1

$$f_1, f_{12}, f_{13}, f_3$$

L'essai de compression simple à contrainte constante \$(0, 0, \sigma_{33})\$ conduit à :

$$\epsilon_{11} = f_{13} \sigma_{33}$$

$$\epsilon_{22} = f_{13} \sigma_{33}$$

$$\epsilon_{33} = f_3 \sigma_{33}$$

En utilisant la formulation analytique définie dans le paragraphe 3 on aboutit à :

$$f_3 = [1 - [d_o(\sigma_{33}^* + B)]/[d_p(\sigma_{33}^* + B) - A] + \{[(d_p - d_o)/d_o] \frac{[(\sigma_{33}^* + 1)^m - 1] \ln(t/t_o)}{\sigma_{33}^*}}]$$

$$f_{13} = \epsilon_{22}/\sigma_{33} = (\epsilon_{22}/\epsilon_{33}) (\epsilon_{33}/\sigma_{33}) = \alpha_3 f_3$$

Une analyse directe de l'essai biaxial :

$$(0, \sigma_{22}, \sigma_{33}) \Rightarrow (\epsilon_{11}, \epsilon_{22}, 0)$$

conduit à :

$$f_1 = (d_p - d_o) \{ 1/[d_o]^k + [1/(d_o^l)] \ln(t/t_o) \} + (\alpha_3)^2 f_3$$

$$f_{12} = \alpha_1 f_1$$

\$\alpha_3^2 f_3\$ est négligeable devant les autres termes.

$$\sigma_{33}^* = \sigma_{33}/Pa$$

Pa : pression atmosphérique ;

$t_0 = 240$ secondes.

4.3.2

Identification de f_4

Dans le cas de l'élasticité linéaire, f_4 est l'inverse du module du cisaillement ($f_4 = (2 * G_{13})^{-1}$) que l'on peut mesurer par un essai de distorsion. En l'absence de cet essai, nous avons tenté de l'approcher, en supposant que le matériau est isotrope. Selon les caractéristiques dans la direction perpendiculaire aux couches, on trouve que :

$$f_4 = f_3 (1 - \alpha_3)$$

En adoptant les caractéristiques dans la direction parallèle aux couches :

$$f_4' = (d_p - d_o) [1/(d_o)^k] + [1/(d_o)^l] [\ln(t/t_0)] (1 - \alpha_1)$$

Le rapport f_4'/f_4 est de l'ordre de 1,9.

La valeur de f_4 adoptée est la moyenne de ces deux cas extrêmes :

$$f_4 = [f_3(1 - \alpha_3) + R(1 - \alpha_1)]/2$$

$$R = (d_p - d_o) [1/(d_o)^k] + [1/(d_o)^l] [\ln(t/t_0)]$$

Compte tenu de la valeur approchée de f_4 , on peut négliger α_1 et α_3 . Donc f_4 sera :

$$f_4 = (f_3 + R)/2$$

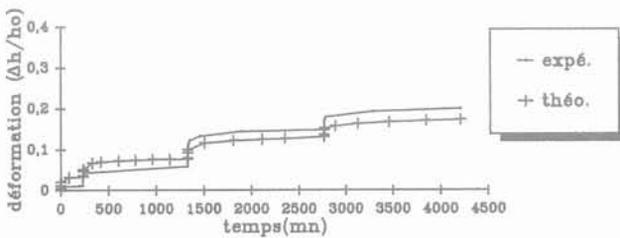


FIG. 17a Densité initiale : 0,38.
Initial density : 0.38.

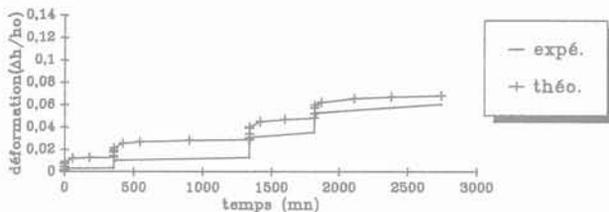


FIG. 17b Densité initiale : 0,46.
Initial density : 0.46.

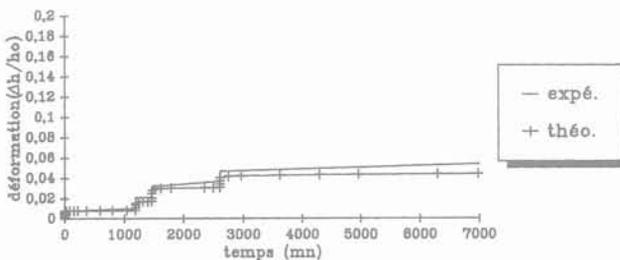


FIG. 17c Densité initiale : 0,49.
Initial density : 0.49.

