

Abi MR G M  
16

# REVUE FRANÇAISE DE GÉOTECHNIQUE

AVEC LA PARTICIPATION DES COMITÉS FRANÇAIS DE  
MÉCANIQUE DES SOLS  
MÉCANIQUE DES ROCHES  
GÉOLOGIE DE L'INGÉNIEUR

N°43

130 F

2<sup>e</sup> TRIMESTRE 1988

**P**resses de l'école nationale des  
**P**onts et chaussées



# REVUE FRANÇAISE DE GÉOTECHNIQUE

*Directeur de la Publication* : P. Habib

*Président du Comité de Direction* : B. Hirsch

*Comité de Direction* : J. Salençon — M. Panet — M. Rat — C. Azam

*Comité de Rédaction* :

E. Absi — F. Bonnechère — C. Bordet — P. Duffaut — J. Kérisel —

P. La Rochelle — G. L'Hériteau — P. Londe — L. Parez — F. Schlosser

Commission paritaire n° 60855

ISSN 0181 — 0529

Revue trimestrielle

Abonnement 1988 (numéros 42 à 45) franco : 450 F

Prix au numéro franco : 130 F

(valable également pour les numéros anciens)

Sommaires des numéros anciens sur demande.

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

Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées  
28, rue des Saints-Pères, 75007 Paris

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.

© 1988

**Presses** de l'école nationale des  
**Ponts et chaussées**



# REVUE FRANÇAISE DE GÉOTECHNIQUE

N° 43  
2<sup>e</sup> TRIMESTRE 1988

## sommaire

application du calcul à la rupture à la stabilité du front de taille d'un tunnel <b>E. Leca</b>	5
compression de milieux granulaires modèles à deux dimensions <b>T. Travers, M. Ammi, D. Bideau, A. Gervois, J. Lemaitre, J.C. Messenger, J.P. Troadec</b>	21
modélisation du comportement d'une craie blanche très poreuse et validation <b>J.F. Shao, J.P. Henry</b>	35
interprétation des mesures d'auscultation hydrauliques de trois digues en terre par un modèle d'écoulement en milieu poreux <b>F. Goussé</b>	47



# application du calcul à la rupture à la stabilité du front de taille d'un tunnel

analysis of tunnel front stability,  
using the yield calculation approach

E. LECA

C.E.R.M.E.S.\*

M. PANET

Professeur adjoint à l'E.N.P.C., SIMECSOL\*\*

## Résumé

La réalisation d'un tunnel dans de bonnes conditions de sécurité nécessite un examen préalable de la stabilité du front de taille pendant l'excavation. Lorsque l'ouvrage est creusé à faible profondeur et à l'aide d'une machine foreuse permettant un soutènement continu du front de taille, il faut tenir compte dans l'analyse, de trois effets de chargement : influence du poids des terrains, surcharges de surface, pression de soutènement au front.

L'approche par le calcul à la rupture est choisie ici pour estimer les conditions de stabilité du front de taille. Deux types de matériau sont considérés : dans le cas d'un matériau purement cohérent (critère de TRESCA) la combinaison de l'approche par l'intérieur et de l'approche par l'extérieur permet d'aboutir à un encadrement des conditions de stabilité dans un diagramme de chargement à deux paramètres. Dans le cas plus complexe d'un critère de MOHR-COULOMB, il est nécessaire de prendre effectivement en compte trois paramètres de chargement et seule l'approche par l'intérieur est considérée dans la présente étude.

## Abstract

*Front stability must be examined prior to tunnel construction in order to ensure good safety conditions while boring it. When the tunnel is at shallow depth and is driven using a boring machine with full face support, three loading effects need to be considered : influence of the soil weight, soil surface loads, retaining pressure at the front.*

*The yield calculation approach is used in this paper to estimate stability conditions for the tunnel front. Two material types are considered : in the case of a purely cohesive material (TRESCA yield criterion) combining lower bound and upper bound analyses leads to bracketting stability conditions for the front with respect to two loading parameters only. In the more difficult case of a MOHR-COULOMB criterion however, it is necessary to account for three loading parameters ; for this latter material type the lower bound approach only is considered in the present study.*

\* École nationale des Ponts et Chaussées, La Courtine, 93167 Noisy le Grand Cedex.

\*\* 8, avenue Newton, 92350 Le Plessis-Robinson.

## 1. INTRODUCTION

De nombreux travaux de recherche ont été consacrés à la stabilité du front de taille d'un tunnel au cours des vingt dernières années. Il s'agit d'études à caractère aussi bien expérimental que théorique, mais qui le plus souvent se limitent au cas des terrains argileux.

La présente étude a pour objet d'examiner l'approche par le calcul à la rupture, pour un tunnel à section circulaire revêtu sur toute sa longueur par un ouvrage parfaitement rigide. Le front de taille est supposé être maintenu en équilibre par une pression interne uniforme. Une telle pression correspond dans la pratique au système de soutènement mis en œuvre sur les machines modernes d'excavation : bouclier à air comprimé, à boue bentonitique, à pression de terre.

Après avoir précisé le problème d'un point de vue analytique, les cas d'un terrain purement cohérent (critère de TRESCA) et d'un matériau frottant-cohérent (critère de MOHR-COULOMB) sont étudiés successivement.

Le paragraphe 3 constitue un approfondissement des résultats obtenus par E.H. DAVIS, M.J. GUNN, R.J. MAIR, H.N. SENEVIRATNE (1980) pour une argile. Le même type d'analyse est généralisé au cas d'un critère de MOHR-COULOMB au paragraphe 4, dans le but de développer une approche par l'intérieur en terrain frottant-cohérent.

## 2. POSITION DU PROBLÈME

Du fait de la présence du front de taille, la stabilité de la section en cours d'excavation d'un tunnel constitue un problème tridimensionnel vrai, appelé problème (Pb I)

dans la suite. Le modèle analytique adopté est précisé dans les paragraphes qui suivent. Une telle étude s'avère généralement difficile et on est souvent conduit, dans une première approche à considérer deux problèmes plans : le long de l'axe du tunnel d'une part (Pb II), en section courante d'autre part (Pb III). Ces deux cas de figure sont décrits au paragraphe 2.4.

### 2.1. Données et hypothèses pour le problème tridimensionnel

On considère un tunnel cylindrique horizontal (figure 2.1.1.), à section circulaire, de diamètre  $D$ . La couverture est égale à  $C$  et par conséquent la profondeur est :

$$H = C + \frac{D}{2}$$

Le tunnel est revêtu par un ouvrage supposé infiniment rigide et seule une région de longueur  $P$  derrière le front de taille n'est pas revêtue.

Une pression interne de soutènement  $\sigma_T$  est appliquée dans cette région et la surface du sol chargée par une pression de surface  $\sigma_s$  qui peut représenter la charge transmise par une fondation souple ou encore le poids d'une couche de sol située au-dessus de la cote  $y = H$ . On s'intéressera essentiellement ici au cas où  $P/D = 0$  et où la pression  $\sigma_T$  s'applique uniquement au front de taille. La pression  $\sigma_T$  est supposée uniforme sur toute la hauteur du front de taille.

La résistance du massif est caractérisée par la cohésion non drainée  $C_u$  dans le cas d'un sol purement cohérent (critère de TRESCA), par la cohésion  $c'$  et l'angle de frottement  $\varphi'$  dans le cas d'un sol frottant-cohérent (critère de MOHR-COULOMB). Il est souvent commode d'introduire alors la résistance en compression simple :

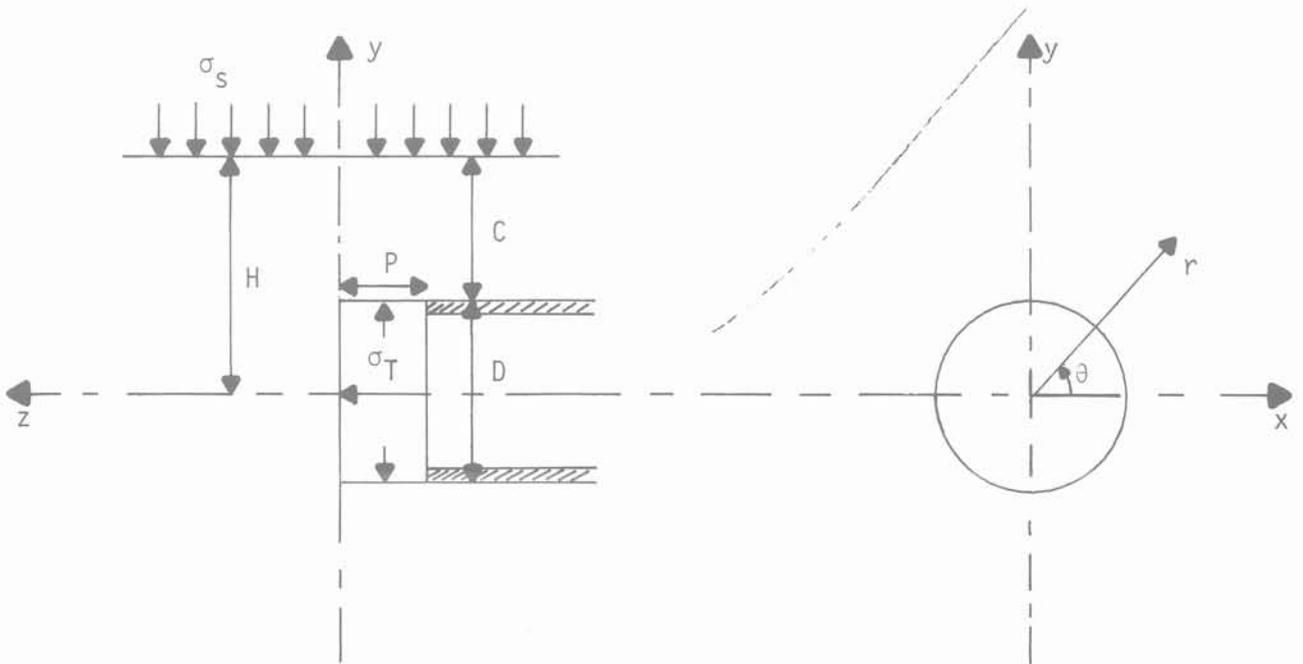


Fig. 2.1.1. — Géométrie du problème (Pb I).

Fig. 2.1.1. — Geometry for case (Pb I).

$$\sigma_c = \frac{2 c' \cos \varphi'}{1 - \sin \varphi'}$$

**2.2. Analyse dimensionnelle (Pb I)**

Le problème présenté au paragraphe (2.1.) fait intervenir les grandeurs suivantes :

- longueur : D, C (ou H), P,
- pressions :  $\sigma_s, \sigma_T, \gamma_D, \sigma_c$  (ou  $C_u$ ),
- angle :  $\varphi'$ .

Toute caractérisation de la stabilité du front de taille devra donc faire apparaître à priori les grandeurs adimensionnelles :

- $\frac{C}{D}, \frac{P}{D}, \frac{\gamma_D}{C_u}, \frac{\sigma_s}{C_u}, \frac{\sigma_T}{C_u}$  dans le cas d'un sol purement cohérent.
- $\frac{C}{D}, \frac{P}{D}, \frac{\gamma_D}{\sigma_c}, \frac{\sigma_s}{\sigma_c}, \frac{\sigma_T}{\sigma_c}, \varphi'$  dans le cas d'un sol frot-tant-cohérent.

**2.3. Les équations (Pb I)**

Dans la suite on utilisera les notations et conventions suivantes :

- $\underline{\sigma}$  désigne le tenseur des contraintes dans le massif ;
- Les contraintes sont positives en compression (con-ventions de la mécanique des sols) ;
- Les contraintes principales sont désignées par  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  avec  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$  ;
- La contrainte normale  $\sigma$  et la contrainte tangentielle  $\tau$  sur un plan défini par le vecteur normal unitaire  $\underline{n}$  sont données par les relations,

$$\sigma = \underline{n} \cdot \underline{\sigma} \cdot \underline{n} / |\tau| = \sqrt{|\underline{\sigma} \cdot \underline{n}|^2 - (\underline{n} \cdot \underline{\sigma} \cdot \underline{n})^2} ;$$

- $\underline{\gamma}$  désigne le vecteur poids volumique ;
- Les coordonnées cartésiennes sont définies par x, y, z (figure 2.1.1.),  $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$  désignant les vecteurs unitaires parallèles aux axes Ox, Oy, Oz respective-ment ;
- Les coordonnées polaires sont définies par le rayon r et l'angle  $\theta$  ;  $\vec{u}_r$  (resp.  $\vec{u}_\theta$ ) désigne le vecteur radial (resp. orthoradial) et  $u_r$  (resp.  $u_\theta$ ) le déplacement sui-vant la direction radiale (resp. orthoradiale).

La résolution du problème de mécanique (Pb I) con-duit à écrire :

- les équations d'équilibre :

$$\text{div. } \underline{\sigma} - \underline{\gamma} = \underline{0} \tag{2.3.1}$$

- les conditions aux limites :

$$\underline{\sigma} \cdot \vec{y} = - \sigma_s \vec{y} \text{ pour } y = H \tag{2.3.2a}$$

(surcharge  $\sigma_s$  en surface)

$$\underline{\sigma} \cdot \underline{n} = \sigma_T \underline{n} \text{ pour } r = \frac{D}{2} \text{ et } -P \leq z \leq 0 \tag{2.3.2b}$$

$$\underline{\sigma} \cdot \vec{z} = \sigma_T \vec{z} \text{ pour } r \leq \frac{D}{2} \text{ et } z = 0 \tag{2.3.2c}$$

(pression interne  $\sigma_T$  au niveau du front de taille)

$$u_r = 0 \text{ pour } r = \frac{D}{2} \text{ et } z \leq -P \tag{2.3.2d}$$

La loi de comportement du terrain n'est à priori pas connue, mais on peut préciser le critère de résistance :

- cas d'un matériau de TRESCA :

$$\sigma_1 - \sigma_3 \leq 2 C_u \quad (\text{ou } |\tau| \leq 2 C_u) \tag{2.3.3a}$$

- cas d'un matériau de MOHR-COULOMB :

$$\sigma_1 - \sigma_3 \leq 2 c' \cos \varphi' + (\sigma_1 + \sigma_3) \sin \varphi' \tag{2.3.3b}$$

(ou  $|\tau| \leq c' + \sigma' \text{tg} \varphi'$ )

On dispose ainsi de suffisamment d'information pour appliquer la théorie du calcul à la rupture (J. SALEN-ÇON, 1979). Le système mécanique considéré ici est soumis à un nombre fini de paramètres de chargement et on cherchera à approcher au mieux le domaine (P) des chargements « potentiellement supportables ». La définition d'un champ de contrainte statiquement admissible et plastiquement admissible pour un charge-ment donné permettra d'affirmer que ce chargement est à l'intérieur du domaine (P). La mise en évidence d'un mécanisme de rupture permettra d'isoler un ensemble de points extérieurs à (P). Contrairement à l'analyse limite, on parlera ici de champs « potentielle-ment supportables » plutôt que supportables, ce qui signifie qu'on ne dispose d'aucune certitude de stabilité pour un point intérieur à (P). La stabilité ne peut être affirmée que sous certaines hypothèses sur la nature du matériau, qui ne seront pas considérées ici.

**2.4. Études bidimensionnelles**

Le problème (Pb II) est représenté sur la figure (2.4.1). On considère non plus une cavité cylindrique de dia-mètre D, mais une cavité de hauteur D, suffisamment

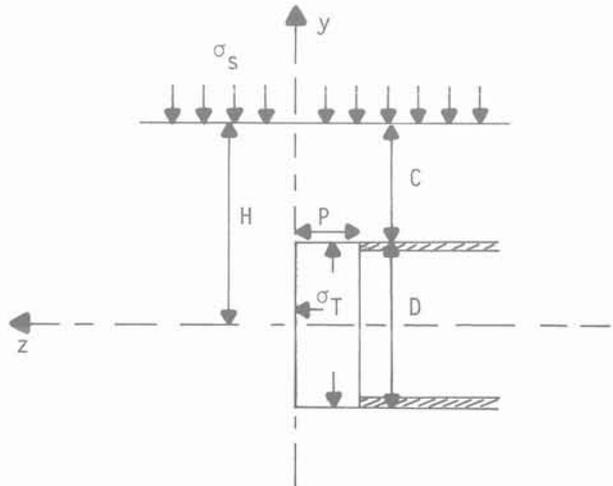


Fig. 2.4.1. - Géométrie du problème (Pb II).  
Fig. 2.4.1. - Geometry for case (Pb II).

longue dans la direction x pour pouvoir se placer dans l'hypothèse de déformations planes (pas de déformation suivant x).

Le problème (Pb III) (figure 2.4.2) est également plan, les déformations étant cette fois nulles dans la direction OZ. On considère donc une cavité circulaire de diamètre D soumise à une pression interne uniforme  $\sigma_T$ .

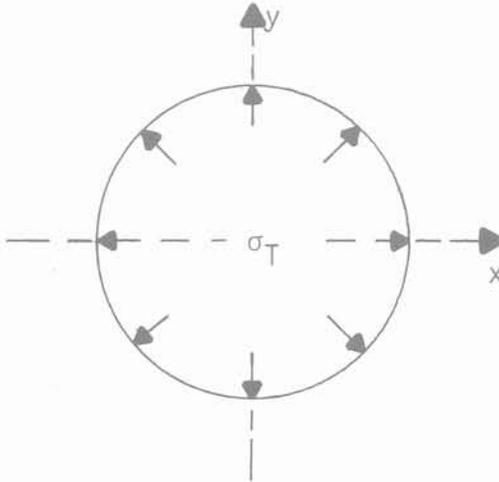


Fig. 2.4.2. — Géométrie du problème (Pb III).  
Fig. 2.4.2. — Geometry for case (Pb III).

Pour une section donnée,  $\sigma_T$  représente la pression exercée par l'ouvrage de soutènement, qui par conséquent est supposée uniforme. Bien que le champ de contrainte soit relativement complexe autour de la cavité, cette hypothèse représente relativement bien la réalité quand le revêtement est lisse et que les moments supportés sont négligeables (J.H. ATKINSON, D.M. POTTS, 1977). Contrairement au cas du problème (Pb I) on s'intéresse par conséquent ici à un ouvrage très flexible.

### 3. CAS D'UN TERRAIN ARGILEUX

La stabilité d'un tunnel creusé en terrain purement cohérent (critère de TRESCA) a fait l'objet de nombreuses études. En général le problème d'un sol non pesant ( $\gamma = 0$ ) et celui d'un sol pesant sont considérés séparément.

Le premier cas constitue une bonne représentation d'un tunnel profond (l'effet local de la pesanteur peut être négligé). Pour un tunnel creusé à faible profondeur en revanche, il est nécessaire de prendre en compte directement le poids des terrains dans l'analyse. L'extension des résultats obtenus pour un sol non pesant au cas  $\gamma > 0$  nécessite souvent des approximations, qui d'un point de vue purement théorique tendent à modifier le problème étudié.

Pour ce qui est de l'approche statique, il est en fait possible de combiner les deux calculs ( $\gamma = 0$  et  $\gamma > 0$ ) et

d'aboutir à des résultats rigoureux et valables dans le cas général ( $\gamma > 0$ ).

Les champs de contraintes statiquement admissibles et les mécanismes utilisés dans les deux paragraphes qui suivent ont été proposés par E.H. DAVIS, M.J. GUNN, R.J. MAIR, H.N. SENEVIRATNE (1980). Les calculs qui en découlent permettent d'isoler le rapport

$\frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u}$ . Il est donc intéressant de réécrire les paramètres de chargement  $\frac{\gamma_D}{C_u}, \frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u}, \frac{\sigma_s + \sigma_T}{C_u}$ . En réalité

$\frac{\sigma_s + \sigma_T}{C_u}$  est absent de toutes les relations établies, ce qui signifie que l'ensemble des chargements potentiellement supportables peut être représenté dans le plan  $(\frac{\gamma_D}{C_u}, \frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u})$ . Ceci permet également d'établir le lien avec le rapport :

$$N = \frac{\gamma H + \sigma_s - \sigma_T}{C_u} \tag{3.0.1}$$

utilisé dans la pratique pour caractériser la stabilité du front de taille d'un tunnel en milieu argileux. Comme on le voit à la figure (3.3.1) il suffit pour cela de tracer une droite déduite de l'axe  $\gamma D/C_u$  par une rotation

d'angle  $\alpha_c = \text{Arctg} [\frac{1}{C/D + 1/2}]$  et le rapport N est alors donné directement sur cette droite en multiples de  $k_c = \sqrt{(\frac{C}{D} + \frac{1}{2})^2 + 1}$ . L'angle  $\alpha_c$  comme le rapport de proportionnalité  $k_c$  ne dépendent que des propriétés géométriques du tunnel.

#### 3.1. Bornes inférieures

Le champ de contrainte de la figure (3.1.1), qui caractérise la « rupture locale » dans l'étude E.H. DAVIS et

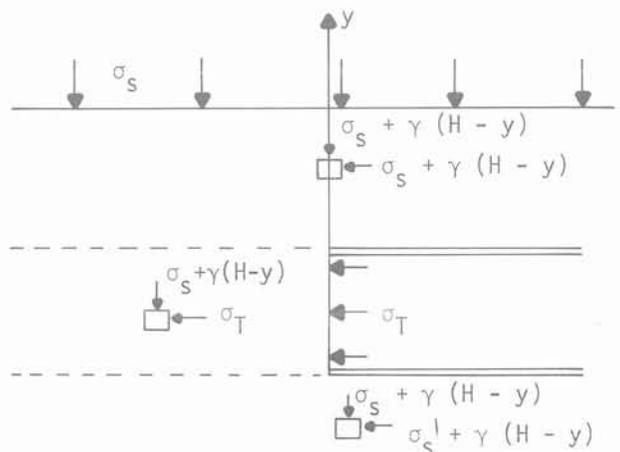


Fig. 3.1.1. — Borne inférieure dans le cas d'un sol pesant.  
Fig. 3.1.1. — Lower bound solution accounting for soil weight.

al. (1980) permet d'obtenir une borne inférieure des chargements potentiellement supportables dans le cas général ( $\gamma > 0$ ).

Ce champ de contrainte est bien statiquement admissible et la vérification du critère de résistance conduit à la relation :

$$\text{Max} [|\sigma_s + \gamma(H - y) - \sigma_T|] \leq 2 C_u$$

$$-D/2 \leq y \leq D/2$$

soit encore :

$$N + \frac{1}{2} \frac{\gamma D}{C_u} \leq 2 \tag{3.1.1}$$

$$-N + \frac{1}{2} \frac{\gamma D}{C_u} \leq 2 \tag{3.1.2}$$

Dans le plan des chargements, ces relations peuvent chacune être représentées, lorsqu'il y a égalité par une droite — AB et A'B respectivement sur la figure (3.3.1) — ce qui signifie que tout point situé à l'intérieur du triangle ABA' correspond à un chargement potentiellement supportable.

Les solutions établies dans le cas  $\gamma = 0$  associées à la propriété de convexité du domaine (P) des chargements potentiellement supportables vont maintenant être mises à profit pour élargir le triangle ABA' et obtenir une approche par l'intérieur plus réaliste du domaine (P).

Les champs de contraintes représentés sur les figures

(3.1.2) et (3.1.3) fournissent chacun un chargement potentiellement supportable en sol non pesant. Le premier, à symétrie cylindrique autour de l'axe du tunnel

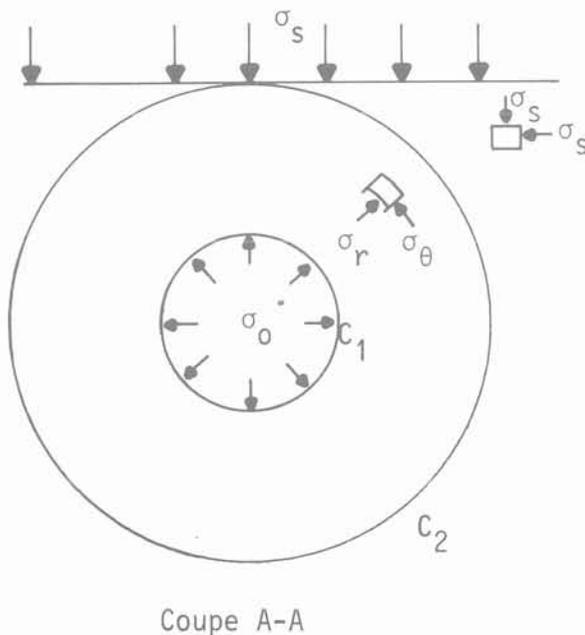


Fig. 3.1.2. — Champ à symétrie cylindrique. Le critère est atteint entre les cylindres C<sub>1</sub> et C<sub>2</sub>  
 Fig. 3.1.2. — Case of a radially symmetric stress field. Soil located between cylinders C<sub>1</sub> and C<sub>2</sub> is in a state plastic yield.

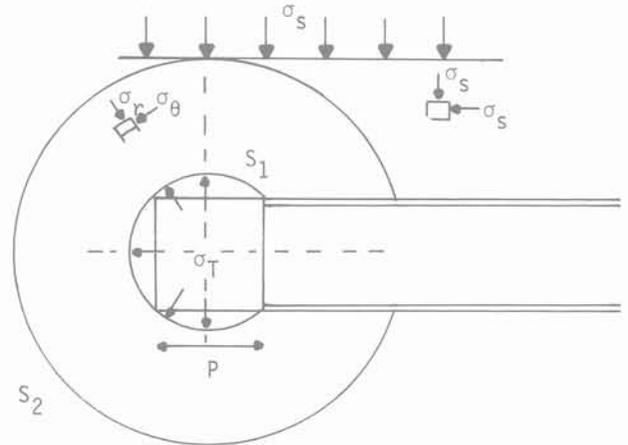
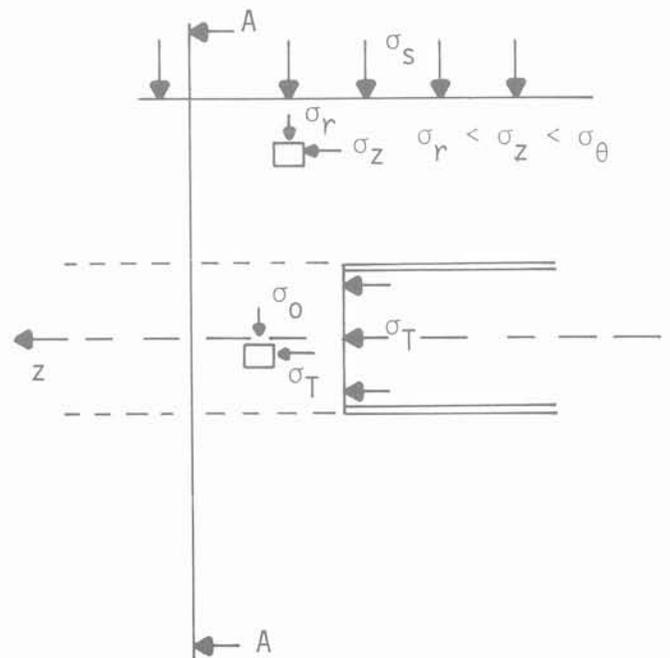


Fig. 3.1.3. — Champ à symétrie sphérique. Le critère est atteint entre les sphères S<sub>1</sub> et S<sub>2</sub>.  
 Fig. 3.1.3. — Case of a spherically symmetric stress field. Soil located between spheres S<sub>1</sub> and S<sub>2</sub> is in a state plastic yield.



conduit à une borne inférieure qui se met sous la forme :

$$\left[ \frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u} \right]^- = 2 + 2 \ln \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right) \quad (3.1.3)$$

Le second, à symétrie sphérique au niveau du front de taille permet d'écrire :

$$\left[ \frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u} \right]^- = 4 \ln \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right) \quad (3.1.4)$$

L'examen des relations (3.1.3) et (3.1.4) montre que le champ à symétrie cylindrique fournit un « meilleur minorant » lorsque C/D est inférieur à 0.86 et que le champ à symétrie sphérique fournit un « meilleur minorant » pour C/D ≥ 0.86. Ce « meilleur minorant » définit un point du domaine, représenté par le point D sur la figure (3.3.1).

Les relations (3.1.3) et (3.1.4) sont basées sur l'hypothèse implicite que la contrainte orthoradiale  $\sigma_\theta$  est plus forte que la contrainte radiale  $\sigma_r$  dans la région où le critère de résistance du sol est atteint. Ceci correspond à un risque de rupture par effondrement de la galerie. Si maintenant on étudie le problème d'une rupture par explosion ( $\sigma_r > \sigma_\theta$ ), les mêmes calculs permettent de mettre en évidence un point D', symétrique de D par rapport à l'axe des  $\gamma D/C_u$  sur la figure (3.3.1) et qui lui aussi appartient à (P).

Ainsi les points B, D et D' sont dans (P). La convexité de cet ensemble permet d'affirmer que le triangle DBD' est par conséquent aussi dans (P). Le triangle DBD' constitue une meilleure approche par l'intérieur du domaine des chargements potentiellement supportables, et ceci pour toute valeur du poids volumique du sol ( $\gamma = 0$  ou  $\gamma > 0$ ).

### 3.2. Bornes supérieures

Dans cette partie les résultats de E.H. DAVIS et al. (1980) ont été repris sans modifications et représentés sur le diagramme de la figure (3.3.1). En particulier l'équivalence entre sol non pesant et sol pesant a été

admise pour le mécanisme d'effondrement représenté à la figure (3.2.1). Toutefois, les calculs développés à l'annexe I montrent que dans le cas plus simple d'une longue taille dans une mine (Pb II), le résultat obtenu pour  $\gamma = 0$  est bien généralisable au cas  $\gamma > 0$ , à condition de remplacer  $\frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u}$  par  $N = \frac{\sigma_s - \sigma_T + \gamma H}{C_u}$ . Pour le problème tridimensionnel (Pb I) la borne supérieure  $\left[ \frac{\sigma_s - \sigma_T + \gamma H}{C_u} \right]^+ = [N]^+$  est aussi une fonction de  $\frac{C}{D}$ , qui est donnée à la figure (3.2.2).

Dans le plan  $\left( \frac{\gamma D}{C_u}, \frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u} \right)$  (figure (3.3.1.)) cette borne supérieure est représentée par une droite  $N = \text{constante}$ , c'est-à-dire perpendiculaire à l'axe des N (la valeur de C/D a été choisie égale à 2 sur la figure (3.3.1) ; dans ce cas  $[N]^+ = 12.23$ ).

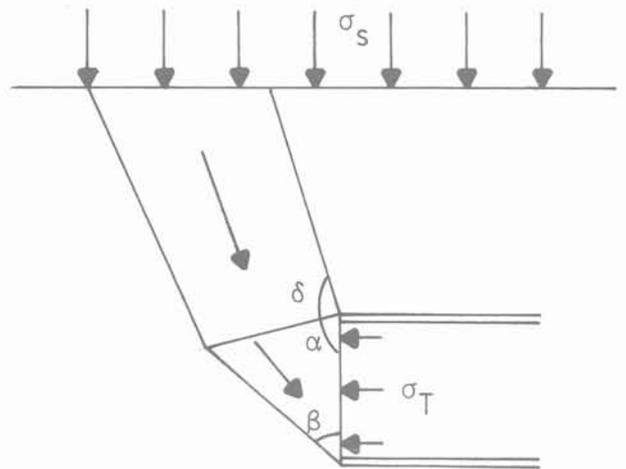


Fig. 3.2.1. — Mécanisme de rupture par effondrement.  
Fig. 3.2.1. — Upper bound mechanism for a global collapse into the tunnel.

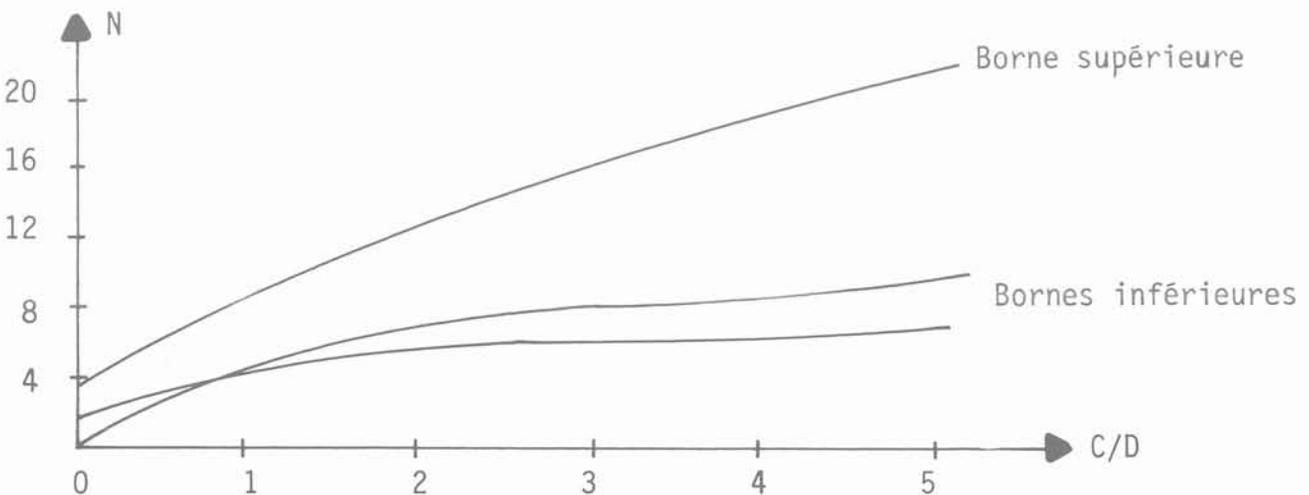


Fig. 3.2.2. — Borne supérieure fournie par le mécanisme de la figure (3.2.1.).  
Fig. 3.2.2. — Upper bound solution for the mechanism shown on figure 3.2.1.

Si on considère maintenant le même mécanisme, mais dans le cas d'une rupture par explosion, l'inversion du sens des vitesses sur la figure (3.2.1) conduit à remplacer  $\sigma_s - \sigma_T + \gamma (C + \frac{D}{2})$  par  $\sigma_T - \sigma_s - \gamma (C + \frac{D}{2})$

dans l'expression de la puissance des efforts extérieurs. On obtient ainsi une autre borne supérieure de l'ensemble des chargements potentiellement supportables en traçant la droite  $N = -12.23$  (quand  $C/D = 2$ ) symétrique de la précédente par rapport à l'axe  $N = 0$ .

Par conséquent, le domaine (P) doit être compris entre les droites EF et E'F' de la figure (3.3.1). L'optimisation du mécanisme de « rupture locale » représenté à la figure (3.2.3) permet de boucler l'approche de (P) par l'extérieur.

La borne supérieure s'écrit en effet (9) :

$$[\frac{\gamma D}{C_u}]^+ = 10.96$$

et correspond, sur la figure (3.3.1) à la droite FF'.

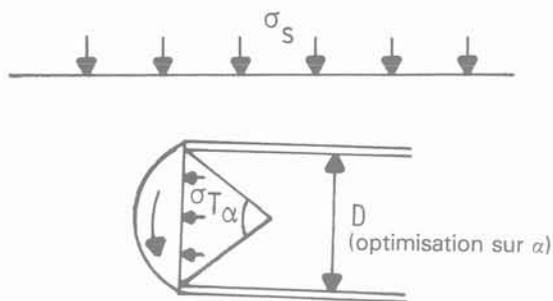


Fig. 3.2.3. — Mécanisme de « rupture locale ».  
Fig. 3.2.3. — Local collapse mechanism.

### 3.3. Encadrement des chargements potentiellement supportables

Les résultats précédents peuvent être rassemblés sur un diagramme  $(\frac{\gamma D}{C_u}, \frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u})$ . Ce diagramme est entièrement déterminé dès que  $C/D$  est connu. La figure (3.3.1) correspond au cas où  $C/D = 2$ . Les paramètres  $\gamma$ ,  $D$  et  $C_u$  étant tous trois positifs, l'ensemble (P) des chargements potentiellement supportables

est nécessairement contenu dans le demi-plan  $\frac{\gamma D}{C_u} \geq 0$ . Sa frontière est comprise entre le triangle DBD' et le parallélogramme EFF'E'.

Il ressort de cette analyse qu'il est possible de tirer parti de résultats obtenus dans les conditions simples d'un sol non pesant pour améliorer l'approche par l'intérieur du domaine (P) dans le cas général ( $\gamma \geq 0$ ). Néanmoins, comme on peut le voir sur la figure (3.3.1) la marge est encore importante entre borne inférieure et

borne supérieure et l'examen d'autres champs de contraintes et d'autres mécanismes devrait permettre de resserrer l'encadrement des chargements potentiellement supportables.

## 4. CAS D'UN TERRAIN FROTTANT-COHÉRENT

Lorsque le massif excavé est frottant et cohérent, ses propriétés de résistance sont décrites par un critère de MOHR-COULOMB et le problème devient plus complexe. Contrairement au cas d'une argile, on dispose ici de peu d'éléments pour caractériser de manière rigoureuse sur le plan analytique, la stabilité du front de taille du tunnel.

Dans la présente étude, seule l'approche par l'intérieur a été considérée. Quelques bornes inférieures ont pu être mises en évidence, en s'inspirant, pour le choix des champs de contrainte admissibles, des travaux concernant les matériaux, purement cohérents. Les résultats sont bien sûr moins simples que dans ce dernier cas et il est nécessaire de prendre effectivement en compte trois paramètres de chargement distincts :

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_c}, \frac{\sigma_T}{\sigma_c}, \frac{\gamma D}{\sigma_c}$$

### 4.1. Borne inférieure dans le cas général

Le champ de contrainte décrit à la figure (3.1.1) peut être repris dans le cas d'un matériau obéissant à un critère de MOHR-COULOMB. Les calculs sont développés à l'annexe II. Ils montrent qu'un champ statiquement et plastiquement admissible doit vérifier les deux relations suivantes :

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_c} - K_p \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + \frac{\gamma D}{\sigma_c} (\frac{C}{D} + 1) \leq 1 \tag{4.1.1}$$

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_c} - K_p \frac{\sigma_s}{\sigma_c} - K_p \frac{\gamma D}{\sigma_c} \frac{C}{D} \leq 1 \tag{4.1.2}$$

$$\text{où } K_p = \frac{1 + \sin \phi'}{1 - \sin \phi'}$$

Autrement dit, on peut limiter le domaine des chargements potentiellement supportables dans l'espace  $(\frac{\sigma_s}{\sigma_c}, \frac{\sigma_T}{\sigma_c}, \frac{\gamma D}{\sigma_c})$  par deux plans d'équations :

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_c} - K_p \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + \frac{\gamma D}{\sigma_c} (\frac{C}{D} + 1) = 1$$

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_c} - K_p \frac{\sigma_s}{\sigma_c} - K_p \frac{\gamma D}{\sigma_c} \frac{C}{D} = 1$$

### 4.2. Bornes inférieures en sol non pesant

Comme dans le cas d'un terrain purement cohérent, la considération d'un champ de contrainte à symétrie cylindrique autour de l'axe du tunnel et d'un champ à symétrie sphérique au niveau du front de taille permet d'aboutir à deux nouvelles bornes inférieures en sol non pesant.

Le champ de contrainte de la figure (3.1.2) est analysé

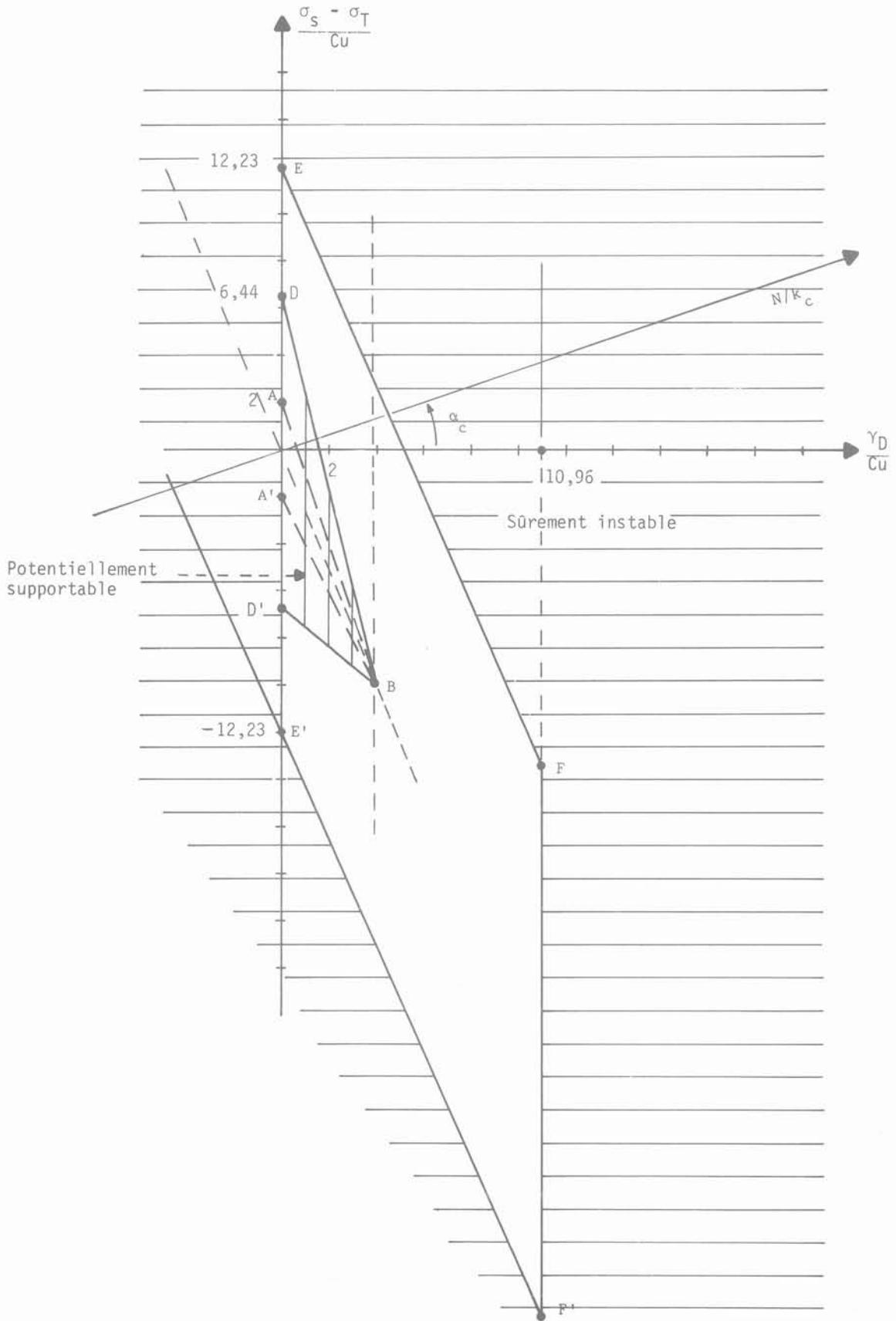


Fig. 3.3.1. — Encadrement du domaine (P).  
 Fig. 3.3.1. — Bracketting for domain (P).

à l'annexe III. Le résultat peut se mettre sous la forme :

$$\frac{1}{K_p} \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right) \left( \frac{1}{K_p} - 1 \right) \leq \frac{(K_p - 1) \frac{\sigma_s}{\sigma_c} + 1}{(K_p - 1) \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + 1} \leq K_p \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right)^{K_p - 1} \tag{4.2.1}$$

La relation (4.2.1) correspond bien sûr à un critère de MOHR-COULOMB vrai ( $K_p > 1$ ). Comme on peut le voir à l'annexe III, on retrouve exactement la relation (3.1.3) lorsque  $K_p = 1$  (sol purement cohérent).

En ce qui concerne le champ à symétrie sphérique (figure 3.1.3) les calculs de l'annexe IV montrent que le résultat pourrait être déduit d'une généralisation des travaux récents de H.B. MUHLHAUS (1985). Ce dernier considère la longueur limite P de tunnel non soutenu au front de taille pour un champ à symétrie sphérique (figure 4.2.1). La même approche est utilisée à l'annexe IV, mais une pression interne  $\sigma_T$  est ajoutée au système de chargement. Si on se limite au cas  $P/D = 0$  et qu'on s'intéresse aux pressions limites appliquées au tunnel, le résultat s'écrit :

$$\left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right)^2 \left( \frac{1}{K_p} - 1 \right) \leq \frac{(K_p - 1) \frac{\sigma_s}{\sigma_c} + 1}{(K_p - 1) \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + 1} \leq \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right)^{2(K_p - 1)} \tag{4.2.2}$$

Ici aussi la condition  $K_p = 1$  conduirait exactement à la relation (3.1.4) établie en sol purement cohérent.

On peut constater que dans les deux cas (relations 4.2.1 et 4.2.2), le résultat s'écrit sous la forme d'une

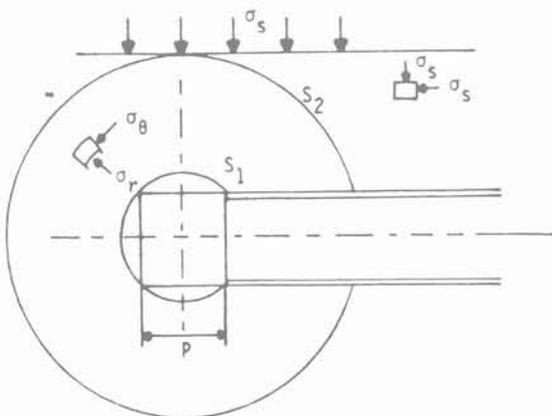


Fig. 4.2.1. — Champ de contrainte considéré par H.B. MUHLHAUS (1985).

Fig. 4.2.1. — Stress field used by H.B. MUHLHAUS (1985).

double inégalité. Ceci résulte du fait que deux types de rupture d'ensemble peuvent se produire au front de taille. La pression  $\sigma_T$  doit être suffisante pour retenir le terrain, mais si elle devient trop forte, il y a explosion de la galerie.

### 4.3. Discussion

Les champs de contraintes considérés dans l'approche par l'intérieur pour le cas simple d'un sol purement cohérent peuvent également servir à déterminer des bornes inférieures dans un terrain obéissant à un critère de MOHR-COULOMB. Ici encore l'étude est conduite séparément en sol pesant d'une part, en sol non pesant d'autre part et le même principe de convexité pourrait être utilisé pour optimiser l'approche par l'intérieur des chargements potentiellement supportables à partir des résultats obtenus pour  $\gamma = 0$ . Une telle opération doit

bien sûr s'effectuer dans l'espace des chargements

$\left( \frac{\sigma_s}{\sigma_c}, \frac{\sigma_T}{\sigma_c}, \frac{\gamma D}{\sigma_c} \right)$  et la visualisation est plus délicate que pour le cas d'un sol non frottant où le problème peut être analysé dans le plan  $\left( \frac{\gamma D}{C_u}, \frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u} \right)$ .

Les conclusions de la présente étude sont néanmoins relativement encourageantes et montrent que pour un terrain obéissant à un critère de MOHR-COULOMB, le calcul à la rupture peut encore fournir des résultats intéressants quant à la stabilité du front de taille d'un tunnel. En particulier, dans le cas  $\gamma = 0$ , les relations (4.2.1) et (4.2.2) fournissent une meilleure borne inférieure pour un sol non cohérent que le critère proposé par J.H. ATKINSON et D.M. POTTS :

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_T} \leq \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right)^{K_p - 1} \tag{4.2.3}$$

La relation (4.2.3) résulte en fait d'un calcul bidimensionnel (problème Pb III) ; la généralisation au cas étudié ici est basée sur le résultat expérimental que la section courante d'un tunnel (modélisée par Pb III) est plus sensible à l'effondrement que le front de taille (modélisé par Pb I). Il est donc naturel que la relation (4.2.1) aboutisse à un meilleur résultat : considérer le problème (Pb III) revient en effet à supposer que le champ de contrainte représenté à la figure (3.1.2) est égal à  $\sigma_T$  au lieu de  $\sigma_o$  à l'intérieur du cylindre  $C_1$  ; par conséquent les capacités de résistance du terrain sont moins bien utilisées (pour aboutir à la relation (4.2.1),  $\sigma_o$  est ajusté pour que le critère de résistance soit exactement atteint dans  $C_1$ ).

### 5. CONCLUSION

Le calcul à la rupture apparaît comme un outil particulièrement efficace pour obtenir des informations sur la stabilité du front de taille d'un tunnel.

Dans le cas d'un matériau purement cohérent (critère de TRESCA), il est possible de représenter les résultats

dans le plan  $\left( \frac{\gamma D}{C_u}, \frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u} \right)$ .

On aboutit alors à un encadrement des chargements « potentiellement supportables » qui peut être rattaché aux critères utilisés dans la pratique, basés sur le rapport

$$N = \frac{\sigma_s + \gamma H - \sigma_T}{C_u}$$

La présente étude a montré qu'un travail analogue est réalisable pour des terrains frottants-cohérents (critère de MOHR-COULOMB), du moins pour ce qui est de l'approche par l'intérieur. La principale difficulté provient du fait que trois paramètres de chargements doi-

vent alors être considérés  $\frac{\sigma_s}{\sigma_c}, \frac{\sigma_T}{\sigma_c}, \frac{\gamma D}{\sigma_c}$ , et la visualisation des résultats est par conséquent plus délicate.

D'une manière générale, les auteurs qui se sont intéressés au problème de la stabilité du front de taille d'un tunnel s'accordent pour signaler une bonne correspondance entre résultats expérimentaux et bornes inférieures mises en évidence par le calcul à la rupture ou l'analyse limite. Néanmoins l'encadrement des chargements « potentiellement supportables » en terrain purement cohérent est encore relativement grossier : en ce qui concerne les sols frottants-cohérents, l'approche par l'extérieur n'a pas vraiment été développée. De nouveaux champs de contraintes et d'autres mécanismes, inspirés de l'observation expérimentale devraient donc être envisagés de manière à améliorer les résultats actuellement disponibles.

ANNEXE I

Calcul d'une borne supérieure pour Pb II dans le cas où  $\gamma > C$

On se place dans l'hypothèse :

$$\begin{aligned} \text{tg } \alpha &= 2 \sqrt{\frac{C}{D} + \frac{1}{4}} \\ \delta &= \frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

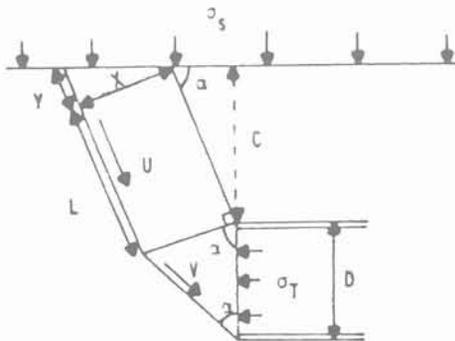


Fig. 1 (annexe I).

De plus, pour un matériau de TRESCA, la nécessité d'avoir une puissance dissipable finie conduit à considérer qu'il y a glissement des deux blocs sans décollement, c'est-à-dire que la discontinuité de vitesse entre les deux blocs est parallèle à la surface de contact (figure 2).

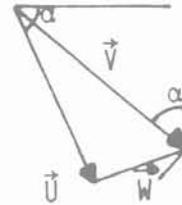


Fig. 2 (annexe I).

Le calcul des paramètres introduits sur les figures 1 et 2 donne :

$$\begin{aligned} U &= V \cos \left( \frac{\pi}{2} - 2\alpha \right) \\ W &= V \cos (\pi - 2\alpha) \end{aligned}$$

donc :

$$\begin{aligned} U &= V \sin 2\alpha \\ UX &= V \cos \frac{1}{2} (\pi - 2\alpha) D \end{aligned}$$

$$W = -V \cos 2\alpha$$

(conservation du volume déplacé par le mouvement des deux blocs), donc :

$$X = \frac{D}{2 \cos \alpha}$$

Enfin :

$$\begin{aligned} \text{tg } \alpha &= \frac{X}{Y} \\ \sin \alpha &= \frac{C}{L} \end{aligned}$$

donc :

$$\begin{aligned} Y &= \frac{D}{2 \sin \alpha} \\ L &= \frac{C}{\sin \alpha} \end{aligned}$$

La puissance  $P_e$  des efforts extérieurs dans ce mécanisme a pour expression :

$$\begin{aligned} P_e &= (\sigma_s - \sigma_T) VD \sin \alpha + \gamma U \sin \alpha (XL + \frac{1}{2} XY) \\ &\quad + \gamma V \cos \alpha \frac{1}{2} D X \sin \alpha \\ &= (\sigma_s - \sigma_T) VD \sin \alpha + \gamma V \sin 2\alpha \sin \alpha \left( \frac{D}{2 \cos \alpha} \right) \end{aligned}$$

$$\frac{C}{\sin \alpha} + \frac{1}{2} \frac{D}{2 \cos \alpha} \frac{D}{2 \sin \alpha} + \gamma V \cos \alpha \frac{1}{2} D$$

$$\frac{D}{2 \cos \alpha} \sin \alpha$$

soit :

$$P_e = (\sigma_s - \sigma_T + \gamma (C + \frac{D}{2})) VD \sin \alpha$$

La puissance dissipable P(v) s'écrit :

$$P(v) = C_u (2L + Y) U + C_u YW + C_u XV$$

$$= C_u (2 \frac{C}{\sin \alpha} + \frac{D}{2 \sin \alpha}) V \sin 2\alpha + C_u \frac{D}{2 \cos \alpha}$$

$$(-V \cos 2\alpha) + C_u \frac{D}{2 \cos \alpha} V$$

$$= 4 C_u V \cos \alpha (C + \frac{D}{4} + \frac{D}{4} \text{tg}^2 \alpha)$$

Compte tenu de  $\text{tg} \alpha = 2 \sqrt{\frac{C}{D} + \frac{1}{4}}$ . On en déduit :

$$P(v) = 4 C_u V D \cos \alpha 2 (\frac{C}{D} + \frac{1}{4})$$

L'application du théorème de la borne supérieure conduit à dire que le chargement ne sera pas supportable si :

$$(\sigma_s - \sigma_T + \gamma (C + \frac{D}{2})) VD$$

$$\sin \alpha \geq 4 C_u V D \cos \alpha 2 (\frac{C}{D} + \frac{1}{4})$$

ce qui donne comme majorant des chargements potentiellement supportables :

$$[\sigma_s - \sigma_T + \gamma (C + \frac{D}{2})]_+ = 4 C_u \frac{2 (\frac{C}{D} + \frac{1}{4})}{\text{tg} \alpha}$$

c'est-à-dire :

$$[\frac{\sigma_s - \sigma_T + \gamma (C + \frac{D}{2})}{C_u}]_+ = 4 \sqrt{\frac{C}{D} + \frac{1}{4}}$$

le résultat est le même que pour  $\gamma = 0$ , à condition de remplacer  $\frac{\sigma_s - \sigma_T}{C_u}$  par  $N = \frac{\sigma_s - \sigma_T + \gamma(C + D/2)}{C_u}$

### ANNEXE II

#### Recherche d'une borne inférieure pour un sol de MOHR-COULOMB quand $\gamma > 0$

On considère le champ de contrainte de la figure 1.

Un tel champ est statiquement admissible par construction. Il reste à vérifier le critère de résistance du matériau :

$$\sigma_1 \leq K_p \sigma_3 + \sigma_c \tag{1}$$

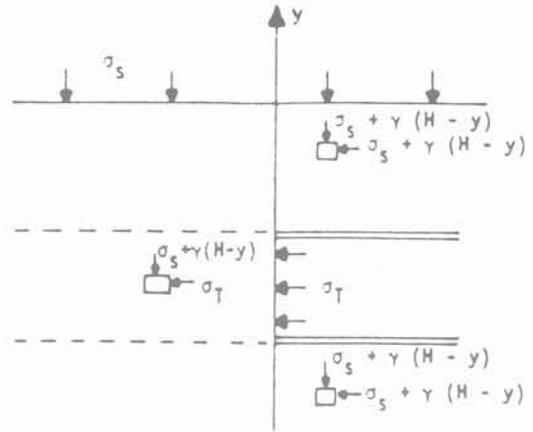


Fig. 1 (annexe II).