FIG. 17a-b-c Fluage par palier. Courbes expérimentales et théoriques.
Creep loading by steps. Experimental and theoretical curves.

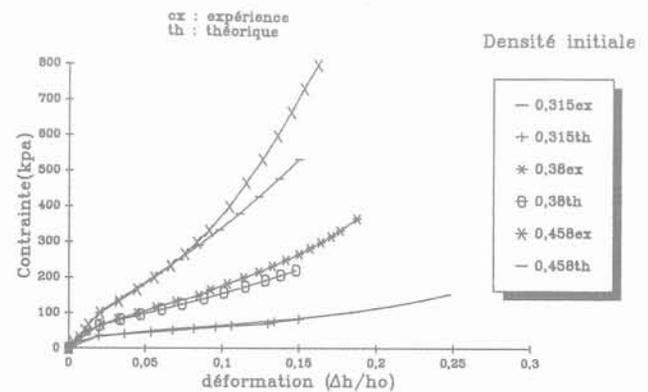


FIG. 18a Vitesse de déformation : 0,018 min⁻¹.
Deformation velocity : 0.018 min⁻¹.

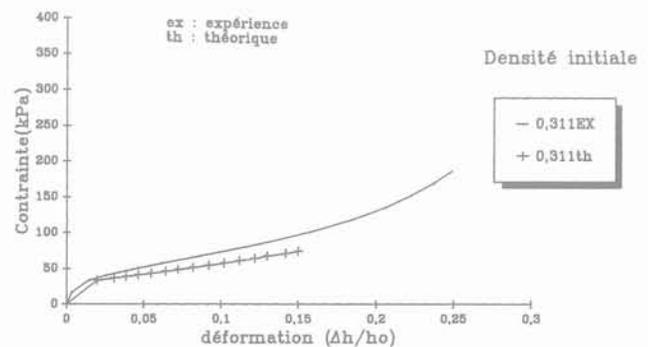


FIG. 18b Vitesse de déformation : 0,006 min⁻¹.
Deformation velocity : 0.006 min⁻¹.

FIG. 18a-b Contraintes-déformation à vitesse de déformation constante. Courbes expérimentales et théoriques.
Stress strain with constant deformation velocity. Experimental and theoretical curves.

Conclusion

L'étude expérimentale a permis de montrer la validité du procédé proposé. Elle a permis, en outre, de mettre en évidence le comportement des blocs qui est :

- fortement dépendant de la densité initiale ;
- orthotrope de révolution ;
- non linéaire en fonction de la contrainte σ_3 perpendiculairement aux couches ;
- fortement visqueux.

L'essentiel du comportement ainsi mis en évidence a pu être modélisé de façon correcte par la théorie proposée.

Ce modèle, élaboré dans le cadre des petites déformations, ne tient pas compte de l'évolution de la densité

en cours de sollicitation. Une amélioration de ce modèle pour lever ces deux limitations est en cours d'étude.

La densité initiale, un bon critère d'évaluation, sera fixée en fonction de l'environnement mécanique. Empêcher le gonflement initial lors de la fabrication est indispensable afin de garder de bonnes caractéristiques mécaniques.

Une étude statistique plus approfondie tant sur la composition du gisement de déchets plastiques que sur les caractéristiques dimensionnelles des blocs sera nécessaire pour bien cerner et définir la fourchette de précision sur les paramètres caractéristiques et pour bien compléter la démarche stochastique adoptée.

Enfin, un chantier a été envisagé, il ouvrira une nouvelle perspective qui permettra de suivre le comportement réel d'un massif de blocs et de valider le modèle tridimensionnel.