Pour cela, on doit distinguer deux cas :

1<sup>er</sup> cas :  $\sigma_1 = \sigma_y$

La relation (1) s'écrit alors :

$$\text{Max}(\sigma_s + \gamma(H - y)) \leq K_p \sigma_T + \sigma_c$$

$$-\frac{D}{2} \leq y \leq \frac{D}{2}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_c} - K_p \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + \frac{\gamma D}{\sigma_c} (\frac{C}{D} + 1) \leq 1$$

2<sup>e</sup> cas :  $\sigma_1 = \sigma_T$

La relation (1) donne :

$$\sigma_T \leq K_p \text{Min}(\sigma_s + \gamma(H - y)) + \sigma_c$$

$$-\frac{D}{2} \leq y \leq \frac{D}{2}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_c} - K_p \frac{\sigma_s}{\sigma_c} - K_p \frac{\gamma D}{\sigma_c} \frac{C}{D} \leq 1$$

### ANNEXE III

#### Recherche d'une borne inférieure pour un sol de MOHR-COULOMB quand $\gamma = 0$

On considère le champ de contrainte de la figure 1.

Le champ est uniforme et vaut  $\sigma_s$  au-delà du cylindre  $C_2$ . Il est radial dans le plan  $z = \text{cte}$  à l'intérieur du cylindre  $C_1$  et pour  $z > 0$ . Dans cette même région la contrainte axiale vaut  $\sigma_T$  et la contrainte radiale  $\sigma_o$  est choisie de manière à vérifier le critère de résistance du matériau :

$$\sigma_1 = K_p \sigma_3 + \sigma_c \tag{1}$$

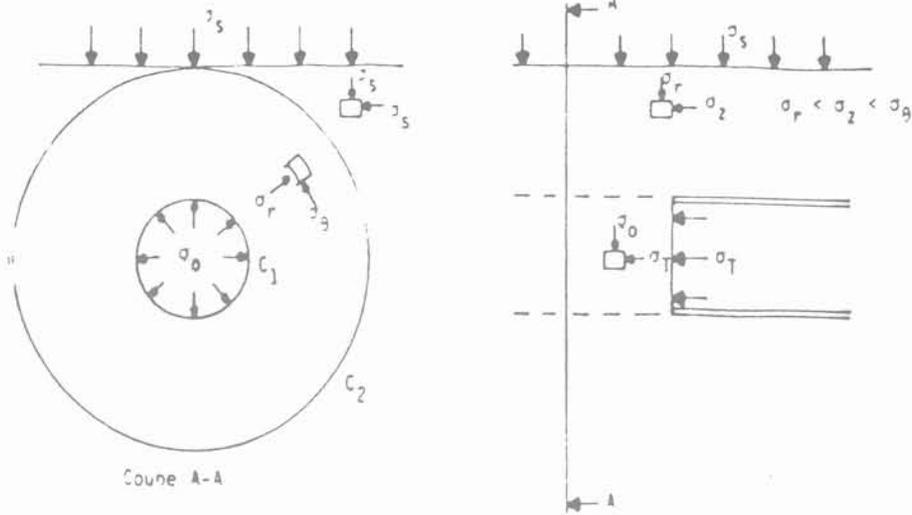


Fig. 1 (annexe III).

Le champ de contrainte entre les deux cylindres est choisi de manière à vérifier les conditions d'équilibre et les conditions aux limites,  $\sigma_T$  étant contrainte intermédiaire et le critère étant atteint (relation (1) vérifiée) :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \tag{2}$$

$$\sigma_r = \sigma_s \text{ pour } r = H \tag{3}$$

$$\sigma_r = \sigma_o \text{ pour } r = \frac{D}{2} \tag{4}$$

Deux cas sont à considérer :

1<sup>er</sup> cas :  $\sigma_1 = \sigma_\theta$

On a alors d'après (1) :

$$\sigma_o = K_p \sigma_T + \sigma_c$$

$$\sigma_\theta = K_p \sigma_r + \sigma_c$$

l'équation (2) s'écrit donc :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} - (K_p - 1) \frac{\sigma_r}{r} = \frac{\sigma_c}{r}$$

Son intégration par la méthode de variation de la constante donne pour  $K_p > 1$  :

$$\sigma_r = -\frac{\sigma_c}{K_p - 1} + a r^{K_p - 1}$$

Les relations (3) et (4) permettent de calculer la constante a et d'établir une relation entre  $\sigma_s$  et  $\sigma_T$  :

$$\sigma_s = -\frac{\sigma_c}{K_p - 1} + a H^{K_p - 1}$$

$$K_p \sigma_T + \sigma_c = -\frac{\sigma_c}{K_p - 1} + a \left(\frac{D}{2}\right)^{K_p - 1}$$

Cette relation s'écrit :

$$K_p \left(\sigma_T + \frac{\sigma_c}{K_p - 1}\right) = \left(\sigma_s + \frac{\sigma_c}{K_p - 1}\right) \left(\frac{D}{2H}\right)^{K_p - 1}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{(K_p - 1) \frac{\sigma_s}{\sigma_c} + 1}{(K_p - 1) \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + 1} = K_p \left(2 \frac{C}{D} + 1\right)^{K_p - 1} \text{ si } K_p > 1$$

Le même calcul peut être effectué pour  $K_p = 1$  :

$$\sigma_s = \sigma_c \ln H + b$$

$$\sigma_T + \sigma_c = \sigma_c \ln \frac{D}{2} + b$$

d'où :

$$\frac{\sigma_s - \sigma_T}{\sigma_c} = 1 + \ln \left(2 \frac{C}{D} + 1\right) \text{ si } K_p = 1$$

2<sup>e</sup> cas :  $\sigma_1 = \sigma_r$

On a alors :

$$\sigma_T = K_p \sigma_o + \sigma_c$$

$$\sigma_r = K_p \sigma_\theta + \sigma_c$$

c'est-à-dire :

$$\sigma_o = \frac{\sigma_T - \sigma_c}{K_p} \quad \frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{(K_p - 1) \sigma_r}{r} = \frac{-1 \sigma_c}{K_p r}$$

ce qui donne pour  $K_p > 1$  :

$$\sigma_s = -\frac{\sigma_c}{K_p - 1} + a' H^{-\frac{K_p - 1}{K_p}}$$

$$\frac{\sigma_T - \sigma_c}{K_p} = -\frac{\sigma_c}{K_p - 1} + a' \left(\frac{D}{2}\right)^{-\frac{K_p - 1}{K_p}}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{1}{K_p} \left(\sigma_T + \frac{\sigma_c}{K_p - 1}\right) = \left(\sigma_s + \frac{\sigma_c}{K_p - 1}\right) \left(2 \frac{C}{D} + 1\right)^{\frac{K_p - 1}{K_p}}$$

ou encore :

$$\frac{(K_p - 1) \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + 1}{(K_p - 1) \frac{\sigma_s}{\sigma_c} + 1} = K_p \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right) \frac{K_p - 1}{K_p} \quad \text{si } K_p > 1$$

Pour  $K_p = 1$ , on a de même :

$$\begin{aligned} \sigma_s &= -\sigma_c \ln H + b' \\ \sigma_T - \sigma_c &= -\sigma_c \ln \frac{D}{2} + b' \end{aligned}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\sigma_T - \sigma_s}{\sigma_c} = 1 + \ln \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right) \quad \text{si } K_p = 1$$

ANNEXE IV

Amélioration de la borne inférieure de H.B. MÜLHAUS (cas où  $\sigma_T \neq 0$ )

On considère le champ de contrainte de la figure 1.

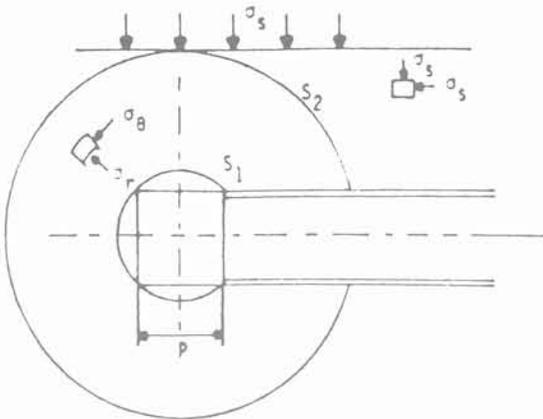


Fig. 1 (annexe IV).

Le champ est uniforme et vaut  $\sigma_s$  au-delà de la sphère  $S_2$  : il est égal à  $\sigma_T$  à l'intérieur de la sphère  $S_1$ . Dans tout l'espace compris entre les sphères  $S_1$  et  $S_2$ , le critère est atteint :

$$|\sigma_1 - \sigma_3| = 2 c' \cos \varphi' + (\sigma_1 + \sigma_3) \sin \varphi'$$

c'est-à-dire en exprimant  $c'$  en fonction de la résistance en compression simple  $\sigma_c$  et en faisant l'hypothèse que la contrainte principale majeure est  $\sigma_1$  :

$$\sigma_1 = K_p \sigma_3 + \sigma_c \tag{1}$$

On fait également l'hypothèse que  $\underline{\sigma}$  est à symétrie sphérique entre les deux sphères, ce qui permet de ramener les équations d'équilibre à :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + 2 \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \tag{2}$$

Deux cas peuvent se présenter :

1<sup>er</sup> cas :  $\sigma_1 = \sigma_\theta$

Alors compte tenu de (1), l'équation (2) devient :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + 2 \frac{\sigma_r - (K_p \sigma_r + \sigma_c)}{r} = 0$$

soit :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} = 2 (K_p - 1) \frac{\sigma_r}{r} + \frac{2 \sigma_c}{r}$$

en intégrant cette équation par la méthode de variation de la constante on obtient pour  $K_p > 1$  :

$$\sigma_s = A(r) r^2 (K_p - 1)$$

$$r^2 (K_p - 1) \frac{dA}{dr} = \frac{2 \sigma_c}{r}$$

$$A(r) = - \frac{\sigma_c}{K_p - 1} r^{-2(K_p - 1)} + a, \text{ soit :}$$

$$\sigma_r = - \frac{\sigma_c}{K_p - 1} + a r^{2(K_p - 1)}$$

Pour que  $\underline{\sigma}$  soit solution du système d'équations (2.3.1), (2.3.2a), (2.3.2b), (2.3.2c), (2.3.2d), (2.3.3b) de (Pb I), il reste à vérifier les conditions aux limites :

$$\sigma_s = - \frac{\sigma_c}{K_p - 1} + a H^{2(K_p - 1)} \tag{2}$$

$$\sigma_T = \frac{-\sigma_c}{K_p - 1} + a \left( \frac{D'}{2} \right)^{2(K_p - 1)} \tag{3}$$

$D'$  étant le diamètre de la sphère  $S_1$  on a :  $D'^2 = P^2 + D^2$

soit :

$$\frac{P}{D} = \sqrt{\left( \frac{D'}{D} \right)^2 - 1} \tag{4}$$

La relation (2) permet de calculer la constante d'intégration  $a$  :

$$a = \left( \sigma_s + \frac{\sigma_c}{K_p - 1} \right) H^{-2(K_p - 1)}$$

La relation (3) donne alors :

$$D'^2 = \left[ \frac{\sigma_T + \frac{\sigma_c}{K_p - 1}}{\sigma_s + \frac{\sigma_c}{K_p - 1}} \right]^{\frac{1}{K_p - 1}} (2C + D)^2$$

c'est-à-dire en reportant dans (4) :

$$\frac{P^2}{D^2} = \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right)^2 \left( \frac{(K_p - 1) \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + 1}{(K_p - 1) \frac{\sigma_s}{\sigma_c} + 1} \right) \frac{1}{K_p - 1} - 1$$

si  $K_p > 1$

Le même calcul pour  $K_p = 1$ , conduit à :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} = 2 \frac{\sigma_c}{r}$$

c'est-à-dire :

$$\sigma_r = 2 \sigma_c \ln r + b$$

avec :

$$\sigma_s = 2 \sigma_c \ln H + b$$

$$\sigma_T = 2 \sigma_c \ln \frac{D'}{2} + b$$

d'où :

$$\sigma_T = 2 \sigma_c \ln \frac{D'}{2H} + \sigma_s$$

et

$$\frac{p^2}{D^2} = \left[ \frac{2 \frac{C}{D} + 1}{\exp \frac{\sigma_s - \sigma_T}{2 \sigma_c}} \right]^2 - 1 \quad \text{si } K_p = 1$$

2<sup>e</sup> cas :  $\sigma_1 = \sigma_r$

L'équation (2) s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + 2 \left( \frac{K_p - 1}{K_p} \right) \frac{\sigma_r}{r} = - \frac{2 \sigma_c}{K_p r}$$

son intégration pour  $K_p > 1$  conduit à :

$$\sigma_r = \frac{\sigma_c}{K_p - 1} + a' H^{-2 \left( \frac{K_p - 1}{K_p} \right)}$$

avec :

$$\sigma_s = \frac{-\sigma_c}{K_p - 1} + a' H^{-2 \frac{(K_p - 1)}{K_p}}$$

$$\sigma_T = \frac{-\sigma_c}{K_p - 1} + a' \left( \frac{D'}{2} \right)^{-2 \frac{(K_p - 1)}{K_p}}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{p^2}{D^2} = \left( 2 \frac{C}{D} + 1 \right)^2 \left( \frac{(K_p - 1) \frac{\sigma_s}{\sigma_c} + 1}{(K_p - 1) \frac{\sigma_T}{\sigma_c} + 1} \right)^{\frac{K_p}{K_p - 1}} - 1$$

si  $K_p > 1$

Si  $K_p = 1$ , on a à résoudre :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} = - \frac{2 \sigma_c}{K_p r}$$

On obtient donc le même résultat que dans le cas  $\sigma_1 = \sigma_\theta$  en changeant  $\sigma_c$  en  $-\sigma_c$  :

$$\frac{p^2}{D^2} = \left[ \frac{2 \frac{C}{D} + 1}{\exp \frac{\sigma_T - \sigma_s}{2 \sigma_c}} \right]^2 - 1 \quad \text{si } K_p = 1$$

Dans la pratique le 1<sup>er</sup> cas correspondra à une rupture par effondrement et le 2<sup>e</sup> cas à une rupture par explosion.

Par ailleurs  $K_p = 1$  représente le cas d'un sol purement cohérent.

#### REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier J. SALENÇON pour les conseils qu'il nous a apportés dans la réalisation du travail présenté dans cet article.

#### BIBLIOGRAPHIE

- ATKINSON J.H., CAIRNCROSS A.M. (1973), *Collapse of a shallow tunnel in a MOHR-COULOMB material*, Proc. Symp. Role of plasticity in soil mechanics, Cambridge, 13-15 September 1973, pp. 202-206.
- ATKINSON J.H., CAIRNCROSS A.M., JAMES R.G. (1974), *Model tests on shallow tunnels in sand and clay*, Tunnels and Tunnelling, juillet 1974, pp. 28-32.
- ATKINSON J.H., BROWN E.T., POTTS M. (1975), *Collapse of shallow unlined tunnels in dense sand*, Tunnels and Tunnelling, mai 1975.
- ATKINSON J.H., POTTS D.M. (1977), *Stability of a shallow circular tunnel in cohesionless soil*, Géotechnique 27, n° 2, pp. 203-215.
- ATTEWELL P.B., BODEN J.B. (1971), *Development of stability ratios for tunnels driven in clay*, Tunnels and Tunnelling, mai 1971, pp. 195-198.
- BROMS B.B., BENNERMARK H. (1967), *Stability of clay at vertical openings*, Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, A.S.C.E., S.M.I., janvier 1967, pp. 71-94.
- COUSSY O., SALENÇON J. (1979), *Analyse de la stabilité des ouvrages en terre par le calcul à la rupture*, Annales des Ponts et Chaussées, 4<sup>e</sup> trimestre 1979, 35 p.

CUNHA A.P. (1983), *Analysis of advancing tunnels in rock*, International Congress on rock mechanics, Melbourne, mai 1983, Balkema vol. 2, pp. 153-157.

DAVIS E.P., GUNN M.J., MAIR R.J., SENEVI-RATNE H.N. (1980), *The stability of shallow tunnels and underground openings in cohesive material*, Géotechnique 30, n° 4, pp. 397-416.

MANDEL J., HABIB P., D'ESCATHA Y., HALPHEN B., LUONG M.P., ZARKA J. (1974), *Étude théorique et expérimentale de la stabilité des cavités souterraines*, Symposium franco-polonais, Problèmes de Rhéologie et de Mécanique des Sols, Nice.

MULHAUS H.B. (1985), *Lower bound solutions for circular tunnels in two and three dimensions*, Rock Mechanics and Rock Engineering 18, pp. 37-52.

PECK R.B. (1969), *Deep excavations and tunnelling in soft ground*, Proceedings of the VIIth International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Mexico 1969, Balkema vol. 3, pp. 225-290.

PERA J. (1984), *Présentation générale des boucliers à*

*pression de boue*, Comptes-rendus des Journées d'Études Internationales, A.F.T.E.S., Lyon, novembre 1984, pp. 3-7.

PROCTOR R.V., WHITE T.L. (1977), *Earth tunneling with steel supports*, ch. 4 : Mechanics of squeezing and swelling.

ROMO M.P., DIAZ C.M. (1981), *Face stability and ground settlement in shield tunneling*, Proc. Xth Int. Conf. Soil Mech. Found. Engng., Stockholm, juin 1981, Balkema vol. 1, pp. 359-360.

SALENÇON J. (1983), *Calcul à la rupture et analyse limite*, Presses de l'École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris 1983, p. 366.

SCHOFIELD A.N. (1980), *Cambridge geotechnical centrifuge operations*, Geotechnique 30, n° 3, pp. 227-268.

SMOLTCZYK V., HOLZMANN P. (1969), *Earth pressure reduction in front of a tunnel shield*, Proc. VIIth Int. Conf. Soil Mech. Found. Engng. Mexico 1969, Balkema vol. 2, pp. 478-481.

## ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

### FORMATION CONTINUE

#### Sessions de formation

#### Géotechnique, matériaux structures

#### Routes, ouvrages d'art

Les matériaux dans les pays en développement	7 au 10 juin	Paris
Logiciels pour les calculs BAEL et BPEL	8 et 9 juin	Paris
Les enrobés à chaud	14 au 17 juin	Angers
Les eurocodes et la normalisation européenne	21 au 23 juin	Paris
Construire en terre : l'avenir du passé	27 au 29 septembre	Paris

Pour toute information, s'adresser à l'E.N.P.C./D.F.C.A.I., 28, rue des Saints-Pères, 75007 PARIS.  
Tél. 16 (1) 42.60.34.13 (Christine ROSE).

## RAPPORT SUR LE GONFLEMENT

par

Alain ROBERT et Denis FABRE

85 F (France)

100 F (Étranger)

Le Comité Français de Mécanique des Roches vient de publier un « Rapport sur le gonflement », établi par MM. A. ROBERT (C.E.Tu) et D. FABRE (I.R.I.G.M.), dans le cadre des activités de son groupe de travail sur les « Ruptures autour d'ouvrages souterrains ».

Après un rappel des connaissances sur les roches sujettes au gonflement et sur les mécanismes de celui-ci, ce rapport décrit les différentes techniques de caractérisation de ce phénomène au laboratoire, puis les méthodes de calcul permettant de le prendre en compte. Enfin, il présente quelques études de cas, en particulier celui du tunnel de Chamoise.

Ce document, dont l'objectif est de faire un premier point sur un sujet qui retient de plus en plus l'attention des géotechniciens, est perfectible et toute observation ou suggestion le concernant seront les bienvenues.

Il peut être obtenu auprès du secrétariat du C.F.M.R. pour un prix correspondant aux frais de tirage et de port.

---

### BON DE COMMANDE

M. ....

Adresse : .....

souhaite recevoir      exemplaire(s) du « Rapport sur le gonflement », par A. ROBERT et D. FABRE, et

joint un chèque de      F\* à l'ordre du Trésorier du Comité Français de Mécanique des Roches

effectue un versement de      F\* au compte du Comité Français de Mécanique des Roches  
(compte n° 079154 K, Crédit Lyonnais, 85, rue Grande, F 77300 FONTAINEBLEAU, code établissement : 6934).

\* 85 F pour la France, 100 F pour les pays étrangers.

---

à retourner à M. Bernard FEUGA, Secrétaire général du C.F.M.R.  
c/o B.R.G.M. - S.G.N./G.E.G.  
B.P. 6009 - F 45060 ORLÉANS Cedex 02 - France

# compression de milieux granulaires modèles à deux dimensions

## compression of model two dimensional granular media

Équipe de physique des matériaux désordonnés

T. TRAVERS, M. AMMI, D. BIDEAU,

A. GERVOIS\*, J. LEMAITRE, J.C. MESSENGER ET J.P. TROADEC

Groupe de Physique Cristalline\*\*

### Résumé

Nous présentons une synthèse de travaux menés par notre équipe sur des empilements 2d de cylindres soumis à une compression verticale œdométrique.

Nous avons étudié les effets du désordre géométrique et du désordre de composition (mélange de grains durs et mous) en utilisant en particulier des observations en photoélasticité. Ces expériences font apparaître deux régimes en fonction de la force appliquée : un régime de consolidation et un régime consolidé ; dans chacun d'eux la relation force macroscopique-déformation peut être exprimée par une loi en puissance dont l'exposant est très différent de l'exposant microscopique de Hertz et dépend beaucoup de la qualité des contacts entre grains.

Nous avons également fait l'analyse critique de ces expériences en estimant l'importance des effets de taille finie et ceux des parois. Le rôle des frottements grain-paroi est discuté et le rapport force transmise/force appliquée a été mesuré. Nous avons testé l'influence de la taille de l'échantillon en augmentant la largeur, la hauteur ou les deux simultanément. Nous mettons ainsi en évidence le rôle d'une longueur caractéristique supérieure à la taille des grains.

### Abstract

*We present a synthesis of some experiments realized by our group on 2d packings of cylinders submitted to a vertical oedometric stress.*

*We have studied the effects of geometrical disorder and composition disorder (mixtures of soft and hard grains) ; results are often supported by photoelasticity observations. From these experiments, two regimes clearly appear, a consolidation and a consolidated ones, depending on the force which is applied. In both cases, the strain-stress relation may be fitted with a power law, the exponent of which is different from the microscopical Hertz exponent and strongly depends on the quality of the contacts between grains.*

*We have also performed the critical analysis of these studies by estimating the role of the walls and of the finite size effects. The influence of the frictions of the grains against the walls is discussed and the ratio of the transmitted to the applied force has been measured. We have tested the role of the size of the samples by increasing their width, height or both simultaneously. We thus put into evidence the existence of a characteristic length, greater than the grain size.*

\* Adresse permanente : Service de Physique Théorique, C.E.N. Saclay, 91191 Gif sur Yvette Cedex.

\*\* Campus de Beaulieu, Université de Rennes I, 35042 Rennes Cedex.

## 1. INTRODUCTION

Les milieux granulaires non consolidés — qui constituent un matériau de base pour le génie civil — sont hétérogènes à une échelle macroscopique. En effet, il y coexiste généralement :

- un désordre de position des éléments constitutifs,
- un désordre de composition, lié à l'existence de plusieurs phases dont le contraste des propriétés physiques ou physicochimiques peut être important,
- des interfaces de contact dont le rôle est souvent primordial.

Leurs propriétés sont difficiles à analyser, étant donné le grand nombre de paramètres dont elles dépendent : taille et nature du « récipient », morphologie des grains (forme, taille et dispersion de taille), nature des contacts entre grains... L'importance relative de ces paramètres peut varier suivant « l'histoire » du milieu, en particulier au niveau du mode de construction et des contraintes mécaniques subies.

La nécessité de modèles simplifiés se fait alors sentir, modèles qui seront d'autant mieux adaptés qu'ils permettent de sérier l'influence d'un ou plusieurs de ces paramètres sur les propriétés du milieu. Ceci explique le succès en mécanique des sols des modèles d'empilements 3d de sphères ou 2d de cylindres parallèles (modèle de SCHNEEBELI, 1956), modèles présentant éventuellement une distribution de taille des « grains ».

Lorsqu'un matériau granulaire est soumis à une force extérieure, cette force est transmise par l'intermédiaire des contacts entre les grains. Pour deux grains sphériques, la force  $f$ , appliquée au contact et supposée radiale, est reliée à la diminution  $\Delta x$  de la distance entre les centres par la loi de Hertz

$$f \sim (\Delta x)^\mu \quad (1)$$

avec  $\mu = 1,5$ . Cette loi est également assez bien vérifiée dans le cas de grains non sphériques, même si la force comporte une composante tangentielle.

Au niveau macroscopique, les matériaux granulaires, lorsqu'ils sont soumis à une compression oedométrique, ont également une caractéristique contrainte-déformation le plus souvent non linéaire (FEDA 1982)

$$F = F_0 (\Delta h/h_0)^m \quad (2)$$

où  $\Delta h$  est l'aplatissement global de l'échantillon sous l'effet de la force macroscopique  $F$ ,  $m$  l'exposant macroscopique,  $h_0$  la hauteur initiale de l'empilement et  $F_0$  un préfacteur. Généralement, l'exposant macroscopique  $m$  est différent de l'exposant microscopique  $\mu$  ; il dépend de la nature du matériau constitutif, de l'état de surface des grains, de l'histoire du milieu, etc. ; il n'est pas non plus constant sur la totalité de l'échelle de force explorée. On observe en effet 3 régimes quand la force augmente :

i) à « faible force », la plus grande partie de la déformation est due à des déplacements locaux des grains. La gamme de force dans laquelle ce comportement est

observé dépend de la géométrie de l'empilement, des caractéristiques mécaniques des grains ainsi que des frottements entre grains ;

ii) dans la gamme de « force intermédiaire », qui correspond souvent au cas expérimental (en particulier quand l'empilement a été comprimé une première fois) la plus grande partie de la déformation au niveau local est due à la compression de type Hertz aux contacts entre grains, mais tous les contacts possibles ne sont pas actifs (par contact actif, nous entendons contact qui transmet une force) ; le nombre de contacts actifs augmente avec la force extérieure.

iii) à « force élevée », tous les contacts sont actifs, ou du moins le nombre de contacts actifs ne varie pratiquement plus : le comportement macroscopique est donné par la loi de Hertz. Une telle situation est tout à fait exceptionnelle car elle implique de telles forces, que pour deux grains individuels comme pour l'empilement total, la réponse n'est alors plus élastique (domaine de plasticité, rupture, etc. (HARTMANN 1964)).

Ces régimes ont été simulés sur un réseau régulier de « diodes Zener symétriques », avec une distribution des tensions de seuil des diodes (ROUX et HERRMANN 1987). Les fluctuations des tensions de seuil correspondent aux variations du nombre de contacts actifs, la caractéristique microscopique courant-tension au-dessus du seuil correspond à la loi microscopique de Hertz quand le contact est actif. L'exposant calculé dans la zone où les diodes ne sont pas toutes actives est différent de l'exposant microscopique, comme dans nos études mécaniques.

Nous avons étudié, dans le cas de compression oedométrique, la loi contrainte-déformation sur l'empilement modèle 2d (c'est-à-dire à 2 dimensions) de Schneebeli. Ce modèle présente certains avantages :

- les grains sont de forme simple ;
- il est possible de déterminer la géométrie de l'empilement à partir d'observations directes ;
- en choisissant convenablement le matériau constitutif des cylindres (plexiglas par exemple), on peut visualiser les contraintes intergranulaires par photoélasticité.