Bibliographie

- Daudon D., El Ghoche H., Coulet C. - Plastic Waste Low-Weight Embankments for Pavements Construction on Soft Soil, GEO-COAST' 91, International Conference on Geotechnical Engineering for Coastal Development, Theory and Practice, Yokohama, Japon, sept. 1991.
- El Ghoche H. - Expérimentation et modélisation de blocs compressibles de matières plastiques pour des remblais allégés. Détermination d'une loi de comportement orthotrope de révolution viscoélastique non linéaire, Thèse de Doctorat, Université Claude-Bernard, Lyon 1, décembre 1992.
- El Ghoche H., Coulet C., Daudon D. - Plastic Waste for Low-Weight Embankments, Conference of the ASCE, Grouting Soil Improvement and Geosynthetics, New Orleans, USA, Feb. 1992.
- Hilyard N.C. - Mechanics of Cellular Plastics, Macmillan ed., 1982.
- Huet C. - Remarque sur la procédure d'assimilation d'un matériau hétérogène à un matériau continu équivalent, CR 15^e Coll. GFR. Comportements rhéologiques et Structure des matériaux, Paris, 1980.
- Lemaître J., Chaboche J.-L. - « Élasticité, Thermoélasticité, Viscoélasticité linéaire », Mécanique des matériaux solides (chap. 4), Paris, Dunod, 2^e éd. 1988, pp. 123-162.
- Mandel J., « Chargements à plusieurs paramètres - Comportement Linéaire », Propriétés mécaniques des matériaux - Rhéologie - Plasticité (chap. IV), Eyrolles, Paris, 1978, pp. 45-58.

Module de réaction, coefficient de décompression, au sujet des paramètres utilisés dans la méthode de calcul élasto-plastique des soutènements

A. MONNET

Sif Bachy
« Les Colonnades »,
Bât. B, 4, rue Henri-
Sainte-Claire-Deville,
92563 Rueil-
Malmaison Cedex.

Résumé

Deux aspects de la méthode de calcul élasto-plastique des soutènements sont abordés.

Le coefficient de décompression imaginé par R. Stenne est défini, et une estimation de sa valeur est proposée. La recherche des mécanismes qui expliquent l'abaque des valeurs du module de réaction proposé par Chadeisson permet d'établir une formulation explicite de ce module. Cette formulation conduit au résultat inattendu de prendre en compte la rigidité du soutènement.

Subgrade reaction modulus, decompression ratio, about parameters used for elasto-plastic computation of retaining walls

Abstract

Two parameters used inside the elasto-plastic computation code of retaining screens are discussed.

The decompression ratio first introduced by R. Stenne is defined and a formal estimate of its value is derived.

From the seek of explaining mechanisms to an abacus proposed 20 years ago by Chadeisson, a formal estimate of the subgrade reaction modulus is derived. As a result, the rigidity of the wall appears as a governing parameter for the subgrade reaction ratio value.

Introduction

L'usage du calcul des soutènements par la méthode élasto-plastique est maintenant largement répandu, et la lecture de la littérature consacrée à ce sujet peut donner l'impression que tous les programmes de calcul sont équivalents et que toutes les questions sont résolues. Resterait à appliquer des « règles de dimensionnement » qui permettraient de déterminer les « bonnes » hypothèses à introduire dans le programme.

L'ambition de cet article est de convaincre que la situation est loin d'être aussi idyllique, que les programmes ne sont pas équivalents et que leur utilisation nécessite encore une réflexion basée sur une solide expérience pour sélectionner les paramètres les mieux adaptés au problème.

Cet article se limite aux problèmes du coefficient de décompression et du module de réaction. D'autres, tout aussi importants pour que le modèle élasto-plastique représente fidèlement le comportement des ouvrages – régime hydraulique, caractéristiques de rupture des sols, inclinaisons des contraintes, rigidité des appuis – mériteraient aussi quelques discussions.

Le coefficient de décompression de R. Stenne

Les principes de base du calcul élasto-plastique ont été largement exposés par ailleurs. Dans le cas particulier du programme DENEbola, par exemple (Balay *et al.* [1]), le protocole de calcul admet que la pression initiale du sol sur l'écran, avant entrée dans les cycles de calcul qui vont lier déplacement et variation de contrainte est prise égale à la pression résultant de la phase de calcul précédente, sauf si le déchargement entraîne à atteindre une contrainte limite. Dans ce cas, c'est cette limite qui est prise comme pression initiale.

La question du module de décompression dans les calculs élasto-plastiques de soutènement a été soulevée pour la première fois à ma connaissance par Roland Stenne lors de la mise au point du programme PAROI 85.

L'argument est le suivant : avec l'hypothèse seule du module de réaction, à savoir que la variation de contrainte à une cote donnée est proportionnelle au déplacement du soutènement à ce niveau entre deux phases, certains cas particuliers vont conduire à des absurdités. Admettons par exemple un terrassement entre deux phases, et que par un moyen quelconque, le soutènement ait été immobilisé. La contrainte horizontale ne varierait pas, alors qu'il est évident que la baisse de la contrainte verticale va entraîner une diminution de la contrainte horizontale.