Les empilements étudiés sont constitués de cylindres « identiques » arrangés de façon à former un réseau triangulaire « régulier ». En réalité ces cylindres sont caractérisés par une distribution de diamètre effectivement étroite du point de vue géométrique, mais qui, comme nous le verrons, peut être importante pour les propriétés mécaniques.

Après avoir décrit le dispositif expérimental (section 2), nous proposons une analyse géométrique des empilements (section 3). La section 4 est consacrée à l'étude de l'influence, sur la réponse mécanique, du désordre géométrique causé par la mauvaise définition du diamètre des cylindres ; nous nous appuyons sur la visualisation des contraintes par photoélasticité pour rendre compte qualitativement des résultats obtenus. Dans la section 5, nous considérons le cas du désordre de composition créé en mélangeant deux types de cylindres de propriétés mécaniques différentes. Dans la section 6, nous étudions par différentes méthodes l'influence de la taille des échantillons sur la réponse mécanique ;

nous mettons ainsi en évidence l'existence d'une longueur caractéristique que nous discutons dans la dernière section.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La plupart des expériences ont été effectuées sur des empilements de cylindres de plexiglas de 2,5 cm de longueur. Ces cylindres présentent des défauts géométriques (fluctuations de diamètre, ellipticité, courbure) ; leur diamètre peut être estimé à  $4,0 \pm 0,1$  mm. Dans l'empilement, deux cylindres ne sont pas en contact tout au long de leur génératrice commune (ils sont faiblement croisés et ne sont pas tout à fait rectilignes) ; la loi de Hertz s'applique alors au niveau microscopique avec un exposant  $\mu$  de l'ordre de 1,5 ; expérimentalement, nous avons mesuré  $\mu = 1,8 \pm 0,1$ . Par ailleurs, en particulier pour l'étude du désordre de composition, nous avons également utilisé des cylindres de caoutchouc de même diamètre que les cylindres de plexiglas, mais qui peuvent être considérés comme géométriquement mieux définis, étant donnée l'amplitude de leur déformation.

L'empilement le plus grand est constitué de 48 rangées comportant alternativement 44 et 45 cylindres formant un réseau triangulaire ; il est construit dans un cadre rigide, puis placé dans une machine d'essais universelle « INSTRON 1175 », comme schématisé en figure 1. Un déplacement vertical  $\Delta h$  est imposé sur le plateau inférieur et nous mesurons la force de compression correspondante  $F$ . Les expériences sont effectuées à vitesse lente (0,2 mm/mn) ; ainsi, comme nous l'avons vérifié, les phénomènes observés sont indépendants de la vitesse. Plusieurs cycles de pression sont exécutés, jusqu'à ce que les résultats soient stabilisés et reproductibles (3 cycles pour un réseau régulier, à peu près 40 cycles pour un empilement désordonné). La gamme de force explorée (excepté dans la section 6-4) est 0-2000N.

La procédure expérimentale décrite ci-dessus appelle quelques commentaires. Au premier cycle, il y a beaucoup de réorganisations locales qui conduisent à des modifications géométriques irréversibles, par glissements ou rotations ; beaucoup de voûtes disparaissent par exemple. Ces réorganisations sont très visibles

dans les empilements désordonnés où des amas constitués de plusieurs grains peuvent glisser de façon collective ; ceci est également vrai dans nos empilements ordonnés, mais les déplacements sont moins importants. Les quantités mesurées dépendent de la disposition géométrique des grains au repos et sont différentes d'un échantillon à l'autre. Ainsi le premier cycle n'est pas du tout représentatif pour notre étude et ne doit pas être pris en considération pour la détermination de la loi contrainte-déformation, même si les déformations qu'il provoque peuvent influencer la réponse ultérieure. La place des grains reste pratiquement fixe au cours des cycles suivants. A faible force, ils peuvent encore se réarranger un peu ; quelques contacts disparaissent et d'autres se créent, mais les changements sont locaux et en partie réversibles. Ceci correspond à la zone (i) dans l'introduction, et peut être considéré comme une phase de « consolidation ». Quand la pression verticale augmente, les grains ne bougent pratiquement plus et les déformations sont essentiellement de type Hertz aux contacts (zone (ii) de l'introduction ou phase « consolidée »).

Nous avons eu à résoudre deux problèmes techniques. Tout d'abord, le profil supérieur de l'empilement est irrégulier à cause des hétérogénéités ; il n'est donc pas aisé de définir le zéro de déplacement : le définit-on à partir du premier grain en contact avec le piston, ou à partir de la position moyenne des grains qui sont dans la première couche ? Comme les déplacements sont très faibles, une bonne détermination de ce zéro conditionne l'obtention d'une valeur précise de l'exposant  $m$ . Expérimentalement, il est plus efficace de définir le zéro à partir de la force ; dans notre cas, ce zéro est déterminé avec une précision de 0,2 N.

Le second problème concerne la loi force-déformation : elle n'est pas la même suivant que la force augmente ou diminue. Des hystérésis existent encore après plusieurs cycles de pression, mais ils sont rapidement stabilisés et reproductibles. Les mesures ont été effectuées à force croissante ; dans ces conditions, le coefficient de pression latérale  $K_0$  peut être considéré comme constant (voir section 6-2).

3. ANALYSE GÉOMÉTRIQUE

Dans un premier temps, nous supposons que l'empilement est très grand. Quand aucune force macroscopique n'est appliquée, sa structure présente quelques particularités qui conditionnent en partie son comportement ultérieur. Dans notre cas, il est construit de façon non collective, proche d'une construction *grain par grain*, et sous *gravité*. Chaque nouveau grain est en équilibre s'il a deux contacts avec l'empilement, et on peut penser que la distribution de taille des grains est telle que la probabilité d'avoir un troisième contact est nulle. La coordinance moyenne (nombre moyen de contacts par grain) est alors égale à 4. Mais les contacts ne sont pas distribués de façon égale suivant les 3 directions possibles. En utilisant un argument proche de celui de ROUX, STAUFFER et HERRMANN (1987), nous considérons que chaque grain a un contact suivant la direction Y (ou Z) (figure 2), avec une probabilité égale d'avoir un deuxième contact suivant la direction Z (ou Y) ou X. La probabilité d'existence

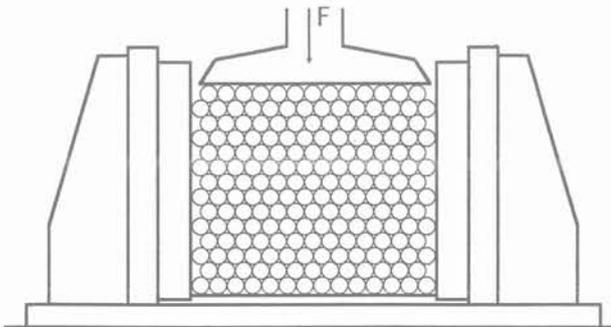


Fig. 1. — Schéma du dispositif.  
Fig. 1. — Experimental apparatus scheme.

d'un contact est 0,75 suivant la direction Y ou Z et est 0,5 suivant la direction X. La distribution spatiale des contacts est donc anisotrope avant toute application de la pression (ceci est également vrai pour des empilements 3d de grains désordonnés (BIAREZ 1962)).

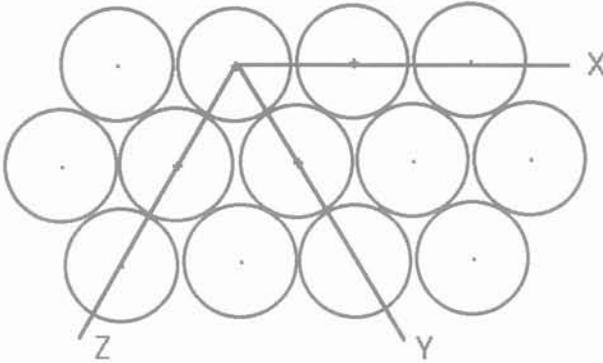


Fig. 2. — Empilement ordonné 2d (réseau triangulaire)  
Direction des contacts.

Fig. 2. — 2d ordered packings — directions of the contacts.

Si maintenant une force verticale est appliquée, des glissements et des rotations (locaux ou collectifs) se produisent, essentiellement au cours du premier cycle. La compression conduit à une augmentation du nombre de contacts dans les directions Y et Z, et à une diminution dans la direction X. L'anisotropie initiale sera accentuée. Nos observations photoélastiques (section 4-2) confirment que les contacts horizontaux transmettent peu les contraintes. Si on ignore les contacts X, le réseau triangulaire peut être remplacé, dans un premier temps, par un réseau losange (avec un angle de  $60^\circ$ ). Nous insistons sur le fait que l'analyse précédente est seulement vraie en moyenne : la situation est très différente d'un échantillon à l'autre puisque des positions légèrement différentes des grains au repos (avant application de la force) peuvent considérablement modifier la répartition des contraintes quand la force est appliquée.

Les parois horizontales et verticales peuvent jouer un grand rôle dans la définition géométrique de l'empilement : un bord rigide induit, à son voisinage, des modifications de structure de l'échantillon. Dans un système désordonné, la porosité ou la coordinance par exemple sont différentes de celles en volume sur des distances pouvant atteindre plusieurs diamètres de grains (BEN AIM et LE GOFF 1968). Certaines propriétés physiques peuvent s'en trouver fortement perturbées ; c'est le cas, par exemple de la dispersion hydrodynamique, très sensible aux inhomogénéités de porosité (GAUTHIER, BORGOTTI et SAOUDI 1987). Dans notre système ordonné, on considère que ces changements géométriques sont négligeables le long des parois verticales, au moins au-delà de la première colonne de grains. Pour la paroi horizontale inférieure, les grains sont tous, par gravité, en contact avec elle : nous admettons que ceci n'altère pas le comportement mécanique de notre système.

La première application de pression est intéressante pour les modifications géométriques qu'elle implique, car, pour une même pression maximale, l'empilement garde la mémoire de ces modifications durant les cycles de pression ultérieurs (DANTU 1967). Nous avons vu que les grains de la couche supérieure forment une « surface irrégulière » : ceci implique des modifications géométriques à l'échelle de plusieurs rangées quand la pression est appliquée par l'intermédiaire du piston. La structuration est faible dans un empilement ordonné mais très visible dans un échantillon désordonné.

Pour étudier ce problème, nous avons construit un empilement désordonné de grains monotailles ( $\Phi = 0,4$  cm), le désordre étant obtenu en plaçant quelques grains de plus grand diamètre ( $\Phi = 1$  cm) le long des parois horizontales et verticales du cadre rigide (BIDEAU 1983). Avant que la pression ne soit appliquée, des lignes horizontales ont été tracées sur la section circulaire des cylindres, d'une paroi verticale à l'autre. Durant la première application de la pression, les déformations de ces lignes montrent des réarrangements géométriques forts (glissements, rotations) dans les quatre ou cinq premières couches de l'échantillon. Au-delà de ces rangées, les lignes sont moins déformées, la compression est plus homogène ; elle ne semble pas dépendre de la distance à la paroi supérieure. Ainsi, on peut penser que, d'un point de vue géométrique, l'effet de la paroi active (celle qui applique la pression) n'est pas très différent de celui d'une paroi fixe. Cependant, même dans notre système ordonné, cet effet peut engendrer d'importantes modifications dans la distribution des contacts dans les premières couches et donc conduire à des corrélations « mécaniques » à grande distance.

#### 4. LOI CONTRAINTE-DÉFORMATION ÉTUDE PHOTOÉLASTIQUE

Nous étudions, dans la zone de force intermédiaire, de « grands » empilements constitués de 48 rangées de 44 ou 45 cylindres de plexiglas disposés selon le réseau triangulaire régulier. La mauvaise définition des cylindres est à l'origine d'un désordre géométrique faible, mais suffisant pour affecter la loi contrainte-déformation. La visualisation des contraintes par photoélasticité permet une approche qualitative du comportement observé.

##### 4.1. Loi macroscopique contrainte-déformation

La montée en pression fait apparaître deux régimes : à faible force, nous avons la zone de « consolidation » durant laquelle l'échantillon se met en place grâce à des déplacements locaux des grains, réversibles ou quasi réversibles. A force plus élevée l'échantillon est « consolidé » : la déformation globale résulte de déformations locales de type Hertz et peut être décrite par la relation (2) (figure 3), avec  $m \sim 3,9 \pm 0,4$  et  $F_0 \sim 10^{11}$  N. La variation relative de hauteur de l'empilement est de l'ordre de 1 % pour une force compressive de 2 000 N. Nous avons vérifié qu'une telle loi reste valable dans une gamme de force allant jusqu'à 10 000 N.

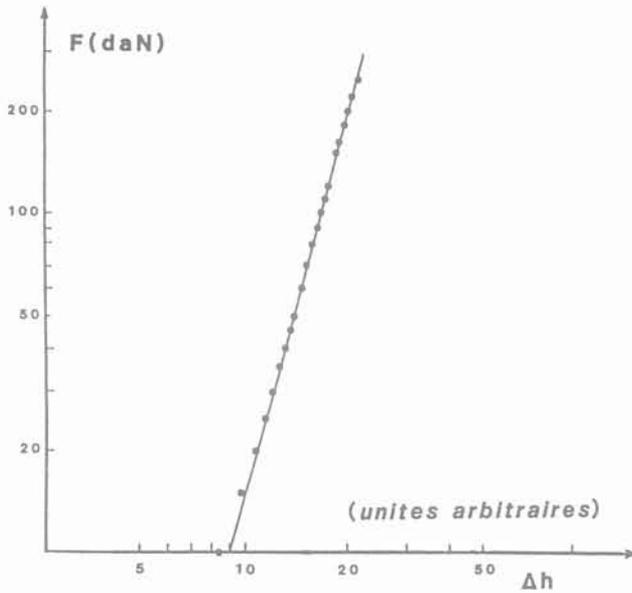


Fig. 3. — Loi force-déformation (en échelle log-log) pour un échantillon de 48 x 44 cylindres de plexiglas.  
 Fig. 3. — Stress-strain law (in log-log scale) for a sample made of 48 x 44 plexiglass cylinders.

La différence entre la valeur de l'exposant macroscopique  $m$  (3,9) et celle de l'exposant microscopique de Hertz (1,5) peut être attribuée aux hétérogénéités locales créées par les imperfections géométriques des grains, comme le montre la comparaison des résultats obtenus sur des échantillons constitués de matériaux différents. Dans le cas présent, l'échelle des imperfections géométriques, de l'ordre de  $100 \mu$ , est supérieure à celle de déformations locales de type Hertz, de l'ordre de  $40 \mu$  pour une force de 2 000 N ; un deuxième lot de cylindres de plexiglas, ayant un meilleur état de surface, a donné  $m = 3,4 \pm 0,4$  ; avec un empilement de cylindres d'acier beaucoup mieux calibrés, nous obtenons un exposant (2,2) beaucoup plus proche de l'exposant de Hertz ; avec des cylindres de caoutchouc, pour lesquels la déformation est beaucoup plus grande que la taille des inhomogénéités des grains, l'exposant mesuré est compatible avec l'exposant de Hertz (TRAVERS et al. 1986). Les imperfections conduisent à une répartition inhomogène des contacts, donc des contraintes intergranulaires, comme le montrent les expériences de photoélasticité que nous allons maintenant décrire.

#### 4.2. Étude photoélastique

Cette étude porte sur des échantillons soumis à une compression telle qu'ils sont dans le régime « consolidé ». L'empilement est placé entre deux polariseurs croisés : les grains très contraints apparaissent alors éclairés, tandis que les grains peu ou pas contraints restent sombres (figure 4). Comme l'avaient observé DANTU (1957) et DRESCHER et de JOSSELIN de JONG (1972), la répartition spatiale des forces intergranulaires n'est pas homogène à l'échelle du grain :

les grains les plus contraints génèrent un réseau irrégulier, « le réseau des fortes contraintes », plus ou moins connecté selon la valeur de la force appliquée. Environ 15 % des contacts sont fortement éclairés, et 20 à 30 % sont moins fortement éclairés. Si on admet que peu de modifications géométriques ont lieu lorsqu'on augmente la pression, on peut penser que les contacts très éclairés sont présents et transmettent la contrainte dès le début, les contacts moins éclairés ne devenant actifs que lorsque la pression augmente. Très peu de contacts horizontaux sont actifs. L'existence du réseau des fortes contraintes, qui transmet la plus grande partie de la force, implique que la déformation macroscopique fasse intervenir des phénomènes à une échelle nettement plus grande que celle du grain : les lois locales sont alors insuffisantes pour décrire le comportement global du système.

L'observation du réseau des fortes contraintes est un bon test de l'homogénéité macroscopique de l'échantillon soumis à une sollicitation mécanique. En effet, une importante question (et qui sera développée plus loin) est de savoir si une des parois a un rôle prédominant quand la force augmente. On peut par exemple penser qu'un grain de la rangée supérieure, s'il est plus haut que les autres, serait le premier à être contraint et pourrait donc générer des lignes de plus fortes contraintes. Celles-ci se développeraient alors selon les directions Z et Y (figure 2) et pourraient se propager loin dans l'empilement, avec parfois un faible nombre de grains contraints à l'intérieur de l'angle correspondant (un cône à 3d). Cet « effet de cône » est lié à la nature vectorielle de la force. Si une force verticale est appliquée sur un grain, elle ne pourra se propager que dans le cône, les contacts horizontaux étant inefficaces.

En fait, il ne semble pas que les grains de la couche supérieure jouent un rôle vraiment particulier : les premiers bras éclairés ne se développent pas à des endroits privilégiés de l'échantillon. En outre, nous avons observé des « effets de cône » partant de grains, qui à première vue sont situés aléatoirement dans l'empilement. A cause du caractère vectoriel des forces, les chaînons éclairés forment des bras rectilignes qui se « propagent » aussi loin que le permettent les défauts géométriques de l'empilement ; ces lignes suivent souvent les génératrices des cônes et ainsi nous pouvons considérer que le réseau observé est la superposition de nombreux « cônes » individuels. L'angle d'ouverture de ces cônes (ou la direction des lignes du réseau) dépend de la géométrie de l'empilement. Par exemple, si nous tournons nos empilements « ordonnés » de  $90^\circ$ , il n'y a plus de contacts horizontaux. Cette fois les lignes de force utilisent les trois directions possibles (figure 5).

Deux sortes de désordre (ou d'ordre) peuvent donc être importantes pour expliquer ces corrélations à longue portée pour la transmission de la force :

- le désordre de « contact ».
- le désordre d'« orientation ».

Dans les empilements ordonnés tels que les nôtres, la force se transmet suivant les directions préférentielles du réseau, si du moins une absence de contact ne bloque pas cette transmission. Lorsque les systèmes sont un peu plus désordonnés, la force peut néanmoins être transmise à distance suivant une direction donnée,

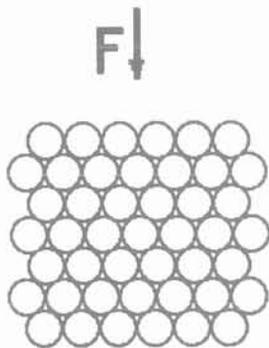
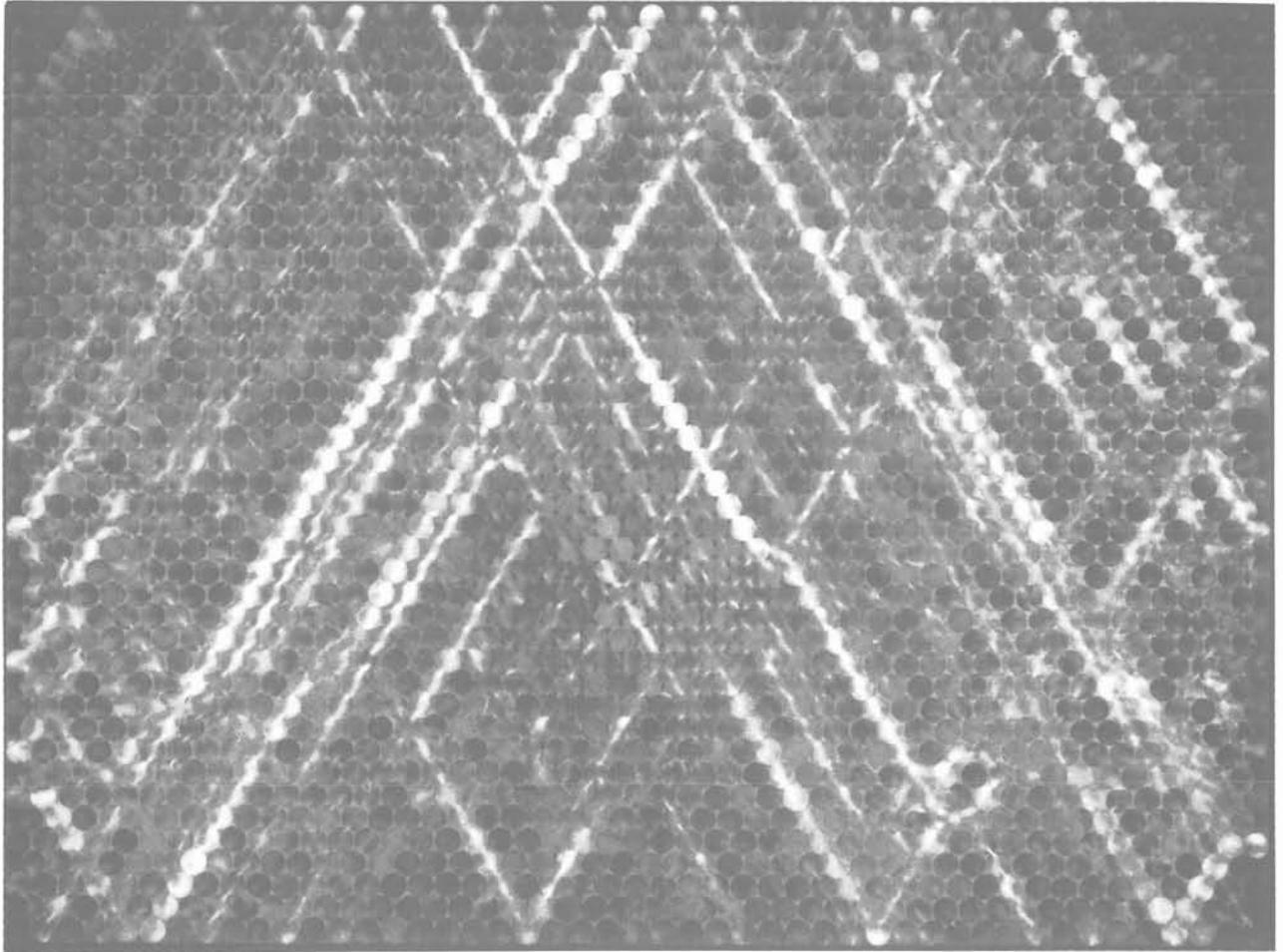


Fig. 4. — Vue photoélastique d'un empilement 2d de cylindres formant un réseau triangulaire régulier.

On voit que les bras horizontaux sont peu contraints.

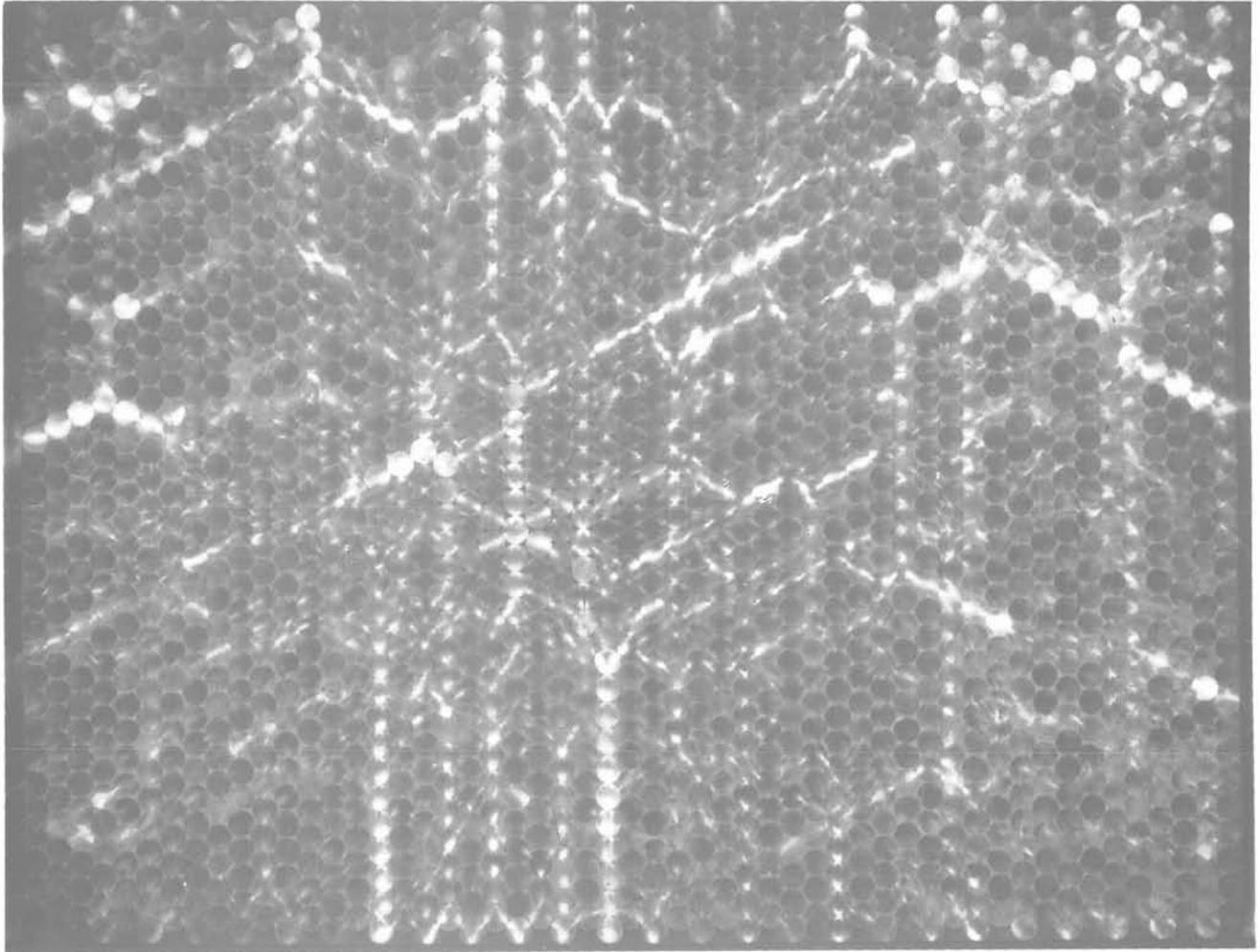
Fig. 4. — Photoelastic view of our 2d regular packing (triangular lattice). The horizontal arms are not much stressed.

même si l'ordre classique de *translation* est détruit. L'ordre d'*orientation* (qui est dans ce cas défini à partir des directions des liens du réseau) peut en effet être préservé à l'échelle de l'échantillon, si les défauts de réseau (disinclinaisons et dislocations) ne sont pas trop nombreux (RUBINSTEIN et NELSON 1982) ; son rôle semble important pour les propriétés mécaniques, même dans les cas où il ne peut être défini qu'à courte distance comme dans les empilements désordonnés : il permet en effet de définir l'ordre de grandeur de la distance sur laquelle se font sentir les corrélations dans la transmission des forces.

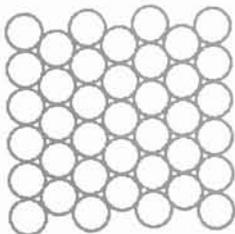
Nous avons cherché à déterminer de façon plus quantitative l'importance du réseau des fortes contraintes. Le

réseau étant ordonné, et le frottement entre grains n'étant pas négligeable, il est possible de créer des lacunes dans l'empilement, c'est-à-dire d'enlever des cylindres sans détruire l'équilibre des cylindres voisins. En nous appuyant sur les observations faites en photoélasticité, nous avons alors étudié la loi de compression en fonction de la concentration en lacunes, limitée à 5 % (TRAVERS et al. 1987). Nous avons créé successivement trois sortes de lacunes :

1. des lacunes « éclairées » : les cylindres enlevés sont situés à un nœud du réseau des plus fortes contraintes. Ces lacunes sont distribuées de façon homogène dans l'échantillon.
2. des lacunes « sombres », également distribuées de



$F \downarrow$



*Fig. 5. — Vue photoélastique d'un empilement semblable à celui de la figure 4, mais tourné de 90°. La transmission des contraintes par les bras verticaux est importante.*

*Fig. 5. — Photoelastic view of a packing similar to that on fig. 4 but turned by 90°. The transmission of the stresses through the vertical arms is important.*

façon homogène. Les cylindres correspondants n'interviennent que très peu dans la transmission des contraintes.

3. des lacunes « aléatoires » dont la position est déterminée à partir d'un générateur de nombres pseudo-aléatoires.

En observation naturelle, les systèmes résultant de ces trois opérations paraissent géométriquement identiques. Cependant, leurs comportements mécaniques sont tout à fait différents comme le montre la figure 6 sur laquelle nous avons porté les variations de l'exposant  $m$  en fonction de la concentration  $p$  en lacunes.

Pour les lacunes « éclairées », ces variations sont très importantes : pour  $p = 0,05$ , l'exposant  $m$  a déjà chuté de 35 % ;  $m$  reste constant pour les lacunes « sombres » et les lacunes « aléatoires » donnent un comportement intermédiaire.

Ces expériences mettent en évidence l'importance de l'hétérogénéité de la distribution spatiale des contraintes intergranulaires. Le fait que les lacunes « sombres » n'aient aucune influence sur la réponse mécanique pour de petites déformations renforce le concept de « porosité mécanique » par opposition à la porosité géométrique : un rôle essentiel dans la déformation est joué par la fraction de grains relativement faible qui

constitue le réseau des plus fortes contraintes.

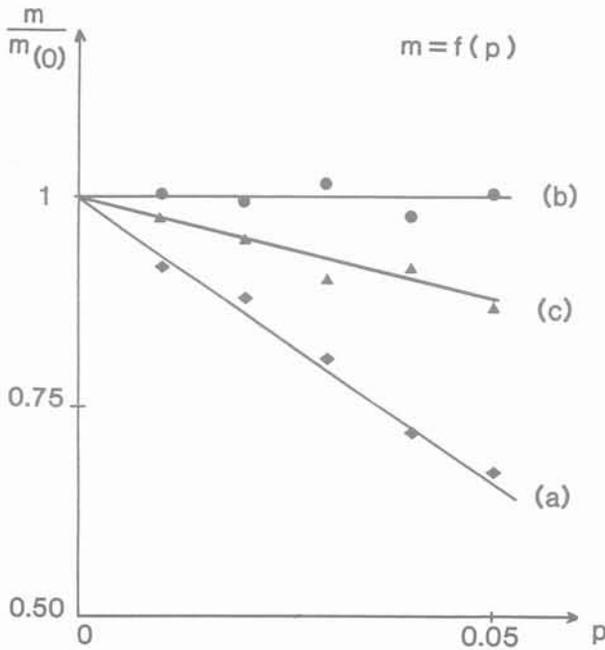


Fig. 6. — Variations de l'exposant macroscopique en fonction de la fraction de lacunes créées, dans les trois cas considérés dans le texte : a) lacunes « éclairées », b) lacunes « sombres », c) lacunes « aléatoires ».

Fig. 6. — Variations of the macroscopic exponent as a function of the percentage of vacancies, in the three cases considered in the text : a) « bright » vacancies, b) « dark » vacancies, c) « random » vacancies.

### 5. ÉTUDE DU DÉSORDRE DE COMPOSITION

L'introduction de lacunes dans un empilement constitue une première étape vers le désordre de composition que nous allons envisager maintenant de façon plus générale en considérant le cas de mélanges aléatoires de cylindres de plexiglas (proportion  $p$ ) et de cylindres de caoutchouc (proportion  $1 - p$ ) de même diamètre. Nous constituons ainsi un composite caractérisé par un grand contraste entre les propriétés mécaniques des deux phases. L'étude de ce type de système peut être abordée dans le cadre de la théorie de la percolation (de GENNES 1976) que nous décrivons brièvement avant de présenter nos résultats expérimentaux.

#### 5.1. La percolation

La théorie de la percolation a été introduite pour décrire le passage d'un fluide dans un filtre partiellement obstrué. Elle a par la suite été appliquée à l'étude de nombreux problèmes concernant la matière en désordre, en particulier la conductivité électrique de mélanges (KIRKPATRICK 1973). Ses développements les plus récents portent sur les propriétés mécaniques des matériaux hétérogènes (GUYON et ROUX 1987).

Considérons un mélange de deux types de grains de propriétés différentes, par exemple des grains conducteurs en concentration  $p$  et des grains isolants en concentration  $1 - p$ . Pour de faibles valeurs de  $p$ , nous avons des amas fins de grains conducteurs isolés les uns des autres (figure 7a) : si deux électrodes sont placées sur les côtés supérieur et inférieur de l'échantillon, le mélange apparaît isolant. Lorsque  $p$  atteint une valeur caractéristique  $p_c$ , appelée seuil de percolation, un « amas infini » connecté de grains conducteurs

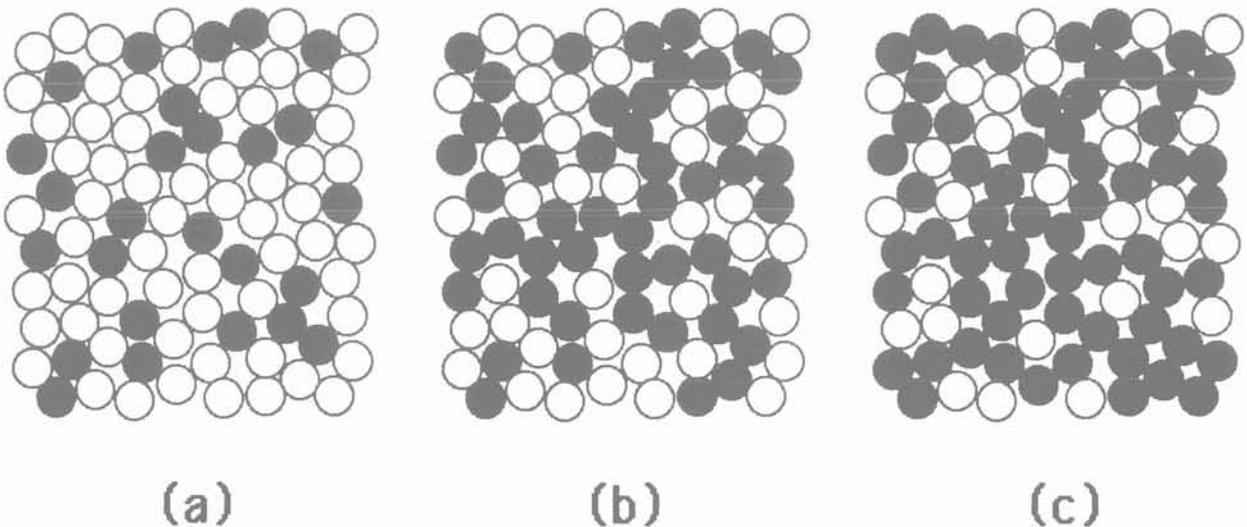


Fig. 7. — Mélanges de grains conducteurs (noirs) en proportion  $p$  et de grains isolants (blancs) en proportion  $1-p$  : a) pour une faible valeur de  $p$ , b) légèrement au-dessus du seuil de percolation  $p_c$ , c) pour  $p > p_c$ .

Fig. 7. — Mixtures of conducting (dark) and insulating (white) grains in percentage  $p$  and  $1-p$  respectively : a) for small  $p$ , b) just above the percolation threshold  $p_c$ , c) for  $p > p_c$ .

apparaît, entraînant une valeur non nulle de la conductivité du mélange. Une partie de l'amas infini contient des chaînons qui sont des impasses, les « bras morts », et qui sont donc inefficaces pour la conduction. L'amas infini débarrassé des bras morts est appelé squelette. La figure 7b montre un échantillon dans lequel  $p$  est légèrement supérieur à  $p_c$ . Lorsque  $p$  augmente au-delà de  $p_c$ , l'amas infini se développe, absorbant progressivement tous les amas finis (figure 7c) jusqu'à occuper tout l'espace à  $p = 1$ .

Les notions d'amas infini et de seuil correspondent en fait à un échantillon de dimensions infinies. La valeur du seuil de percolation dépend de la géométrie du mélange considéré. A 2 dimensions, pour un mélange de grains cylindriques arrangés selon le réseau triangulaire régulier,  $p_c = 0,5$ .

Considérons maintenant le même type de mélanges, mais formés de grains « durs » et de grains que nous supposons, pour simplifier, infiniment « mous ». Dans ce cas particulier des milieux granulaires, la transmission des forces se fait par les contacts entre grains, et le modèle de percolation à force centrale (FENG et SEN 1984) semble particulièrement bien adapté. Au seuil de percolation  $p_c$ , les grains durs forment un amas continu d'un bord à l'autre de l'échantillon, mais les déformations des bras du squelette pouvant se faire sans dépense d'énergie, le milieu ne présente aucune résistance à une sollicitation mécanique. Pour qu'il résiste à la contrainte extérieure, il est nécessaire d'augmenter la proportion de grains durs au-delà d'un seuil de rigidité  $p_R$  pour lequel l'amas infini présente suffisamment de structures fermées pour s'opposer à la déformation angulaire (FENG et SEN 1984) ; dans cette structure rigide, les motifs triangulaires, à 2d, jouent un rôle primordial.

5.2. Résultats expérimentaux et analyse

Dans la zone de force intermédiaire, nous obtenons pour la relation contrainte-déformation une loi en puissance du type (2) pour toutes les compositions étudiées. Sur les figures 8a et 8b sont portées les variations de l'exposant  $m$  et du préfacteur  $F_0$  en fonction de la concentration en cylindres de plexiglas. La courbe  $\ln F_0(p)$  montre une faible cassure au seuil de percolation  $p_c = 0,5$  et une cassure plus importante à  $p = 0,7$ . Les variations de  $m(p)$  présentent également une cassure à  $p = 0,7$ .

Pour les faibles valeurs de  $p$ , ce sont essentiellement les propriétés du caoutchouc, modifiées par les inclusions de grains durs, qui déterminent les propriétés mécaniques de l'échantillon. L'amas « infini » qui apparaît au seuil de percolation  $p_c = 0,5$  n'est pas stable vis-à-vis de la contrainte appliquée ; il apporte sa contribution à la déformation par la flexion de ses éléments, squelette et bras morts. Ce n'est que lorsque la concentration en cylindres de plexiglas devient suffisante que l'amas infini devient mécaniquement stable. Ceci est produit vers  $p = 0,7$  qui apparaît donc comme un seuil de rigidité. Les études photoélastiques montrent qu'un réseau connecté des fortes contraintes n'existe que pour  $p > 0,7$ . Ce résultat est compatible avec plusieurs simulations numériques récentes (LEMIEUX, BRETON et TREMBLAY 1985, STAUFFER, HERRMANN et ROUX 1987).

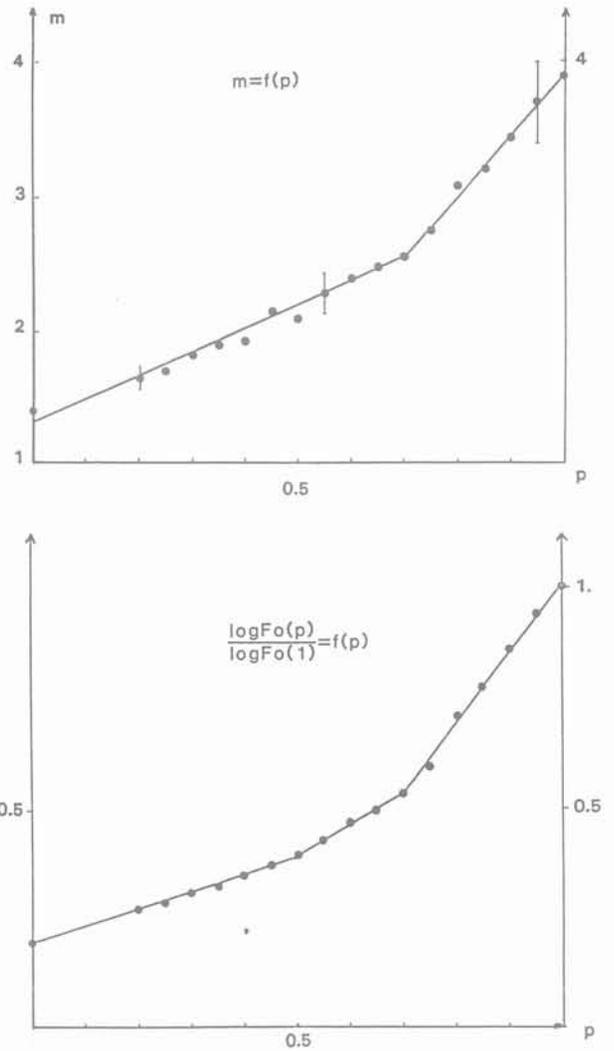


Fig. 8. — Variation avec la proportion  $p$  de cylindres de plexiglas a- de l'exposant macroscopique  $m$ , b- du préfacteur  $F_0$ .  
 Fig. 8. — Variation with the percentage  $p$  of plexiglass cylinders a) of the macroscopic exponent  $m$ , b) of the prefactor  $F_0$ .

6. INFLUENCE DES PAROIS EFFETS DE TAILLE

Il est nécessaire de préciser à partir de quelle taille les empilements sont assez « grands » pour que les résultats obtenus au paragraphe précédent aient une portée générale. Les effets de taille purs sont modifiés par la présence des parois du récipient si bien qu'il est difficile de bien évaluer la part respective de ces facteurs.

Nous avons longuement décrit l'aspect purement géométrique de l'effet de paroi dans la section 3. Rappelons seulement que son incidence sur la géométrie de l'empilement est faible dès que les couches « périphériques » sont en nombre négligeable par rapport au nombre total. Nous avons également analysé l'effet de « paroi-piston » (section 4) et montré que le réseau des fortes contraintes n'est pas déterminé intrinsèquement

par la paroi mobile. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons donc surtout aux conséquences mécaniques de la variation de taille de l'échantillon.

Pour éviter d'inclure des effets supplémentaires, nous étudions ici des cylindres identiques, c'est-à-dire constitués du même matériau. Nous prenons à nouveau le plexiglas, en raison de ses propriétés photoélastiques mais aussi à cause de la valeur élevée de l'exposant macroscopique mesuré. Dans cette série d'expériences, les cylindres présentent un meilleur état de surface, si bien que l'exposant  $m$  est un peu moins élevé :  $m = 3,4 \pm 0,4$ . Nous utilisons plusieurs approches différentes qui aboutissent à des conclusions similaires : il existe à grande et petite taille des comportements différents. Nous observons déjà un comportement « asymptotique » pour un échantillon  $30 \times 30$  c'est-à-dire de taille bien inférieure à la taille maximale  $44 \times 48$  de nos empilements.

### 6.1. étude photoélastique

L'étude photoélastique d'empilements de largeur  $L$  fixée ( $L = 44$  ou  $45$  cylindres) mais de hauteur  $n$  variable ( $n =$  nombre de couches ou rangées) montre l'existence de deux comportements distincts à petite et grande hauteurs, comme on peut le voir sur les photos de la figure 9. Quand l'échantillon comporte moins de 10 rangées, nous observons des bras isolés, fortement contraints, allant du haut en bas de l'empilement. Lorsque le nombre de rangées croît, le système se connecte et un réseau apparaît. Quand  $n > 20-24$  rangées, le réseau apparaît macroscopiquement homogène.

### 6.2. influence des frottements sur les parois verticales

Un problème posé par la compression « uniaxiale » des systèmes granulaires est l'estimation du rôle des frottements le long des parois verticales, qui peuvent modifier le comportement mécanique. DANTU (1967) a montré que lorsque la largeur est très petite devant la hauteur, la partie inférieure de l'échantillon peut « ignorer » la pression appliquée en haut ; les grains profonds servent alors de points d'ancrage pour la création de voûtes. Si on admet que le coefficient de frottement sur la paroi est constant (ou plutôt que les effets des frottements sont les mêmes sur toute la hauteur de l'échantillon), la force verticale sur une rangée à la hauteur  $z$  ( $z = 0$  en haut de l'empilement) varie comme  $F(z) = F(0) e^{-\alpha z}$ , résultat couramment admis pour les empilements. Cependant, les belles expériences de ITO et KUNO (1978) sur de plus petits échantillons (hauteur  $\leq$  largeur) ont montré que les effets des frottements sont plus faibles dans la partie supérieure : ceci serait en majeure partie dû aux déplacements relatifs grains-parois importants en haut de l'échantillon, très faibles à la base (HARTMANN 1964).

Pour étudier l'effet des frottements sur les parois verticales, dans le cas où le rapport d'aspect (hauteur/largeur) est inférieur à 1, nous avons mesuré, à l'aide de jauges de déformation préalablement étalonnées, la force transmise au bas de l'empilement pour différentes hauteurs  $n$  de celui-ci, la largeur étant maintenue constante (44-45 cylindres). Le rapport de la force transmise à la force appliquée est très proche de 1 pour

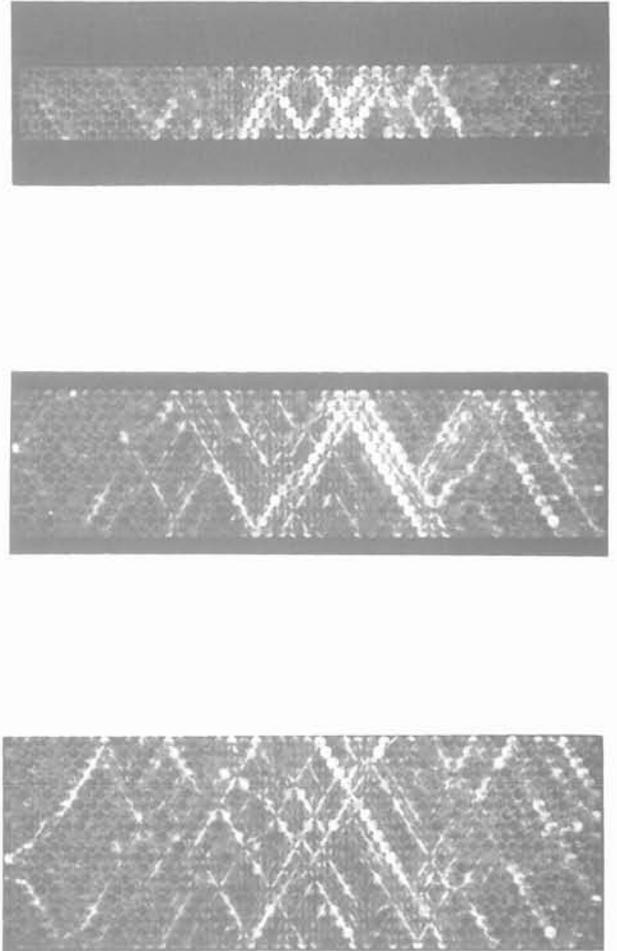


Fig. 9. — Visualisation des fortes contraintes à  $F = 2\,000\text{ N}$  pour des empilements réguliers de cylindres de plexiglas de différentes hauteurs :  
a)  $n = 7$  (en dessous de la transition),  
b)  $n = 14$  (dans la zone de transition),  
c)  $n = 20$  (légèrement au-dessus de la transition).

Fig. 9. — Visualization of the strongest stresses network at  $F = 2\,000\text{ N}$  for regular packings of plexiglass cylinders of different heights :

- a)  $n = 7$  (below the transition),  
b)  $n = 14$  (transitional case),  
c)  $n = 20$  (just above the transition).

$n < 10$ , il évolue pour  $10 < n < 20$  et se stabilise à une valeur voisine de 0,92 pour  $n > 20$  (figure 10). Ceci montre que dans notre cas les frottements sur les parois verticales sont faibles ce qui est compatible avec les observations photoélastiques et avec les expériences à petite hauteur de ITO et KUNO (1978).

Par ailleurs, nous avons mesuré, sur un empilement de grande taille (48 rangées de 44 ou 45 cylindres), la force résultante normale aux parois verticales. Cette force varie linéairement avec la force appliquée lorsque celle-ci augmente, le rapport des deux étant de l'ordre de 1/4. Le coefficient de pression latérale  $K_0$  est donc constant.

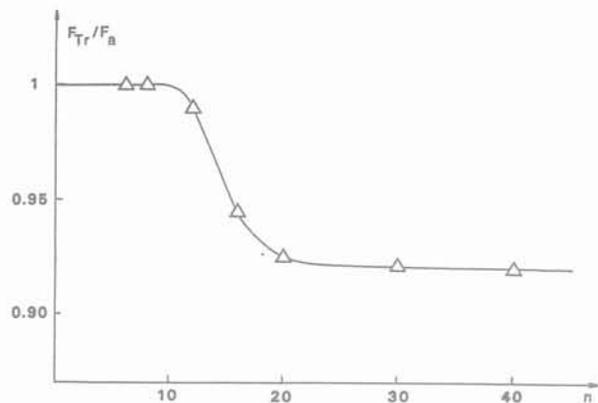


Fig. 10. — Variation du rapport force transmise (F<sub>T</sub>)/force appliquée (F<sub>a</sub>) pour différentes hauteurs n.  
 Fig. 10. — Variations of the ratio transmitted force to applied force (= F<sub>T</sub>/F<sub>a</sub>) for F<sub>a</sub> = 2000N and different heights n.

6.3. Loi force-déformation et effets de hauteur

Les valeurs expérimentales données ci-dessous sont obtenues à force croissante, au troisième cycle de pression et sont la moyenne sur trois empilements différents de mêmes dimensions. Nous avons étudié des échantillons dont le nombre de rangées horizontales varie de n = 6 à n = 44 avec alternativement 44 et 45 cylindres par rangée. La gamme de force est

0-2 000 N. Nous mesurons la déformation verticale Δh de l'échantillon en fonction de la force appliquée F.

Les tracés en échelle log-log de F = g (Δh) montrent deux parties linéaires : il y a un comportement à « faible force » (phase de consolidation) et un comportement à « force élevée » (phase consolidée), qui peuvent être décrits par une loi en puissance. La force de transition F<sub>T</sub>, à la cassure entre les deux régimes, est pratiquement constante et proche de 600 N quand n < 20, puis change rapidement pour une nouvelle valeur de 300 N quand n > 20 (figure 11).

Pour une hauteur donnée, nous avons deux exposants macroscopiques, m<sub>b</sub> à faible force et m<sub>h</sub> dans la zone consolidée ; m<sub>b</sub> est constant et voisin de 1,5 quand n < 10, il augmente pour 10 < n < 20, puis redevient constant et de l'ordre de 2 pour n > 20 ; m<sub>h</sub>, qui est très grand — de l'ordre de 10 — pour des petites valeurs de n (une loi en puissance a-t-elle encore un sens ?), décroît et devient pratiquement constant et égal à 3,4 ± 0,4 pour n > 24, sans qu'il soit cependant possible d'exclure un comportement transitionnel à variation lente (figure 12). A partir des mêmes expériences, nous avons étudié aussi le taux de déformation par rangée Δh/n en fonction du nombre de rangées. Il est constant pour n > 20 (figure 13). Ceci est compatible avec une description théorique dans laquelle toutes les rangées se comporteraient de la même façon (KO et SCOTT 1967).

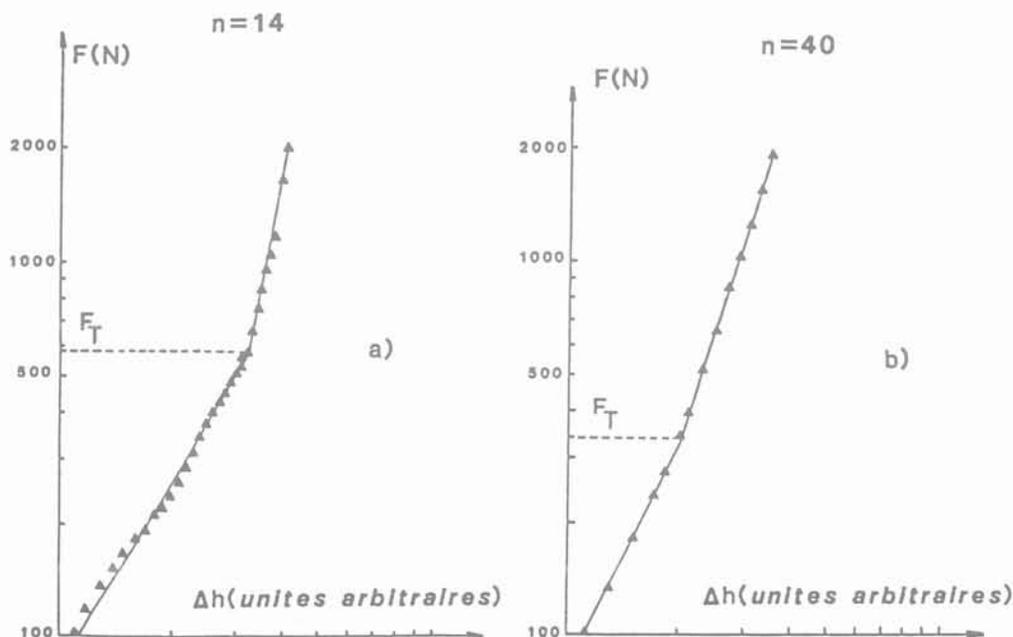


Fig. 11. — Loi force-déformation en échelle log-log  
 a) à faible hauteur (n = 14),  
 b) à grande hauteur (n = 40).  
 Fig. 11. — Stress-strain law in log-log scale :  
 a) for small height (n = 14),  
 b) for large height (n = 40).

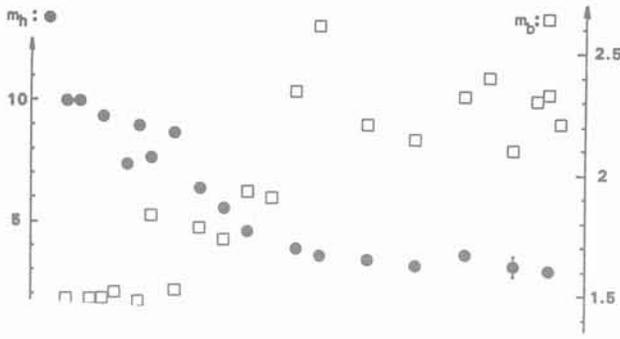


Fig. 12. — Variations des exposants  $m_h$  et  $m_b$  avec la hauteur  $n$ . Deux régimes apparaissent nettement.

Fig. 12. — Exponents  $m_h$  and  $m_b$  as a function of the height  $n$  of the packing. The two regimes appear clearly as  $n$  increases.

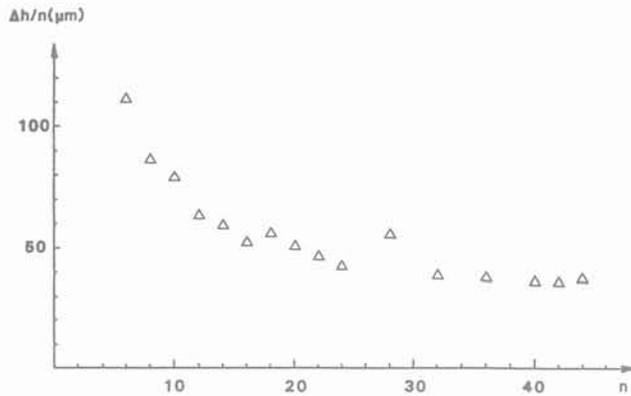


Fig. 13. — Taux de compression  $\Delta h/n$  en fonction de la hauteur  $n$ .