Pour tenir compte de cet effet, R. Stenne a introduit dans son protocole de calcul un coefficient supplémentaire qu'il a appelé coefficient de décompression K_d :

$$\Delta\sigma'_h = K_d \cdot \Delta\sigma'_v \quad (1)$$

Quel est l'ordre de grandeur vraisemblable de ce coefficient ? Si les sols n'étaient pas susceptibles de se consolider, la réponse serait évidente :

$$K_d = K_o$$

Mais les sols usuellement se consolident.

La valeur proposée par Jacky pour estimer le coefficient de poussée au repos initial K_{oi} :

$$K_{oi} = 1 - \sin\phi' \quad (2)$$

représente le module de premier chargement. Les estimations proposées [2] pour le coefficient de poussée au repos dans les sols surconsolidés :

$$K_o = K_{oi} \cdot \sqrt{OCR} \quad \text{Meyerhof (1976)} \quad (3)$$

ou

$$K_o = K_{oi} \cdot OCR^{\sin\phi'} \quad \text{Mayne et Kulhawy (1982)} \quad (4)$$

permettent de faire une estimation de K_d . En admettant que le sol en place est normalement consolidé avant toute excavation, OCR serait alors le rapport de la contrainte de consolidation à la contrainte après terrassement. La formulation (4) permet d'aboutir à l'estimation :

$$K_d = K_{oi} \cdot \frac{OCR - OCR^{\sin\phi'}}{OCR - 1} \quad (5)$$

La figure 1 donne la valeur du rapport K_d/K_{oi} en fonction de l'angle de frottement.

Au vu de la formule (5), il serait nécessaire de choisir, pour un type de sol, un module de décompression variable en fonction du taux de déchargement. Cependant, le rapport de K_d à K_{oi} varie assez peu dans la fourchette OCR = 1,10 à OCR = 10, qui sont les deux limites indiquées en tireté sur le graphique. Cette fourchette encadre les situations pratiques usuelles. En première approche, il est donc possible d'utiliser la valeur indiquée en trait plein sur le graphique. Cette valeur correspond à OCR = 3, soit :

$$K_d = (1 - \sin\phi') \cdot (3 - 3 \sin\phi')/2 \quad (6)$$

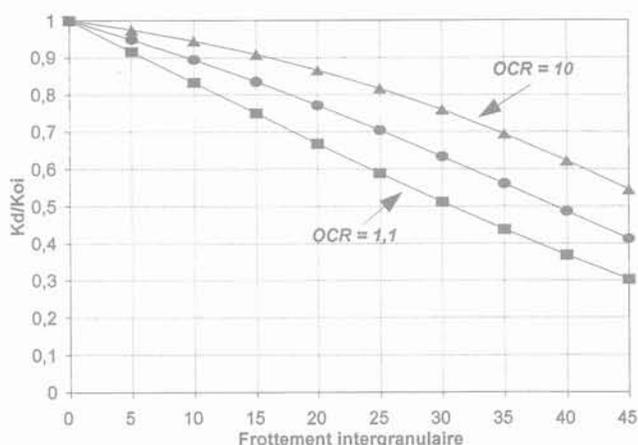


FIG. 1 Rapport de K_d à K_{oi} .
 K_d to K_{oi} ratio.

Bien entendu, tout ceci suppose que l'on raisonne en contraintes intergranulaires, en milieu drainé. Il est clair que, lorsque les sollicitations sont trop rapides pour que le drainage soit possible ou lorsque le sol est très surconsolidé (OCR > 10), le milieu doit être considéré comme incompressible et $K_d = 1$.

A l'origine, les soutènements pour lesquels ont été développés les programmes élasto-plastiques étaient réalisés dans des terrains compacts. La figure 2, qui donne l'estimation (6) du coefficient de décompression,

permet de constater que sa valeur est faible dans cette zone. Le fait de prendre en compte ou non ce coefficient n'avait pas d'influence importante sur le résultat du calcul.

La méthode est maintenant utilisée dans des situations de plus en plus variées et, en particulier, pour des soutènements réalisés dans des sols très lâches. La prise en compte du coefficient de décompression ne peut plus être négligée.