Fig. 13. — Compression rate  $\Delta h/n$  as a function of height  $n$ .

### 6.4. influence de la largeur

Nous avons effectué la même étude en faisant varier la largeur  $L$  de l'empilement pour une hauteur constante  $n = 46$ . La largeur est modifiée par l'addition de cales rectifiées. Une légère incommensurabilité entre la largeur de l'empilement et la taille du montage n'altère pas les exposants de la loi en puissance ; cependant, elle peut modifier la hauteur de l'échantillon en permettant une meilleure restructuration « latérale ». D'autre part, nous travaillons ici dans une gamme de pression constante, le maximum de pression correspondant au maximum de force dans les expériences précédentes. Nous observons à nouveau deux régimes : un à « basse pression », l'autre à « haute pression ». En dehors des erreurs expérimentales, qui peuvent être plus importantes ici, la pression de transition  $P_T$ , définie comme la force de transition  $F_T$ , ne change pas pour  $n = 46$  quand la largeur  $L$  varie de  $L = 6$  à  $L = 46$ .

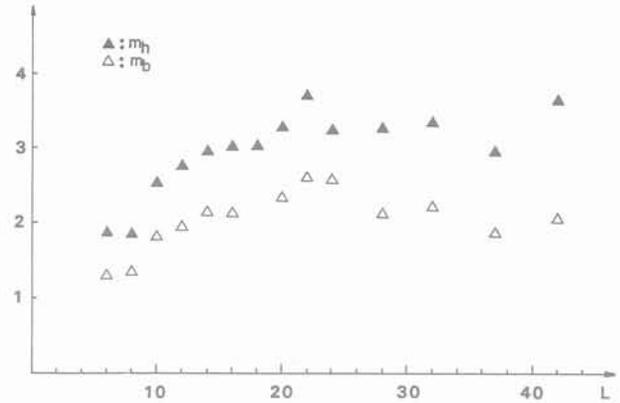


Fig. 14. — Variations des exposants  $m_h$  et  $m_b$  avec la largeur  $L$  pour un empilement de 46 couches.

Fig. 14. — Exponents  $m_h$  and  $m_b$  as a function of the width  $L$  of the packing for a constant height  $n = 46$ .

L'évolution des exposants  $m_b$  et  $m_h$  avec la largeur est représentée sur la figure 14. Un régime transitoire pour  $10 < L < 20$  apparaît clairement. L'exposant  $m_b$  est proche de 1,5 pour  $L < 10$ , il augmente dans la zone  $10 < L < 20$ , puis devient constant et de l'ordre de 2 pour  $L > 20$ . L'exposant supérieur  $m_h$  est constant et voisin de 1,8 quand  $L < 10$ , puis augmente dans la zone  $10 < L < 20$ , et devient égal à la valeur asymptotique  $m_h = 3,4$  quand  $L > 20$ .

Une étude identique a été faite dans une situation opposée, c'est-à-dire pour une petite hauteur  $n = 8$  ; les fluctuations sont si importantes que nous ne pouvons qu'indiquer une tendance : il semble que pour  $L$  élevé  $m_h$  soit plus ou moins constant, de l'ordre de 5, cependant que  $m_b$ , comme dans le premier cas, croît vers 2-2,5.

Cette étude donne des résultats très similaires à ceux obtenus précédemment : il y a deux régimes suivant la largeur de l'échantillon. Les zones de transition pour  $10 < L < 20$  et  $10 < n < 20$  sont tout à fait comparables. Les limites de ces régimes ( $L \sim 10$  ;  $L \sim 20$ ) sont compatibles avec la longueur définie à partir des lignes connectées observées en photoélasticité comme nous le verrons plus loin.

Pour compléter cette étude, nous avons fait des mesures quand la hauteur  $n$  et la largeur  $L$  varient simultanément, leur rapport  $n/L$  restant égal à 1. Nous en tirons les mêmes conclusions : l'exposant supérieur décroît depuis  $m_h \geq 5$  pour  $n = L = 20$  jusqu'à sa valeur asymptotique 3,4 quand nous avons un empilement  $40 \times 40$ .

### 7. CONCLUSION

En faisant appel à plusieurs types d'expériences, nous avons étudié la compression oedométrique de milieux granulaires 2d. Ces expériences montrent deux régimes suivant la force appliquée : un régime de consolidation, et un régime consolidé ; dans chacun de ces

régimes, la relation entre la force macroscopique et la déformation  $\Delta h$  peut être exprimée par une loi en puissance. Dans ces deux régimes également, le comportement observé dépend de la taille de l'échantillon. Il apparaît que, pour l'essentiel, le comportement observé est lié au désordre géométrique (pourtant faible) présenté par nos empilements.

En effet, nos empilements, avant la première application de la force, présentent un désordre et une anisotropie dans la répartition des contacts, l'anisotropie étant encore accentuée après plusieurs cycles de pression. La probabilité  $p$  pour un lien (contact géométrique entre 2 grains) d'exister est très grande, même avant le troisième cycle de pression et elle est supérieure à 0,75 qui est sa valeur avant le premier cycle. Le long de chaque direction  $Y$  et  $Z$  (figure 2), les chaînons de longueur  $s$  (formés de  $s + 1$  sites en contact) existent avec une probabilité  $p^s(1-p)$ , leur longueur moyenne étant  $\langle s \rangle = p/(1-p)$ . Ces chaînons continus seraient le point de départ des bras rectilignes rigides, visualisés en photoélasticité pour  $n < 10$  ; ils ne seraient pas assez longs pour relier le piston supérieur à la paroi inférieure horizontale quand  $n > 20$  : la structure rigide (ou stable) prendrait alors la forme du réseau des fortes contraintes observé en photoélasticité pour les grands échantillons. La longueur caractéristique de nos empilements pour ce problème mécanique serait alors cette longueur de stabilité d'un bras rigide.

Toutefois l'absence de contacts, et les défauts géométriques de nos cylindres, font que l'empilement n'est pas rigide à force faible ; il peut être déformé à cause de glissements quasi réversibles. Quand l'échantillon est comprimé, il se crée progressivement des contacts actifs (ou rigides) qui à leur tour génèrent des amas rigides, qui sont seulement statistiques puisque un petit incrément de force peut modifier le réseau de plus fortes contraintes (voir par exemple le film réalisé par le LCPC\*). Ces amas rigides grandissent afin de former une structure stable allant du haut en bas de l'échantillon qui se trouve ainsi consolidé. Ceci ressemble au processus de percolation décrit dans la section 5. La force nécessaire pour obtenir ces amas rigides correspondrait alors à la force de transition  $F_T$  que nous avons observée entre les deux régimes mécaniques. Cette force de transition dépend de la structure, du coefficient de frottement entre les grains, des caractéristiques mécaniques intrinsèques et des défauts géométriques du matériau (distribution de taille, flèche de l'axe de nos cylindres de plexiglas, etc.) et plus globalement de l'histoire de l'échantillon ; par exemple, dans les empilements de cylindres d'acier, dont la définition géométrique est dix fois meilleure que celle des cylindres de plexiglas, et qui sont plus rectilignes, nous trouvons une force de transition bien plus basse. De même les deux valeurs de  $F_T$  à grande et petite hauteurs s'expliquent par des structures géométriques différentes, soit en raison du rôle du piston (près de la paroi supérieure, le désordre est plus important) soit à cause des frottements sur les parois verticales qui sont différents dans les deux régimes, comme nous l'avons vu auparavant.

Ainsi, l'existence des deux régimes à basse force et dans la zone intermédiaire, semblables aux régimes obtenus dans les simulations numériques sur des

réseaux de diodes Zener (ROUX et HERRMANN 1987) peut être expliquée d'un point de vue « percolation », en partant des contacts actifs. Il apparaît que l'influence de la hauteur peut être interprétée d'un point de vue géométrique et mécanique (principalement à cause des frottements sur les bords du montage). L'étude de l'influence de la largeur indique clairement que les effets géométrique et mécanique des parois ne sont pas des contributions importantes aux effets de taille. On aurait observé une évolution douce des paramètres au lieu de changements plus brutaux du type « saut ». L'interprétation de type statistique semble donc la mieux étayée expérimentalement ; elle est aussi très bien justifiée au niveau théorique.

Nos expériences ont souligné le rôle de la longueur caractéristique, plus grande que la taille des grains et définie à partir des propriétés géométriques des empilements. Cette longueur caractéristique est très sensible aux hétérogénéités, et probablement à l'ordre d'orientation. Nous pensons que beaucoup de points restent encore à éclaircir dans cette optique, et que des expériences sur des empilements 2d et 3d désordonnés restent à faire.

BIBLIOGRAPHIE

BEN AIM R. and LE GOFF P. (1968), *La coordinance des empilements désordonnés de sphères*, Powder Technology, 2, 1-12.

BIAREZ J. (1962), *Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des sols et de matériaux pulvérulents*, Thèse d'État, Grenoble.

BIDEAU D. (1983), *Relation entre les propriétés de transport de matériaux constitués d'empilements désordonnés isotropes et leurs caractéristiques géométriques*, Thèse d'État, Rennes.

DANTU P. (1957), *Contribution à l'étude mécanique et géométrique des milieux pulvérulents*, août 1957, Proceedings of the 4th International Conference on Soil Mechanics and Foundations Engineering, Londres.

DANTU P. (1967), *Étude expérimentale d'un milieu pulvérulent compris entre deux plans verticaux et parallèles*, Annales des Ponts et Chaussées IV.

GENNES (de) P.G. (1976), *La percolation : un concept unificateur*, La Recherche, 7, 919-927.

DRESCHER A. et de JOSSELIN de JONG G. (1972), *Photoelastic verification of a mechanical model for the flow of a granular material*, Journal of Mechanical Physics of Solids, 20, 337-351.

FEDA J. (1982), *Mechanics of particulate Materials*, Elsevier Amsterdam.

FENG S. et SEN P.N. (1984), *Percolation on elastic networks : new exponent and threshold*, Physical Review Letters, 52, 216-219.

\* On peut se procurer ce film au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, 58, boulevard Lefebvre, 75015 Paris.

- GAUTHIER C., BORGOTTI J.C. et SADOUDI A. (1987), *Sur les distributions des temps de séjour d'un fluide dans des mélanges binaires de billes de verre : importance de la mise en place*, Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris. Soumis.
- GUYON E. et ROUX S. (1987), *Les matériaux hétérogènes*, La Recherche, 18, n° 191, 1050-1058.
- HARTMANN H.S. (1964), *Packing and compaction in dies of spherical particles*, PhD Thesis MIT.
- ITO Y. et KUNO H. (1978), *An application of scattered-light photoelasticity in the determination of the side pressure distribution of the pressed powder bed*, Powder Technology, 20, 127-131.
- KIRKPATRICK S. (1973), *Percolation and conduction*, Review of Modern Physics, 45, 574-588.
- KO H.Y. et SCOTT R.F. (1967), *Deformation of sand in hydrostatic compression*, Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division, SM3, 137-156.
- LEMIEUX M.A., BRETON P. et TREMBLAY A.-M.S. (1985), *Unified approach to numerical matrix methods for disordered systems : applications to mixed crystals and to elasticity percolation*, Le Journal de Physique-Lettres, 46, L1-L7.
- ROUX S. et HERRMANN H.J. (1987), *Disorder induced non-linear conductivity*, Europhysics Letters, 4, 1227-1231.
- RUBINSTEIN M. et NELSON D. (1982), *Order and deterministic chaos in hard-disk arrays*, Physical Review, B, 26 6254-6275.
- SCHNEEBELI G. (1956), *Une analogie mécanique pour les terres sans cohésion*, Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris, 243, 125-126.
- STAUFFER D., HERRMANN H.J. et ROUX S. (1987), *Simulation of disordered systems of cylinders*, Journal de Physique, 48, 347-52.
- TRAVERS T., BIDEAU D., GERVOIS A., TROADEC J.P. et MESSENGER J.C. (1986), *Uniaxial compression effects on 2d mixtures of hard and soft cylinders*, Journal of Physics, A 19 L, 1033-1038.
- TRAVERS T., AMMI M., BIDEAU D., GERVOIS A., MESSENGER J.C. et TROADEC J.P. (1987), *Uniaxial compression of 2d packings of cylinders. Effects of weak disorder*, Europhysics Letters, 4, 329-332.

# modélisation du comportement d'une craie blanche très poreuse et validation

## modelisation of behaviour of a white high porous chalk and validation

J.F. SHAO, J.P. HENRY

Laboratoire de Mécanique de Lille  
Département de Mécanique des Matériaux Fragiles\*

### Résumé

Des essais de compression isotrope et triaxiale de révolution jusqu'à des pressions de confinement de 50 MPa ont été effectués sur une craie blanche très poreuse. Les résultats obtenus ont permis de mettre en évidence les aspects fondamentaux de son comportement.

Le modèle élasto-plastique à deux surfaces de charge de LADE a été utilisé pour la modélisation : certaines modifications importantes ont été proposées pour prendre en compte les particularités du comportement de la craie.

Un premier test de validation du modèle proposé a été effectué dans des problèmes homogènes : chemins de sollicitations proportionnelles et d'extension latérale. De façon générale, de très bonnes concordances entre les résultats expérimentaux et la simulation par le modèle ont été obtenues.

Un deuxième test de validation est présenté pour des champs de contraintes non uniformes : essais sur cylindres creux. Un programme de calcul en éléments finis, dans lequel le modèle de LADE modifié est introduit, a été mis au point et a servi à simuler ces essais. La comparaison entre l'expérience et la simulation a également été faite et permet d'apprécier la bonne aptitude du modèle à traduire le comportement de la craie.

### Abstract

*Hydrostatic compression and conventional triaxial compression tests were performed on a white, highly porous chalk for confining pressure up to 50 MPa. The obtained results have allowed to show up fundamental aspects of the chalk behaviour.*

*A LADE elastoplastic model with two yield surfaces was used for the modelisation : some important modifications were proposed for taking into account particularities of the chalk behaviour. Proportional loading test and triaxial lateral extension test were performed to study chalk's behaviour in homogeneous problems. The modified LADE elastoplastic model was used to simulate these tests. In global way, model's predictions were found to be in satisfactory agreement with the experimental results.*

*Finally, hollow cylinder tests were realized to examine chalk's behaviour in typical boundary conditions problems. The modified elastoplastic model has then been introduced into a finite elements program which was used to simulate the hollow cylinder tests. Comparisons between experimental and predicted results were also given.*

\* EUDIL, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex

## 1. INTRODUCTION

Pour le calcul et l'étude de stabilité des ouvrages dans les milieux rocheux (tunnels, galeries, cavités et forages pétroliers profonds), la connaissance d'un modèle rhéologique interprétant correctement le comportement des roches est fondamentale et nécessaire.

L'objectif visé dans notre étude est de modéliser le comportement rhéologique d'une craie blanche sous les sollicitations statiques et monotones jusqu'à des pressions hydrostatiques de 50 MPa. L'intérêt de cette modélisation se situe essentiellement dans l'étude de la stabilité des forages pétroliers profonds et des subsidences induites [8]. MILLER et CHEATHAM [7], ont fait l'un des premiers travaux sur la modélisation du comportement des roches calcaires poreuses. Ils ont proposé un modèle élastoplastique à deux surfaces de charge en utilisant le critère de COULOMB pour la surface de rupture et deux plans pour la cap-surface de charge. A cette modélisation, on peut reprocher que le critère de COULOMB n'est pas bien vérifié par la plupart des roches poreuses, et que la cap-surface de ce modèle possède un régime d'arête qui entraîne des difficultés numériques de résolution [10]. Plus récemment, ELLIOTT et BROWN [2], [3] ont réalisé une étude expérimentale sur des roches calcaires de porosité moyenne, et ont étudié le critère d'écoulement plastique à partir du concept d'état critique appliqué aux roches par GEROGIANNOPOULOS [4], mais il a été constaté que le concept d'état critique ne présente plus de signification pour des roches poreuses sous sollicitations à pression hydrostatique importante. CHEATHAM et al. se sont intéressés à l'anisotropie introduite par l'histoire de sollicitations en travaillant sur des lois d'écrouissage cinématique [1].

Cette roche présente un comportement bien particulier à cause de la forte porosité : sous une pression hydrostatique faible, elle se comporte comme une roche fragile ; et sous une pression hydrostatique élevée, comme un sol. Entre ces deux zones, il y a destruction progressive de la microstructure rendant incohérents les grains de calcite constituant la roche. La difficulté majeure pour modéliser le comportement d'une telle roche est d'interpréter la transition d'un comportement à l'autre par simple évolution des paramètres du modèle retenu, et de traduire la contractance plastique due aux cisaillements.

## 2. ASPECTS FONDAMENTAUX DU COMPORTEMENT DE LA CRAIE

### 2.1. Caractérisation de la craie et conditions d'essais

Les essais de compression isotrope et triaxiale ont été effectués pour étudier les aspects fondamentaux du comportement de la craie.

La craie étudiée est une craie blanche typique, provenant de la carrière d'Haubourdin au nord de la France. Cette craie de lithologie sénonienne est caractérisée par une forte teneur en  $\text{CaCO}_3$  (96,60 %) et une porosité très élevée (45 %).

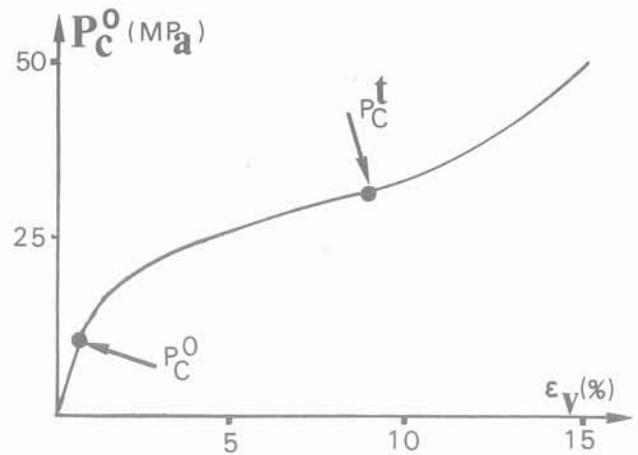


Fig. 1. — Essai de compression isotrope.  
Fig. 1. — Hydrostatic compression test.

Les éprouvettes cylindriques ont été soigneusement préparées à partir des carottes prélevées in-situ. Elles ont été séchées à une température de 100 °C pendant 24 heures, puis saturées sous vide ou sous pression interstitielle pendant 12 heures avec du méthanol, considéré comme neutre chimiquement vis-à-vis du comportement mécanique de la craie. Nous avons utilisé des éprouvettes de grande dimension dont les cotes géométriques moyennes sont les suivantes : diamètre 110 mm, hauteur 124 mm.

Le dispositif expérimental utilisé est composé essentiellement d'une presse hydraulique asservie et d'une cellule haute pression de grande dimension [10]. Ayant utilisé des échantillons saturés, nous avons déterminé la variation de volume à partir du volume de méthanol entrant ou sortant dans les éprouvettes. Ceci a été basé sur l'hypothèse que la déformabilité du squelette de la craie est négligeable devant la variation de volume des vides. Cette hypothèse a été vérifiée en comparant la mesure donnée par le capillaire (variation de volume des vides), et celle par les jauges d'extensométrie (variation de volume global) pour un essai de compression isotrope jusqu'à 16 MPa [10].

Les essais triaxiaux ont été réalisés en force contrôlée. Afin de respecter la condition de sollicitation quasi statique, et d'avoir des courbes contraintes-déformations les plus proches possible de la réalité, c'est-à-dire par rapport aux conditions d'exploitation des résultats du présent travail, la vitesse de sollicitation utilisée a été choisie très faible ( $\cong 10^{-3}$  MPa/s).

### 2.2. Comportement de la craie dans des essais de compression isotrope

La figure 1 représente une courbe typique de variation de volume globale  $\epsilon_v$  en fonction de la pression hydrostatique  $P_c$ , obtenue pour la craie étudiée dans des essais de compression isotrope jusqu'à 50 MPa. A partir de cette courbe expérimentale, nous pouvons faire les remarques suivantes :

1. Cette courbe présente trois phases distinctes : lorsque la pression hydrostatique est supérieure à  $P_c^o$ , nous avons une phase de forte contractance plastique jusqu'à une certaine valeur  $P_c^t$ . Cette phase correspond à un effondrement progressif de la structure microporeuse de la craie, par rupture des ponts entre grains. Si la pression hydrostatique est supérieure à  $P_c^t$ , il s'agira d'une phase d'écroutissage croissant avec diminution rapide du taux de contraction plastique, qui est une conséquence de la croissance de surface de contact entre les grains.

2. L'effondrement progressif plastique de la microstructure fait diminuer la porosité de la craie. Des essais au porosimètre à mercure ont montré que la pression hydrostatique a détruit essentiellement des pores de rayon supérieur à 3 000Å.

3. En effectuant un certain nombre de cycles de déchargement rechargement, nous avons déterminé le module de compressibilité isotrope à chaque point de déchargement, c'est-à-dire pour différentes valeurs de la pression hydrostatique ; les valeurs de ces modules ainsi déterminées sont reportées sur la figure 2. Nous avons constaté que ce module de compressibilité isotrope  $K_{ur}$  augmente en fonction de la pression hydrostatique.

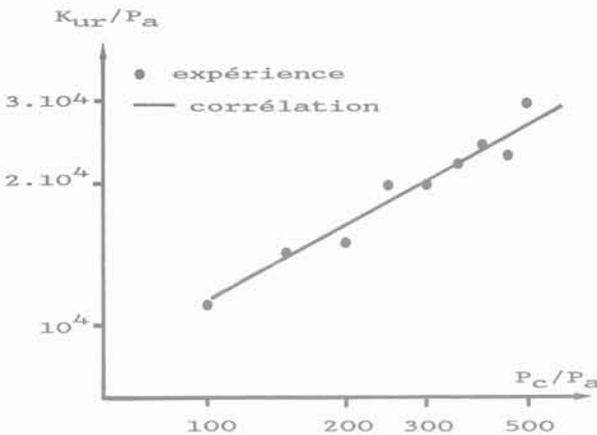


Fig. 2. — Variation du module de compressibilité et corrélation.  
Fig. 2. — Variation of bulk modulus and correlation.

### 2.3. Comportement de la craie dans des essais de compression triaxiale

Une série d'essais triaxiaux de révolution en compression ont été effectués sur la craie blanche. Les pressions de confinement utilisées sont les suivantes : 2, 4, 5, 7, 10, 15, 20, 30, 40 et 50 MPa. La figure 3 présente les courbes contraintes-déformations longitudinales et les courbes contraintes-déformations volumiques pour trois pressions de confinement représentatives : une faible ( $\sigma_3 = 4 \text{ MPa} < P_c^o$ ), une moyenne ( $P_c^o < \sigma_3 = 20 \text{ MPa} < P_c^t$ ) et une élevée ( $\sigma_3 = 40 \text{ MPa} > P_c^t$ ). A partir de ces résultats expérimentaux, nous pouvons faire les constatations suivantes :

1. Pour les essais à pression de confinement inférieure à  $P_c^o$ , nous observons des pics de résistance sur la

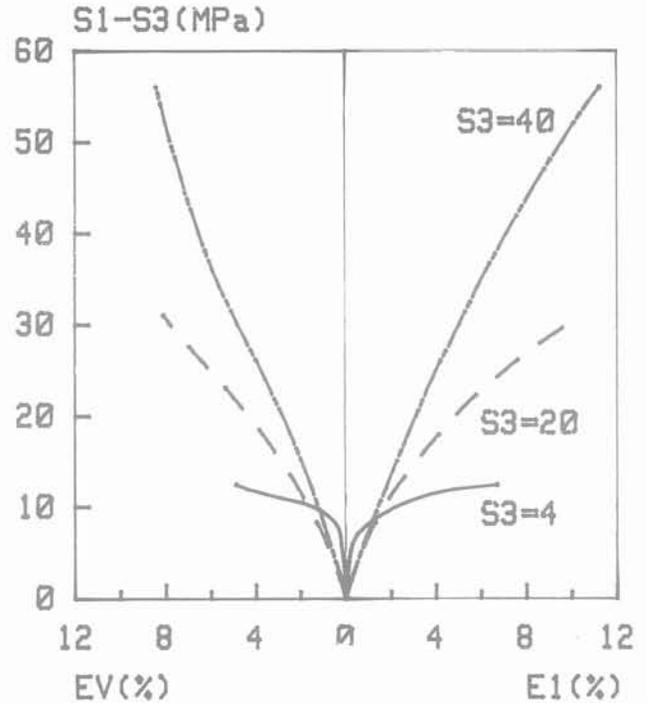


Fig. 3. — Essais triaxiaux en compression.  
Fig. 3. — Conventional triaxial compression tests.

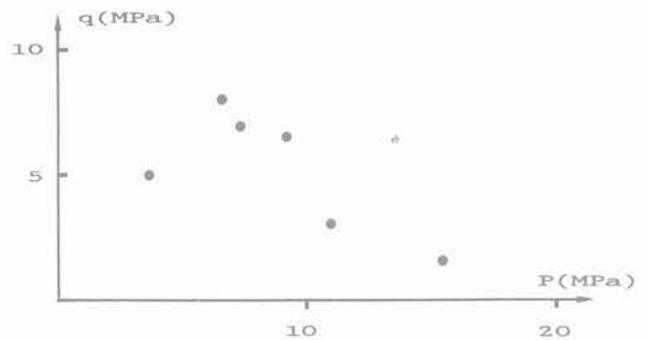


Fig. 4. — Variation de la limite d'élasticité initiale.  
Fig. 4. — Variation of initial elastic limit.

courbe contraintes-déformations. Par contre, pour les essais à pression de confinement supérieure à  $P_c^o$ , ces pics n'existent plus. Dans ces cas, nous avons défini des états ultimes conventionnels par l'apparition d'une déformation axiale permanente importante de l'ordre de 12 %.

2. Dans les essais à faibles pressions de confinement ( $\leq P_c^o$ ), il existe une phase élastique initiale plus ou moins importante. Cette limite d'élasticité initiale varie en fonction de la pression de confinement, ce qui est montré dans la figure 4. Remarquons que cette phase élastique initiale devient négligeable lorsque la pression de confinement dépasse  $P_c^o$ . De tels résultats avaient déjà été obtenus antérieurement [2] [3].

3. Dans tous les essais de compression triaxiale effectués sur la craie, nous avons constaté que, quelle que

soit la valeur de la pression de confinement appliquée, cette roche poreuse présente toujours une contractance plus ou moins forte.

4. Dans chaque essai triaxial, nous avons effectué en moyenne 10 cycles de déchargement-rechargement partiel. Ceci permet d'évaluer le module d'élasticité  $E_{ur}$  dont les valeurs expérimentales sont données par la figure 5. Nous constatons que le module d'élasticité dépend de la pression de confinement d'une part, et d'autre part du déviateur de contraintes.

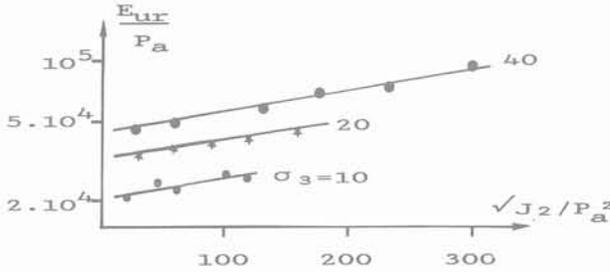


Fig. 5. — Variation du module d'élasticité.  
Fig. 5. — Variation of elastic modulus.