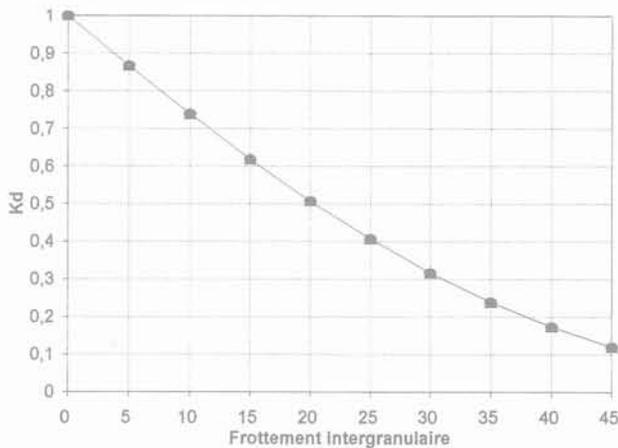


FIG. 2 Valeur de K_d .
 K_d value.

3

Modules de réaction

La question du module de réaction est un problème central dans le calcul élasto-plastique des soutènements, et il a préoccupé les développeurs de programmes dès l'origine.

Il existe deux approches de l'estimation du module de réaction. L. Menard part de considérations d'élasticité linéaire. R. Chadeisson s'intéresse aux déplacements limites à la mise en plasticité du sol. Les estimations du module de réaction qui en résultent sont très différentes.

3.1

L. Ménard, en élasticité

Ménard et Bourdon [3] [4], ont développé, à partir d'un code de calcul de pieux soumis à des efforts horizontaux, un programme de calcul de soutènement purement élastique, sans limitation des contraintes par les seuils plastiques. Ils ont postulé l'existence d'un module d'élasticité indépendant du niveau de contrainte, et ont proposé une formulation du module de réaction K_h :

$$\frac{1}{K_h} = \frac{1}{E} * \left[\frac{a.f}{2} + 13.(0,09.f)^3 \right] \quad (7)$$

avec les définitions suivantes :

- E module pressiométrique
- f fiche de la paroi
- a un coefficient fonction de la nature du sol.

Le programme de calcul n'est plus utilisé, mais cette approche des modules de réaction a, par contre, eu une riche filiation.

Sous cette forme, le module de réaction tend vers zéro lorsque la fiche augmente, ce qui n'est pas vraisemblable. Ceci a conduit, dans les formulations les plus récentes [5], à limiter la valeur de la fiche prise en compte.

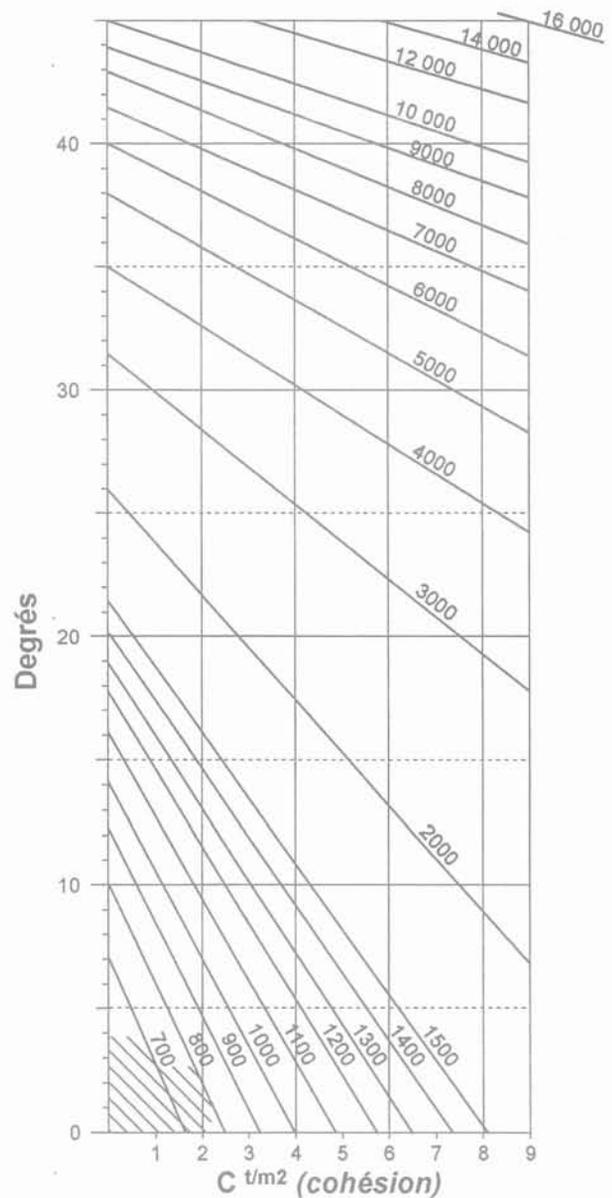


FIG. 3 Abaque de Chadeisson (K_h en t/m^3).
Chadeisson's abacus (K_h t/m^3).

3.2

R. Chadeisson, en élasto-plasticité

L'autre école de pensée, qui est à l'origine de tous les programmes de calcul élasto-plastique utilisés actuellement, a dérivé ce type de programme à partir de calculs aux états-limites. La question était alors de définir la valeur du déplacement qui serait observé pour mobiliser la butée limite.

Sur la base de l'expérience acquise à l'époque, Chadeisson, le concepteur du programme PAROI 2 a proposé une formulation du module de réaction indépen-

dante de la fiche, et uniquement reliée aux caractéristiques à la rupture (C' , ϕ') de la couche. Cette proposition a été présentée sous la forme d'un abaque (Fig. 3) donnant le module de réaction en fonction des critères de Mohr-Coulomb. Bien que cet abaque n'ait pas été publié à ma connaissance, il s'est largement diffusé et a été utilisé pendant vingt ans par tous les professionnels français.

3.3

Où est la vérité ?

Devant le succès de l'estimation de Chadeisson, qui donne des résultats finalement plus réalistes que celle de Ménard, il est intéressant de retrouver les principes de bases de cette approche. Cela pourra permettre de la moderniser et d'étendre son domaine de validité.

Imaginons une rupture de fiche de soutènement, dans un sol purement pulvérulent, drainé, de compacité supérieure à la compacité critique, de poids spécifique γ . La butée limite en fiche (b_{lim}) sera alors :

$$b_{lim} = K_p \cdot \gamma \cdot f$$

exprimée par rapport aux caractéristiques de rupture, et exprimée par rapport au déplacement dr en fiche à la rupture :

$$b_{lim} - K_o \cdot \gamma \cdot f = K_h \cdot dr$$

Le déplacement à la rupture provient du cisaillement d'une zone partant du pied de la fiche et débouchant en surface. Ce pourrait être la distorsion de 5 % d'une frange limite de 50 cm d'épaisseur, soit :

$$dr = 2,5 \text{ cm}$$

où l'on retrouverait le déplacement de 1'' cité par Terzaghi, ou celui de 2 cm cité par Ménard [3], nécessaire pour mobiliser la butée.

Si l'épaisseur de la zone distordue est indépendante de la fiche, on arrive à la conclusion que le module de réaction varie proportionnellement à la fiche du soutènement :

$$K_h = K_p \cdot \gamma \cdot f \cdot (1 - k/k_p) / dr$$

conclusion exactement inverse de celle que l'on tire de la formulation de Ménard.

Cependant, il est peu vraisemblable que l'épaisseur de la zone cisailée soit indépendante de la fiche. Lorsque la fiche est courte, l'épaisseur de la frange subissant la distorsion de cisaillement pourrait être proportionnelle à la longueur de la fiche.

Par ailleurs, pour une fiche très longue, il est évident que l'on observera une mise en butée dans la partie supérieure, sans que la base arrive en butée limite.

La conception de Chadeisson correspondrait donc en définitive au mécanisme suivant : le module de réaction n'est pas fonction de la fiche réelle, mais d'une longueur caractéristique f_c délimitant deux domaines de comportement :

- lorsque la fiche est plus courte que f_c , toute la zone de fiche se trouvera au même instant en butée limite, et la déformation du sol en fiche est concentrée dans une frange d'épaisseur proportionnelle à la fiche ;

- lorsque la fiche est plus longue que f_c , la butée limite est atteinte plus tôt en tête qu'en pied, et la déformation est moins concentrée.

Le module de réaction peut donc être estimée par :

$$K_h = K_p \cdot \gamma \cdot f_c \cdot (1 - K_o/K_p) / dr \quad (7)$$

3.4

Influence de la rigidité du soutènement

La manière dont est introduite la notion de fiche critique conduit à se poser la question de savoir si la fiche critique n'évolue pas en fonction de la rigidité du soutènement. Il est clair qu'une fiche plus rigide va imposer une rupture localisée du sol jusqu'à une profondeur supérieure.