### 3. ADAPTATION DU MODÈLE ÉLASTOPLASTIQUE DE LADE A LA MODÉLISATION DE LA CRAIE

L'étude expérimentale effectuée a montré que l'effondrement plastique progressif de la microstructure et la forte contractance due aux cisaillements font les difficultés majeures de la modélisation du comportement de la craie. LADE a élaboré un modèle élastoplastique à deux surfaces de charge pour modéliser le comportement des sables [5], c'est ce modèle élastoplastique qui a été choisi comme base pour la modélisation du comportement de la craie, et ce pour les raisons suivantes :

1. Le mécanisme de déformation plastique contractante du modèle de LADE peut être, avec quelques modifications nécessaires, très convenable pour décrire la destruction progressive de la microstructure de la craie.
2. Le modèle de LADE est un modèle élastoplastique à écrouissage isotrope donc l'écriture des règles d'écrouissage est très simple. Ceci suffit dans les applications de mécanique des roches où les chargements sont le plus souvent monotones. Ainsi l'écrouissage anisotrope, éventuellement induit par l'histoire du chargement, nécessaire pour décrire le déchargement n'est pas forcément utile.
3. Le critère de rupture introduit dans le mécanisme de déformation plastique déviatorique a déjà été appliqué aux bétons et roches [6]. La cohérence du critère avec de nombreux résultats expérimentaux justifie ce choix.

En tenant compte des particularités du comportement de la craie, l'adaptation du modèle de LADE à la modélisation de cette roche porte essentiellement sur les points suivants :

- prise en considération de la résistance en traction

simple de la craie,

- prise en compte de la destruction progressive de la microstructure dans la description des règles d'écrouissage,
- simplification du potentiel plastique et de la règle d'écrouissage déviatorique.

D'après le modèle de LADE, la déformation totale est la somme d'une déformation élastique  $\epsilon_{ij}^e$ , d'une déformation contractante  $\epsilon_{ij}^c$ , et d'une déformation plastique déviatorique  $\epsilon_{ij}^d$ . Sous forme incrémentale, nous avons l'expression suivante :

$$d\epsilon_{ij} = d\epsilon_{ij}^e + d\epsilon_{ij}^c + d\epsilon_{ij}^d \tag{1}$$

#### 3.1. Déformation élastique

Pour un matériau isotrope homogène, la déformation élastique est calculée avec la loi de HOOKE :

$$d\epsilon_{ij}^e = C_{ijkl}^e d\sigma_{kl} \tag{2}$$

où  $C_{ijkl}^e$  est le tenseur d'élasticité qui peut être déterminé par le module d'élasticité  $E_{ur}$  et le module de compressibilité isotrope  $K_{ur}$ . Nous avons déjà évoqué que les modules  $E_{ur}$  et  $K_{ur}$  dépendent de la pression de confinement d'une part, et du déviateur de contraintes d'autre part dans le cas de  $E_{ur}$ . Les relations suivantes ont été proposées pour traduire ces dépendances :

$$E_{ur} = E \cdot (\sigma_3/P_c)^{N_c} \cdot 10^{(A\sqrt{J_2}/Pa^2/1000)}, E_{ur} \geq E \tag{3}$$

$$K_{ur} = K \cdot (I_1/3P_c)^{N_c}, K_{ur} \geq K \tag{4}$$

où  $E$  et  $K$  sont les valeurs initiales de  $E_{ur}$  et  $K_{ur}$  dans le domaine d'élasticité initial ;  $A$  et  $N_c$  deux paramètres du matériau. Les figures 2 et 5 montrent les droites de corrélation qui permettent de déterminer les valeurs des paramètres  $N_c$  et  $A$ .  $P_a$  représente la pression atmosphérique exprimée dans la même unité que les contraintes.  $I_1$  et  $J_2$  sont le premier et le deuxième invariants du tenseur de contraintes et de son déviateur respectivement.

#### 3.2. Changement de repère

Afin de prendre en compte la résistance en traction simple dans la modélisation du comportement de la craie, nous avons procédé à un changement de repère correspondant à une translation des axes principaux de contraintes suivant la direction d'extension de l'axe hydrostatique d'une distance supposée égale à la résistance en traction de cette roche. Nous avons en conséquence :

$$\bar{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} + C_o \cdot P_a \cdot \delta_{ij} \tag{5}$$

où  $C_o \cdot P_a$  est la résistance en traction de la craie dont la valeur a été déterminée par des essais brésiliens.

#### 3.3. Déformation plastique contractante

Le mécanisme de déformation plastique contractante traduit essentiellement l'effondrement plastique des pores et la forte contractance irréversible de la craie. C'est le terme prépondérant dans l'ensemble de trois composantes de déformation de la craie lorsque la pression hydrostatique est importante ( $> P_c^o$ ). La déformation plastique contractante est déterminée par une loi d'écoulement associée et une règle d'écrouissage isotrope.

Dans le repère transformé, la fonction de charge contractante est exprimée par la relation suivante :

$$F_c = \bar{I}_1^2 + 2 \bar{I}_2 - Y_c = 0 \tag{6}$$

où  $\bar{I}_1$  et  $\bar{I}_2$  sont le premier et le deuxième invariant du tenseur de contraintes déterminé dans le nouveau repère.  $Y_c$  est une fonction croissante et monotone représentant l'état actuel d'écroûissage du matériau.

La règle d'écroûissage isotrope contractant est représentée par la relation suivante :

$$Y_c = Y_c^o + C.P_a^2.(W_c/P_a)^\rho \tag{7}$$

Dans cette relation,  $Y_c^o$  est la valeur initiale de  $Y_c$ , correspondant à la limite élastique en compression isotrope  $P_c^o$ ,  $W_c$  est l'énergie de déformation plastique contractante, déterminée à l'aide des cycles de déchargement-rechargement effectués dans un essai de compression isotrope,  $C$  et  $\rho$  sont deux paramètres sans dimension du matériau. Dans la figure 6, nous avons présenté les valeurs de  $W_c$  en fonction de  $Y_c$  ainsi que la courbe de corrélation qui permet de déterminer les valeurs des paramètres  $C$  et  $\rho$ . Afin de prendre en considération la destruction progressive de microstructure de la craie, nous avons pris deux valeurs différentes, respectivement pour  $C$  et  $\rho$ , dans les deux zones d'écroûissage distinctes délimitées par  $Y_c^t$  correspondant à la limite d'effondrement plastique  $P_c^t$ . Nous avons donc :

$$C = C_1, \rho = \rho_1, Y_c \leq Y_c^t \tag{8}$$

$$C = C_2, \rho = \rho_2, Y_c > Y_c^t$$

$$\text{avec } Y_c^t = 3(P_c^t + C_o.P_a)^2 \tag{9}$$

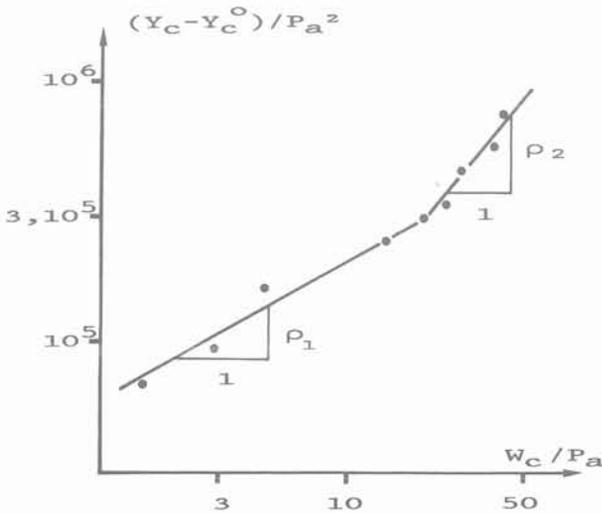


Fig. 6. — Variation de  $Y_c$  en fonction de  $W_c$  et corrélation.  
Fig. 6. — Variation of  $Y_c$  with  $W_c$  and correlation.

La condition de continuité de la fonction (7) entre deux zones d'écroûissage est assurée par :

$$C_2 = (Y_c^t - Y_c^o) / P_a^2 . [(Y_c^t - Y_c^o) / (C_1.P_a^2)]^{-\rho_2/\rho_1} \tag{10}$$

L'utilisation d'une loi d'écoulement contractant associée implique que le potentiel plastique contractant est identique à la fonction de charge contractante, soit :

$$Q_c = \bar{I}_1^2 + 2\bar{I}_2 \tag{11}$$

La théorie de plasticité classique permet alors d'exprimer la déformation plastique contractante par :

$$d\varepsilon_{ij}^c = d\lambda_c \frac{\partial Q_c}{\partial \sigma_{ij}}, F_c = 0 \text{ et } \frac{\partial F_c}{\partial \sigma} d\sigma > 0 \tag{12}$$

Le multiplicateur  $d\lambda_c$  est déterminé par la condition de consistance,  $dF_c = 0$ , [10].

### 3.4. Déformation plastique déviatorique

La déformation plastique déviatorique est due aux cisaillements des ponts entre les grains. Elle est déterminée par une loi d'écoulement non associée et une règle d'écroûissage isotrope. Ce mécanisme de déformation plastique contrôle entièrement la rupture du matériau. Nous avons utilisé le critère de rupture de LADE, proposé pour les roches et les bétons. Dans le nouveau repère celui-ci s'écrit :

$$(\bar{I}_1^3 / \bar{I}_3 - 27) (\bar{I}_1 / P_a)^m - Y_d^t = 0 \tag{13}$$

où  $\bar{I}_3$  est le troisième invariant du tenseur de contraintes,  $m$  et  $Y_d^t$  sont deux paramètres de rupture du matériau. Dans la figure 7, nous avons montré la relation

expérimentale entre  $(\bar{I}_1^3 / \bar{I}_3 - 27)$  et  $(P_a / \bar{I}_1)$  pour les contraintes à la rupture obtenues dans la série d'essais triaxiaux, ainsi que la courbe de corrélation qui permet de déterminer les valeurs des paramètres  $m$  et  $Y_d^t$ . La figure 8 montre la comparaison entre la courbe de rupture donnée par le critère (13) et les valeurs expérimentales des contraintes à la rupture, dans le plan des essais triaxiaux de révolution. Nous constatons une bonne concordance entre ces deux résultats.

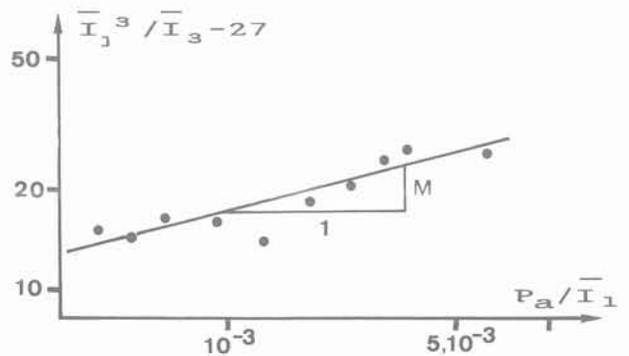


Fig. 7. — Détermination du critère de rupture.  
Fig. 7. — Determination of failure criterion.

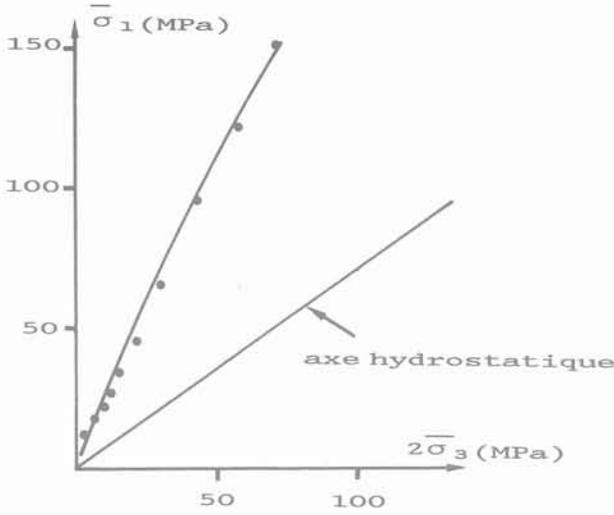


Fig. 8. — Courbe de rupture dans le plan des essais triaxiaux et vérification.  
 Fig. 8. — Failure curve in triaxial plane and verification.

Avec l'hypothèse que la surface de rupture est la position ultime de la surface de charge, nous pouvons écrire la fonction de charge déviatorique par l'expression suivante :

$$(\bar{I}_1^3/\bar{I}_3 - 27) (\bar{I}_1/P_a)^m - Y_d = 0 \quad (14)$$

où  $Y_d$  est une fonction monotone croissante de l'état d'écouissage du matériau, dont la valeur ultime est celle de  $Y_d^r$ .

La règle d'écrouissage déviatorique est définie par la

relation suivante :

$$Y_d = Y_d^0 + (Y_d^r - Y_d^0) (W_d/W_d^r)^q \quad (15)$$

où  $Y_d^0$ ,  $W_d^r$ ,  $q$  sont trois constantes dans un essai triaxial de révolution.  $W_d$  est l'énergie de déformation plastique déviatorique dont les valeurs sont déterminées à l'aide des cycles de déchargement-rechargement effectués dans les essais triaxiaux. La figure 9 montre les valeurs expérimentales de  $W_d$  en fonction de  $Y_d$  et la courbe de corrélation pour chaque pression de confinement.

$Y_d^0$  représente la limite d'élasticité initiale du matériau. Ses valeurs sont obtenues par intersection de l'axe  $Y_d$  et des courbes de corrélation de la figure 9.  $W_d^r$ , l'énergie de déformation plastique déviatorique à la rupture est déterminée de façon semblable. Le taux d'écrouissage  $q$  est calculé, pour une pression de confinement donnée, par l'équation suivante :

$$q = \text{Log} [(Y_d^r - Y_d^0)/(Y_d^{60} - Y_d^0)] / \text{Log} (W_d^r/W_d^{60}) \quad (16)$$

où

$$Y_d^{60} = Y_d^0 + 0,6(Y_d^r - Y_d^0) \quad (17)$$

Il est évident que  $Y_d^0$ ,  $W_d^r$  et  $q$  dépendent de la pression de confinement. Nous proposons alors de décrire ces variations sous la forme :

$$Y_d^0 = \lambda (\sigma_3 - P_c)/P_a, \quad Y_d^0 \geq 0 \quad (18)$$

$$W_d^r = P_1 \cdot P_a \cdot [(\sigma_3 + P_a)/P_a]^1 \quad (19)$$

$$q = \alpha \cdot [(\sigma_3 + P_a)/P_a]^\beta \quad (20)$$

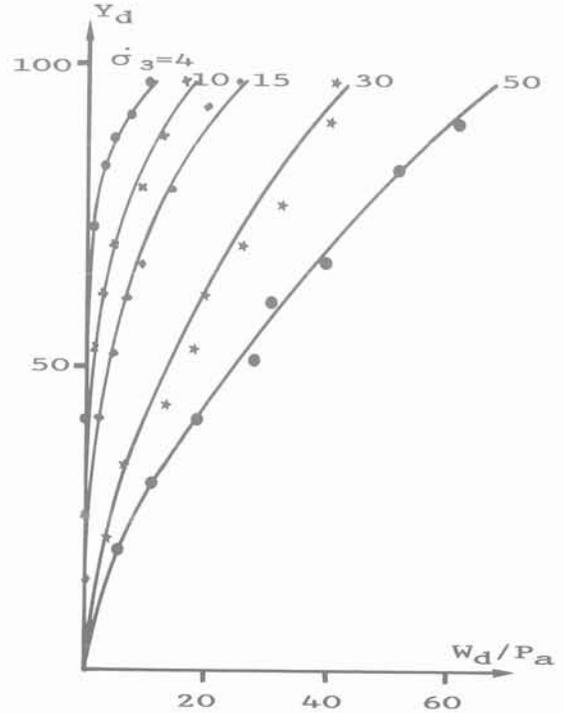
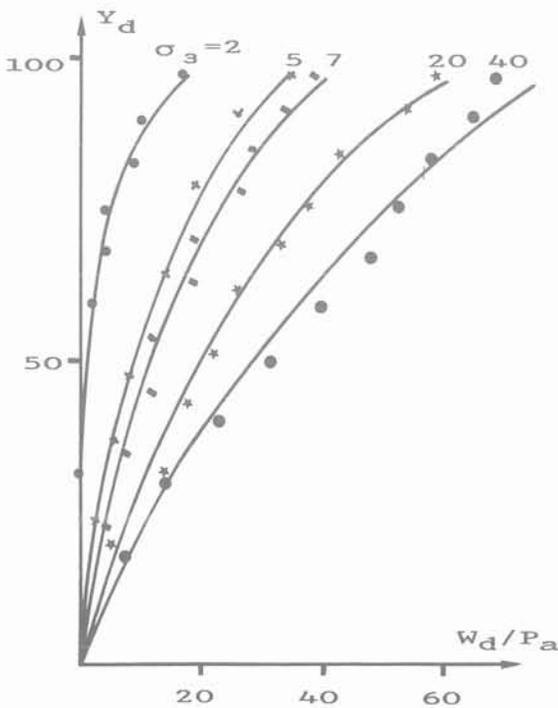


Fig. 9. — Variation de  $Y_d$  en fonction de  $W_d$ .  
 Fig. 9. — Variation of  $Y_d$  with  $W_d$ .

Dans les figures 10, 11, 12, nous présentons respectivement les valeurs de  $Y_d^o$ ,  $W_d^f$  et de  $q$ , calculées à partir des courbes de la figure 9, en fonction de la pression de confinement. Les valeurs des paramètres du matériau  $\lambda$ ,  $P_1$ ,  $l$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont ensuite déterminées par les droites de corrélation des figures 10, 11 et 12.

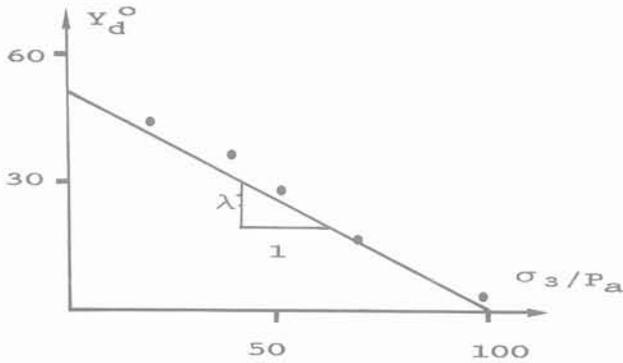


Fig. 10. — Variation de  $Y_d^o$  en fonction de  $\sigma_3$ .  
Fig. 10. — Variation of  $Y_d^o$  with  $\sigma_3$ .

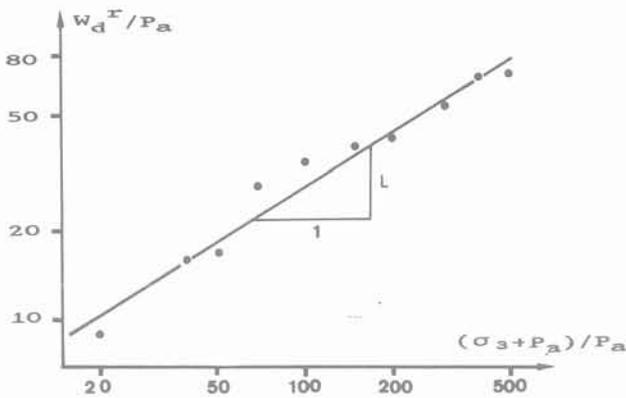


Fig. 11. — Variation de  $W_d^f$  en fonction de  $\sigma_3$ .  
Fig. 11. — Variation of  $W_d^f$  with  $\sigma_3$ .

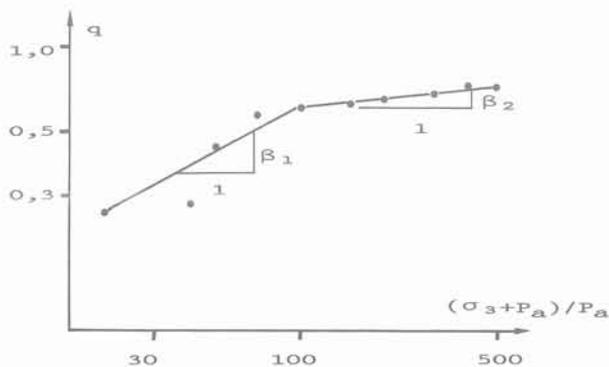


Fig. 12. — Variation de  $q$  en fonction de  $\sigma_3$ .  
Fig. 12. — Variation of  $q$  with  $\sigma_3$ .

Nous avons déjà évoqué que le comportement de la craie dans des essais à faibles pressions de confinement ( $< P_c^o$ ) est très différent de celui dans des essais à des pressions de confinement élevées ( $> P_c^o$ ). Pour restituer cette différence, nous avons proposé respectivement deux valeurs différentes pour  $\alpha$  et  $\beta$  pour les deux zones d'écroûissage délimitées par  $P_c^o$ , soit :

$$\alpha = \alpha_1, \beta = \beta_1, \sigma_3 \leq P_c^o \tag{21}$$

$$\alpha = \alpha_2, \beta = \beta_2, \sigma_3 > P_c^o$$

avec :

$$\alpha_2 = \alpha_1 \left( \frac{P_c^o + P_a}{P_a} \right)^{(\beta_1 - \beta_2)} \tag{22}$$

Après avoir effectué une étude d'influence des paramètres du potentiel plastique de LADE [5] sur la modélisation du comportement de la craie, nous proposons une simplification de celui-ci [10] sous la forme :

$$Q_d = \bar{I}_1^3 - 27 \bar{I}_3 \tag{23}$$

La déformation plastique déviatorique se calcule alors par :

$$d\epsilon_{ij}^d = d\lambda_d \frac{\partial Q_d}{\partial \sigma_{ij}} \cdot F_d = 0 \text{ et } \frac{\partial F_d}{\partial \sigma} d\sigma > 0 \tag{24}$$

Le multiplicateur  $d\lambda_d$  est déterminé par la condition de consistance,  $dF_d = 0$ , [10].

Tableau 1. — Récapitulation des paramètres du modèle pour la craie étudiée.

Table 1. — Summary of material constants for studied porous chalk.

paramètres d'élasticité	plasticité contractante	plasticité déviatorique
$E = 2000 \text{ MPa}$	$C_1 = 55528$	$m = 0,25$
$K = 1400 \text{ MPa}$	$\rho_1 = 0,565$	$Y_d^f = 97,43$
$C_0 = 7,0$	$\rho_2 = 1,22$	$\lambda = -0,51$
$A = 1,01$	$P_c^f = 32,5 \text{ MPa}$	$P_1 = 1,60$
$N_c = 0,54$	$P_c^o = 10 \text{ MPa}$	$l = 0,624$
		$\alpha_1 = 0,044$
		$\beta_1 = 0,57$
		$\beta_2 = 0,11$

**3.5. Simulation des essais de compression isotrope et triaxiale à l'aide du modèle**

Tous les paramètres du modèle ont été déterminés à partir des essais de compression isotrope et triaxiale de révolution. Pour la craie étudiée, les valeurs des paramètres sont résumées dans le tableau 1. Ces essais ont ensuite été simulés à l'aide du modèle de LADE modifié et avec les valeurs des paramètres ainsi obtenues [10]. Cette simulation permet ou non de justifier la bonne qualité de la détermination des paramètres pour décrire les aspects fondamentaux du comportement de la craie. Dans les figures 13 et 14, nous avons présenté la comparaison entre l'expérience et la simulation pour un essai de compression isotrope et les trois essais de compression triaxiale représentatifs. Nous constatons une très bonne concordance entre les deux résultats.

**4. MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DE LA CRAIE DANS DES PROBLÈMES HOMOGENES**

Deux types d'essais ont été effectués pour étudier le comportement de la craie dans des problèmes homogènes. Ce sont des essais de sollicitations proportionnelles et l'essai triaxial d'extension latérale. Ces essais ont ensuite été simulés à l'aide du modèle de LADE modifié.

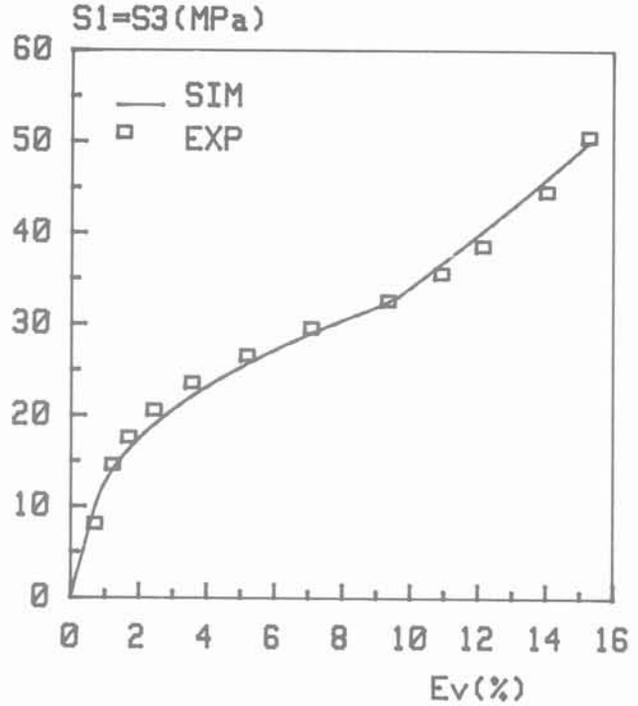


Fig. 13. — Simulation d'un essai de compression isotrope.  
Fig. 13. — Simulation of hydrostatic compression test.