Dans le cas d'une fiche de soutènement dont la fibre serait maintenue verticale au fond de fouille, en butée sur toute la hauteur de fiche, la flèche y entre le fond de fouille et le pied de paroi a pour valeur :

$$y = K_p \cdot \gamma \cdot f^5 / (20 \cdot EI) \quad (8)$$

On peut faire l'hypothèse que la fiche caractéristique f_c utilisée pour estimer le module de réaction varie comme la fiche qui donne une flèche égale au déplacement à la rupture dr . Le module de réaction pourrait donc s'exprimer par :

$$K_h = [20 \cdot EI \cdot (K_p \cdot \gamma \cdot (1 - K_o/K_p) / dr_{0\phi})^4]^{1/5}$$

avec les définitions suivantes :

- γ poids spécifique du sol
- K_p coefficient de butée utilisé dans le calcul
- K_o coefficient de poussée au repos
- $dr_{0\phi}$ déplacement caractéristique

3.5

Terme de cohésion

Nous savons que lors d'un essai triaxial drainé sur un sol compact (aussi bien sur un matériau pulvérulent dont la compacité est supérieure à la compacité critique, que sur un matériau argileux ferme), le pic de la courbe effort déformation correspond à une déformation de 5 % au plus. Cette valeur diminue lorsque la compacité augmente mais varie assez peu. En revanche, lorsque la compacité diminue, la valeur de la déformation au seuil de plasticité augmente rapidement et peut atteindre 30 %.

Il serait donc judicieux de faire varier dr en fonction de la compacité, de manière que sa valeur reste voisine de dr_{0C} cm pour les compacités moyennes à fortes, mais augmente lorsque la compacité est faible :

$$dr_C = dr_{0C} / \text{th}(C'/C_o)$$

Il viendrait donc :

$$K_h = A_p \cdot C' \cdot \text{th}(C'/C_o) / dr_{0C}$$

avec les définitions suivantes :

- C' cohésion
- A_p terme de cohésion
- C_o 30 kPa
- dr_{0C} déplacement caractéristique

3.6

Finalement

Au total, sur le plan pratique, l'ensemble de ces réflexions conduit à envisager une formulation du module de réaction du type :

$$K_h = [20 \cdot EI \cdot (K_p \cdot \gamma \cdot (1 - K_o/K_p) / dr_{0\phi})^4]^{1/5} + A_p \cdot C' \cdot \text{th}(C'/C_o) / dr_{0C}$$

La figure 4 présente ces résultats pour une paroi moulée :

- de module $E = 2 \times 10^7$ kPa ;
- d'épaisseur 0,80 m.

Les constantes ont été ajustées aux valeurs :

$$dr_{0\phi} = 0,015$$

$$dr_{0C} = 0,015$$

de manière à obtenir pour le module de réaction une valeur identique à celle proposée par Chadeisson pour les compacités moyennes.

Le poids volumique du matériau a été pris comme 20 kN/m^3 et le coefficient de butée utilisé est celui proposé par Brinch Hansen, qui est très voisin de l'estimation de Caquot-Kérisel pour une inclinaison de la butée de $2\phi/3$.

3.7

Formulation explicite

Les mécanismes physiques que l'on peut imaginer pour expliquer l'estimation empirique des modules de réaction proposée par Chadeisson conduisent à penser que la rigidité du soutènement est une donnée de première importance pour évaluer ces modules.

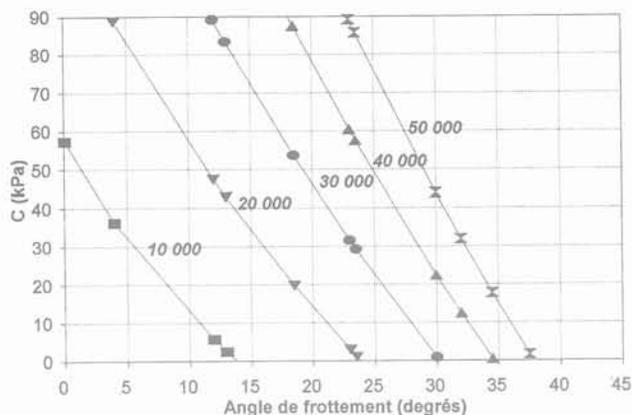


FIG. 4 Modules pour une paroi de 0,8 (K_h en kN/m^3).
Reaction modulus D. Wall 0,8 m thick.

Les données dont disposait Chadeisson, à l'époque où il a dressé son abaque, correspondaient à des parois moulées en béton, d'épaisseur 0,60 m à 0,80 m, réalisées dans des terrains relativement compacts. Un grand nombre d'ouvrage a été réalisé depuis dans des sols variés, et Chadeisson, dans les dernières éditions de son abaque, signalait qu'il n'était pas utilisable pour les sols lâches.

La formulation proposée pour le module de réaction :

$$K_h = [20 \cdot EI \cdot (K_p \cdot \gamma \cdot (1 - K_o/K_p) / dr_0)^4]^{1/5} + A_p \cdot C' \cdot \text{th}(C'/C_0) / dr_0$$

avec les définitions suivantes,

- γ poids spécifique du sol
- K_p coefficient de butée utilisé dans le calcul

- K_o coefficient de poussée au repos
- dr_0 déplacement caractéristique (0,015 m)
- C' cohésion
- A_p terme de cohésion
- C_0 30 kPa

donne des résultats voisins de ceux proposés par Chadeisson pour les terrains compacts et les soutènements rigides et des valeurs qui se rapprochent de celles obtenues par la méthode pressiométrique pour les sols lâches et les soutènements souples.

4

Conclusion

L'option du coefficient de décompression n'existe pas encore dans tous les programmes élasto-plastiques, elle mérite d'y être introduite. L'estimation proposée pour ce coefficient est satisfaisante aux limites et dans son évolution, mais difficile à valider par des mesures en place.

De son côté, l'estimation proposée pour le module de réaction est basée uniquement sur la reconstitution de mécanismes qui pourraient expliquer la validité d'un abaque proposé il y a plus de 20 ans. Elle conduit à prévoir que la rigidité du soutènement serait une variable de première importance pour fixer la valeur du module de réaction. L'idée n'est pas choquante. En effet, la remarque a été souvent faite que le module de réaction n'était pas simplement une caractéristique intrinsèque du sol, mais était également fonction de la géométrie du projet. La formulation proposée ici pour le module de réaction prend bien en compte la géométrie. Elle le fait d'une manière inattendue, par l'intermédiaire de la rigidité du soutènement.

Une nouvelle interprétation de tous les essais *in situ* disponibles est nécessaire pour mettre ces formulations du coefficient de décompression et du module de réaction à l'épreuve. Un article à venir sera consacré à ce sujet.

Pour terminer, il est nécessaire d'insister sur le fait que les formulations proposées ne doivent pas être prises comme des recettes. Les conditions dans lesquelles elles ont été établies ont été clairement explicitées, et de nombreuses situations y échappent. Pour citer seulement deux cas particuliers :

- il est clair que dans les sols très surconsolidés, la valeur du coefficient de décompression pourrait être supérieure à celle qui est définie ici ;
- l'estimation proposée pour le module de réaction se limite au cas où la compacité est homogène sur la longueur de la fiche. Elle pourrait éventuellement être très différente dans le cas où les sols en fiche présentent des contrastes de compacité importants.

Les programmes de calcul par la méthode au module de réaction restent des outils irremplaçables pour le dimensionnement des soutènements par leur simplicité d'emploi. Une pause a eu lieu ces dernières années dans leur amélioration. Des raisons théoriques sont souvent invoquées, en particulier le fait que le module de réaction n'est pas une caractéristique intrinsèque du sol. Une approche qui outrepassait cette difficulté a été proposée ici. Cette méthode de calcul peut encore être améliorée.

Bibliographie

- [1] Balay J., Franck R., Harfouche L. – Programme DENEbola pour le calcul des soutènements par la méthode des modules de réaction, *Bull. liaison Labo P. et Ch.*, juillet-août 1982.
- [2] Simpson B. – 32nd Rankine Lecture of the British Geotechnical Society, 24 March 1992.
- [3] Ménard L., Bourdon C., Houy A. – Étude expérimentale de l'encastrement d'un rideau en fonction des caractéristiques pressiométriques du sol de fondation, *Sols-Soils*, Vol. III, n° 9, juin 1964.
- [4] Ménard L., Bourdon C. – Calcul des rideaux de soutènement. Méthode nouvelle prenant en compte les conditions réelles d'encastrement, *Sols-Soils*, n° 12, 1965.
- [5] Balay J. – Recommandations pour le choix des paramètres de calcul des écrans de soutènement par la méthode aux modules de réaction, juillet 1984.