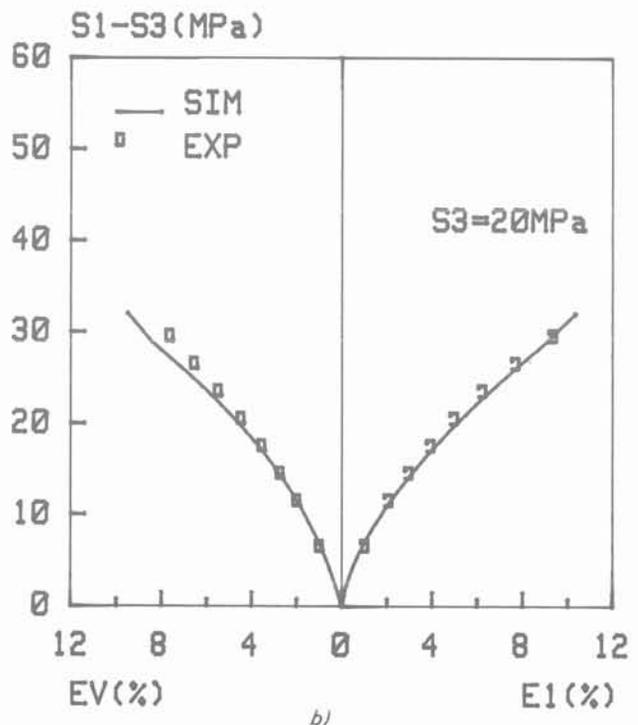
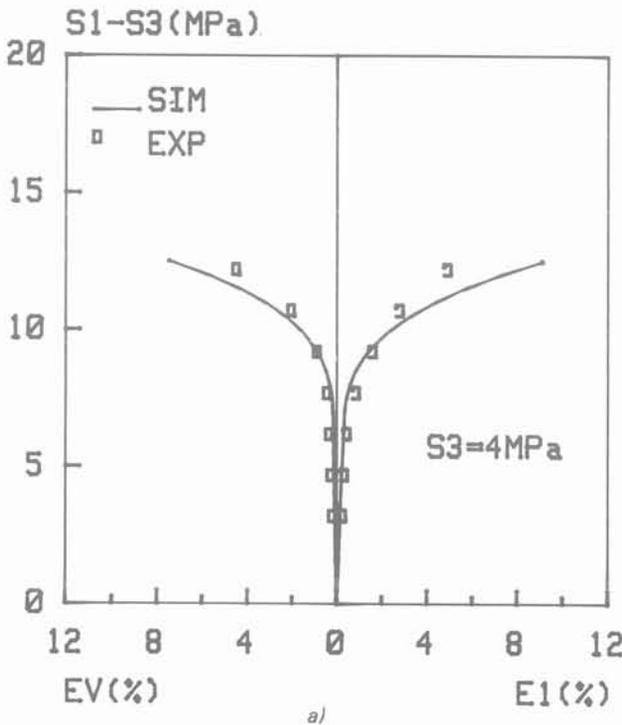
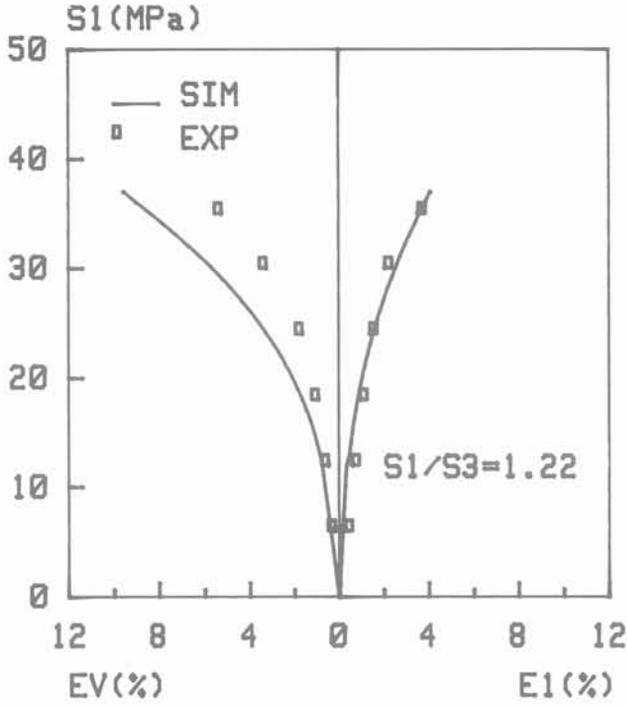
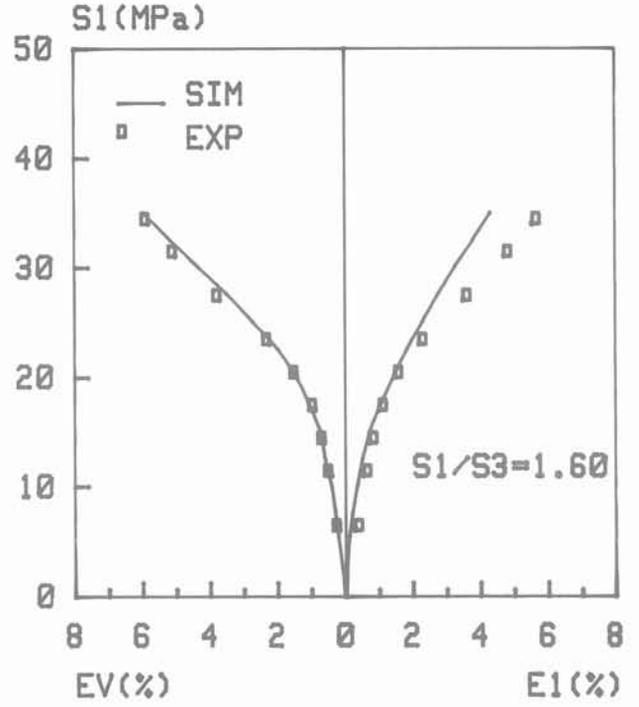


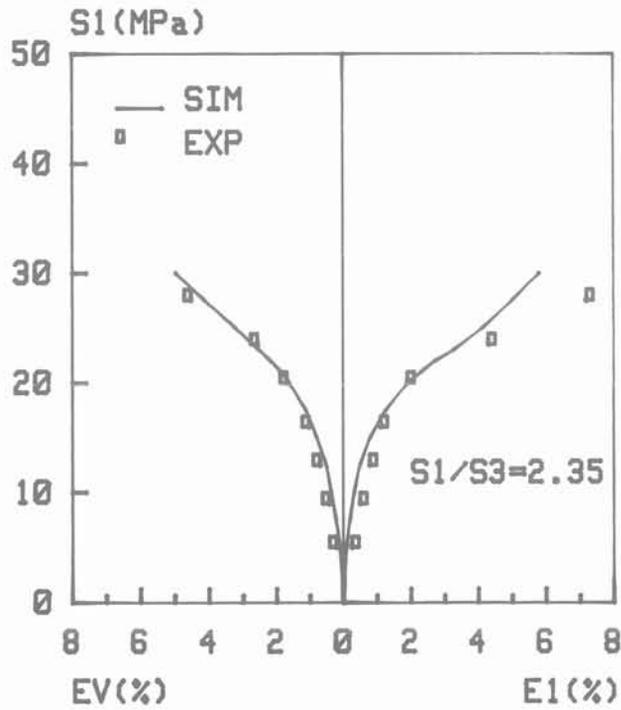
Fig. 14. — Simulation des essais triaxiaux.  
Fig. 14. — Simulation of triaxial compression tests.



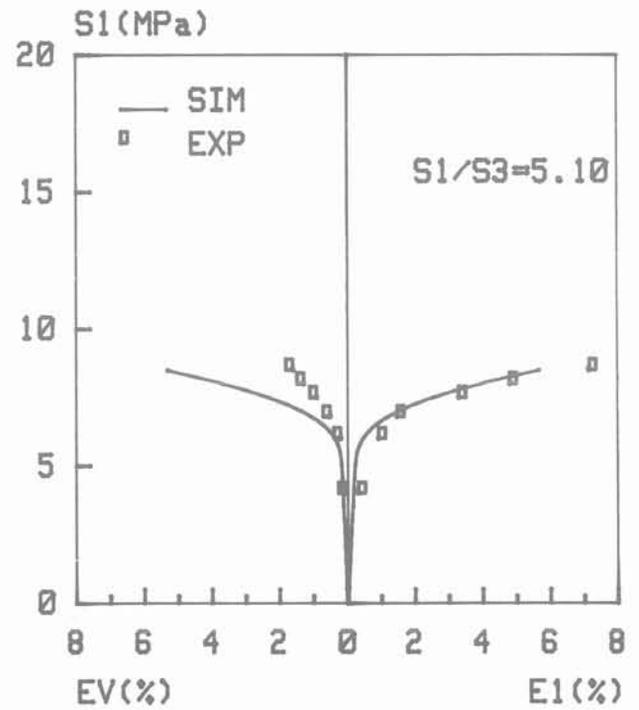
a)



b)



c)



d)

Fig. 15. — Simulation des essais de sollicitation proportionnelle.  
Fig. 15. — Simulation of proportionnal loading tests.

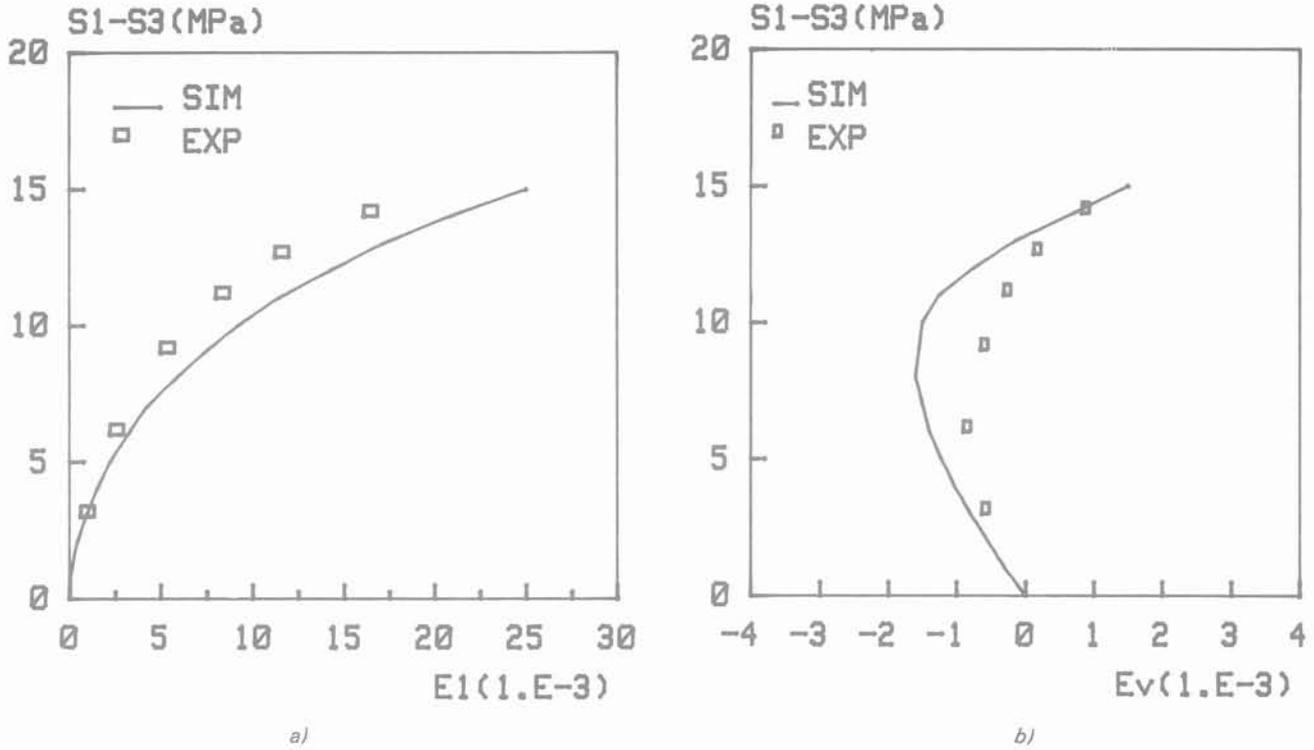


Fig. 16. — Simulation d'un essai triaxial d'extension latérale  
(a) déformation axiale,  
(b) déformation volumique.

Fig. 16. — Simulation of reduced triaxial compression test  
(a) axial strain,  
(b) volumetric strain.

#### 4.1. Essais de sollicitations proportionnelles

Il consiste à effectuer un essai triaxial de révolution particulier dans lequel on fait varier simultanément les contraintes axiale et latérale avec un rapport fixe  $k$  ( $k = \sigma_1/\sigma_3$ ). Dans la figure 15, nous avons présenté les résultats expérimentaux par les courbes de contraintes — déformations axiales ( $\sigma_1 - \varepsilon_1$ ) et de contraintes — déformations volumiques ( $\sigma_1 - \varepsilon_v$ ). Les résultats obtenus par la simulation de ces essais à l'aide du modèle élastoplastique sont présentés dans la même figure pour différentes valeurs du rapport  $k$ . D'après ces comparaisons, nous remarquons une bonne concordance entre l'expérience et la simulation numérique tant pour la déformation axiale que pour la déformation volumique. Néanmoins, il est constaté que la précision de la simulation est d'autant meilleure que le rapport  $k$  est faible.

#### 4.2. Essai triaxial d'extension latérale

Il s'agit d'un essai triaxial au cours duquel, à partir d'un état isotrope, on diminue, incrémentalement la pression de confinement en gardant la force axiale constante. Le modèle de LADE modifié a été utilisé pour simuler cet essai. Dans la figure 16, nous avons présenté les déformations axiale et volumique en fonction du déviateur de contrainte obtenues par l'expérience et les résultats de la simulation. Nous constatons une très bonne concordance entre les deux résultats pour la relation entre le déviateur de contraintes et la déformation axiale. En ce qui concerne le comportement dévia-

teur de contraintes — déformation volumique, nous avons également une cohérence satisfaisante bien qu'il existe un certain écart entre l'expérience et la simulation dans la phase de dilatance.

### 5. MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DE LA CRAIE DANS DES PROBLÈMES AUX LIMITES TYPES

Les essais sur cylindres creux ont été choisis pour étudier le comportement de la craie dans des problèmes aux limites types. Les cotes géométriques des cylindres creux testés étaient les suivants : diamètre extérieur : 110 mm, diamètre intérieur : 40 mm, hauteur : 120 mm.

Les éprouvettes ont été très soigneusement usinées. Un système de mise en place des éprouvettes cylindriques dans la cellule a spécialement été conçu [10] qui permet de faire varier indépendamment la pression extérieure ( $P_e$ ), la pression intérieure ( $P_i$ ) et la force axiale ( $F_a$ ).

Afin de simuler ces essais avec le modèle de LADE modifié, ce dernier a été introduit dans un programme de calcul par éléments finis [10].

Deux types d'essais sur cylindres creux ont été effectués ; l'essai en pression extérieure contrôlée et l'essai en force axiale contrôlée.

5.1. Essai en pression extérieure contrôlée

Dans cet essai, le cylindre est d'abord soumis à un état de contrainte isotrope dans la zone élastique ( $P_e = P_i < P_c$ ). On augmente ensuite les pressions extérieure et intérieure alternativement. Le piston de la presse n'est pas en contact avec l'embase supérieure du cylindre creux. La figure 17 donne la variation de volume en fonction de la force appliquée sur la face supérieure du cylindre creux. Dans la même figure sont présentés les résultats de la simulation numérique par éléments finis. Le modèle permet encore de prédire correctement le comportement de la craie.

5.2. Essai en force axiale contrôlée

A partir d'un essai isotrope, on accroît la pression extérieure jusqu'à une certaine valeur. On applique ensuite la force axiale par la presse asservie, en gardant les deux pressions constantes. La figure 18 présente le déplacement axial et la variation de volume en fonction de la force appliquée sur la face supérieure du cylindre creux, obtenus par l'expérience et la simulation à l'aide du programme en éléments finis. La comparaison entre les deux résultats nous permet de constater que le modèle proposé rend très bien compte de la relation entre la variation de volume et la force appliquée. Cependant, il existe un écart assez important entre l'expérience et la simulation pour la relation entre le déplacement axial et la force appliquée.

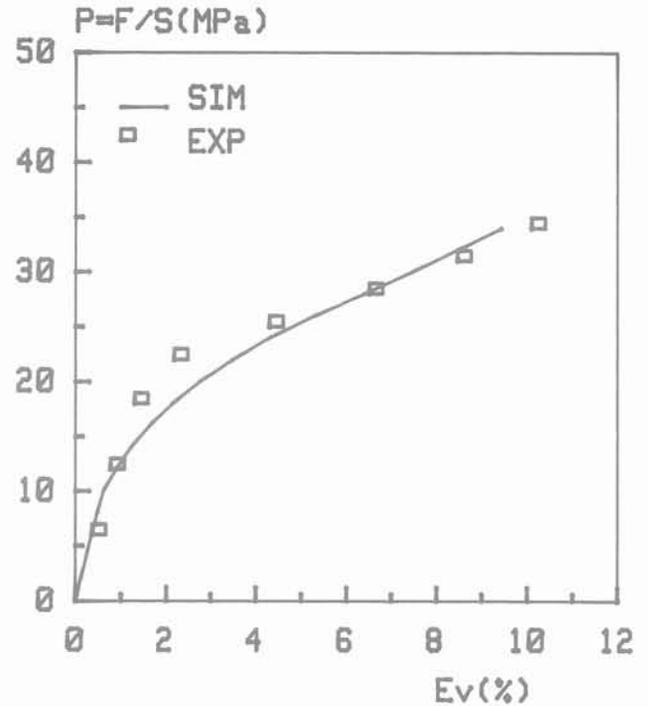
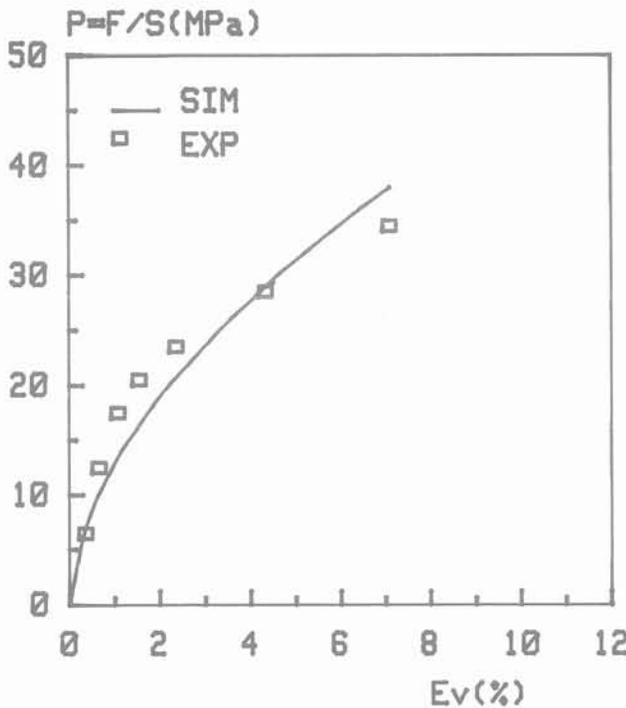
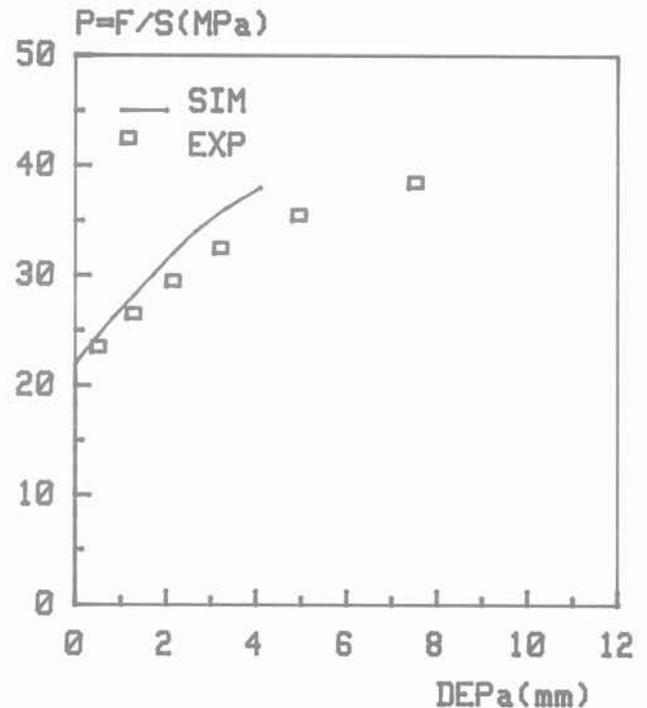


Fig. 17. — Simulation d'un essai sur cylindre creux à pression extérieure contrôlée.

Fig. 17. — Simulation of hollow cylinder test with exterior pressure control.



a)



b)

Fig. 18. — Simulation d'un essai sur cylindre creux à force axiale contrôlée (a) déformation volumique, (b) déplacement axial.

Fig. 18. — Simulation of hollow cylinder test with axial loading control. (a) volumetric strain, (b) axial displacement.

## 6. CONCLUSION

Des essais isotropes et triaxiaux en compression effectués sur la craie blanche montrent que le comportement de cette roche poreuse dépend fortement de la pression hydrostatique. Elle présente un comportement intermédiaire entre une roche et un sol, avec une destruction progressive de la structure microporeuse.

Le modèle élastoplastique à deux surfaces de LADE est adapté pour modéliser le comportement de la craie. Tous les paramètres introduits dans le modèle sont déterminés à partir des essais simples : un essai de compression isotrope et des essais triaxiaux en compression. Les modifications apportées au modèle sont justifiées à partir des résultats expérimentaux. Le modèle modifié est introduit dans un programme de calcul par éléments finis.

Des essais de sollicitations proportionnelles et d'extension latérale sont effectués pour tester la validité du modèle proposé pour des problèmes homogènes, et des essais sur cylindres creux pour des champs de contraintes non uniformes. Les bonnes concordances globales entre l'expérience et la simulation numérique permettent de montrer que le modèle proposé prédit correctement le comportement de la craie sous ces types de sollicitations. Néanmoins, d'autres essais de validation du modèle restent à effectuer.

L'intérêt essentiel de la présente modélisation est sa capacité à pouvoir prédire le comportement de la craie dans une gamme de sollicitations. Ceci est nécessaire pour résoudre des problèmes pétroliers à grandes profondeurs (forages profonds et subsidences induites). Mais il est constaté que le nombre de paramètres utilisés dans le modèle est assez élevé. Des simplifications de la formulation du modèle seront donc nécessaires pour ses applications industrielles. En outre, l'introduction des lois d'érouissage anisotropes et de la viscosité dans le modèle pour prédire le comportement de la craie sous chargements cycliques devra faire l'objet de recherches ultérieures. Enfin, l'utilisation de la plus petite contrainte principale,  $\sigma_3$ , dans la formulation du modèle nécessite aussi des améliorations ultérieures [11].

## REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient la Société Nationale Elf Aquitaine pour l'aide apportée à cette étude, et tout particulièrement MM. MAURY et GUENOT pour l'attention et les nombreuses discussions qui ont permis que ce travail aboutisse.

## BIBLIOGRAPHIE

- CHEATHAM J.P. Jr., ALLEN M.B., CELLE C.C. (1984), *Kinematic hardening of a Porous limestone*, *Rocks mechanics and Rock Engineering*, vol. 17, pp. 233-242.
- ELLIOTT G.M., BROWN E.T. (1985), *Yield of a soft high porosity rock*, *Géotechnique* 35, n° 4, pp. 413-423.
- ELLIOTT G.M., BROWN E.T. (1986), *Further development of a plasticity Approach to yield in Porous Rock*, *I.J.R.M.M.S.*, vol. 23, n° 2, pp. 151-156.
- GEROGIANNOPOULOS N.G., BROWN E.T. (1978), *The critical state concept applied to rock*, *I.J.R.M.M.S.*, vol. 17, pp. 225-229.
- LADE P.V. (1977), *Elastoplastic stress-strain theory for cohesionless soil with curved yield surfaces*, *J. Eng. Mech. Div. A.S.C.E.*, vol. 104, n° EM5, pp. 850-863.
- LADE P.V. (1984), *Modelling rock strength in three dimension*, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, vol. 21, n° 1, pp. 21-33.
- MILLER T.W., CHEATHAM J.B. Jr. (1972), *A new yield condition and hardening rule for rocks*, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci.*, vol. 9, pp. 453-474.
- MAURY V. (1987), *Geomechanical approach of oil and gas production. Main problems, first results*, 4th international congress of rock mechanics, Montréal, Canada, September.
- SHAO J.F., HENRY J.P. (1987), *Behaviour and modelisation of porous chalk under confining pressure of up to 50 MPa*, Second international conference and short course on constitutive laws for engineering materials, janvier, Tucson, U.S.A., pp. 457-465.
- SHAO J.F. (1987), *Etude du comportement d'une craie blanche très poreuse et modélisation*, Thèse de Doctorat, Lille I, 15 septembre 1987.
- SHAO J.F., HENRY J.P., GUENOT A. (1988), *An adapted constitutive model for soft porous rocks (chalk)*, proposé pour 29th U.S. Symposium of Rock Mechanics.

# interprétation des mesures d'auscultation hydraulique de trois digues en terre par un modèle d'écoulement en milieu poreux

## evaluation of the hydraulic monitoring measurements of three earth dams by a flow model in porous medium

François GOUSSE\*

Division mécanique des sols et génie civil, C.E.M.A.G.R.E.F.

### Résumé

Trois digues en terre en service possédant un important système d'auscultation hydraulique ont été étudiées par un modèle 2D d'écoulement en milieu poreux en régime transitoire. A partir du niveau maximal de la retenue, un cycle au moins de vidange partielle — remplissage a été simulé permettant de confronter les mesures expérimentales aux valeurs théoriques du modèle sur une période représentative des conditions de niveau d'eau dans la retenue.

Malgré quelques incohérences d'ensemble dans les mesures, plusieurs enseignements sont à retenir de ce type de modélisation :

— Il est possible de recalculer les paramètres de perméabilité des remblais et de confronter les valeurs obtenues à celles prévues au projet. A cet égard, l'étude du régime transitoire est beaucoup plus instructive que la seule modélisation du régime permanent.

— Les paramètres du milieu non saturé n'ont pas une influence prépondérante sur la modélisation en régime transitoire et sur l'interprétation des mesures d'auscultation dans le corps du remblai.

— En matière d'auscultation hydraulique d'ouvrages en remblai de petite et moyenne importance, un modèle déterministe d'écoulement en régime transitoire apparaît très prometteur si des progrès sont réalisés dans trois domaines :

- modélisation 3D en régime transitoire avec temps calcul réduits,
- meilleures connaissances des paramètres hydrauliques des sols,
- fiabilité accrue des systèmes d'auscultation sur les barrages.

La qualité de la surveillance de l'ouvrage en service pourrait en être grandement améliorée conduisant à une sécurité renforcée.

### Abstract

*Three in actual service earth dams with a huge hydraulic monitoring system have been studied with a 2D transient hydraulic model of porous medium. From the maximum water level of the lake, at least one cycle of partial withdrawal-storage has been simulated and it has been possible to compare experimental values to theoretical values of the model along a representative period of time for the water level of the lake.*

*Instead of some global discrepancies in the measures, several lessons are to be pointed out :*

*— it is possible to adjust permeability parameters of the embankments and to compare these values to those of the project. With this in mind, the transient model is far more instructive than the only steady state model.*

*— the parameters of the unsaturated zone have not a leading influence on the transient modelisation nor on the interpretation of the monitoring measures inside the embankment.*

*— in the purpose of hydraulic monitoring of small to medium size embankment, a deterministic transient seepage model seems full of promise if progress are made on these three topics :*

- 3D transient modelisation with lowest computer time,
- better knowledge of the hydraulic parameters of the soils,
- better reliability of the monitoring systems of dams.

*Surveillance of works quality could be quite improved for a reinforced security.*

## 1. INTRODUCTION

Dans un but d'auscultation, les barrages en terre sont en général équipés d'appareils de mesures hydrauliques : pressions interstitielles, débits de percolation à travers le remblai et les fondations. L'interprétation de ces mesures au moyen d'un modèle d'écoulement en milieu poreux doit permettre en principe de préciser les paramètres réels de perméabilité et d'améliorer ainsi la connaissance du comportement hydraulique des matériaux de remblai et des fondations.

Trois digues en terre d'une hauteur d'environ 25 m ont été modélisées en éléments finis à deux dimensions, en régimes permanent et transitoire avec un programme qui prend en compte l'écoulement dans la zone saturée et dans la zone non saturée. Les perméabilités à saturation, calées dans un premier temps sur les valeurs données au projet, sont ensuite modifiées pour s'adapter au mieux aux mesures hydrauliques sur les ouvrages. L'écart entre les valeurs du projet et les valeurs reconstituées est ainsi évalué et discuté. En particulier, la question du rapport d'anisotropie de perméabilité dans un massif compacté est évoquée.

Enfin des commentaires sont faits sur la cohérence d'ensemble des mesures sur les ouvrages au vu des résultats de calage du modèle : influence de la troisième dimension, hétérogénéité de perméabilité, influence de la pluie, problème des piézomètres à tube ouvert, anomalies diverses.

## 2. MODÈLE UTILISÉ

### 2.1. Modèle mathématique

Pour modéliser les écoulements en milieu poreux avec surface libre, FREEZE (1971) a montré la nécessité de prendre en compte la zone non saturée. Il indique en effet que, même en régime permanent, la ligne de saturation n'est pas une ligne de courant alors que cette hypothèse est nécessaire dans les modèles qui ne considèrent que la zone saturée. Il en résulte une différence notable sur la position de la surface libre. Selon lui, cette différence est la plus importante dans les barrages de petite taille, dans les barrages à noyau ou dans les barrages homogènes avec drain aval.

Par ailleurs, HUMBERT (1984) a indiqué les limites des modèles d'écoulement en milieux poreux avec surface libre qui ne prennent pas en compte la zone non saturée, difficultés liées à la nécessité de déformation du maillage sous la surface libre.

En conséquence, le modèle choisi modélise les écoulements à la fois dans la zone saturée et dans la zone non saturée ; l'équation générale de l'écoulement en milieu poreux non saturé s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [\rho K_{ij}^s K_r(p) \frac{\partial h}{\partial x_j}] = \rho n S (c_1 + c_w + c_f) \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{avec } c_1 = \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial p} \quad c_w = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} \quad c_f = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial p}$$

où  $\rho$  : masse volumique de l'eau  
 $K_r(p)$  : perméabilité relative  
 $K_{ij}^s$  : tenseur de perméabilité à saturation  
 $h$  : charge hydraulique  
 $p$  : pression interstitielle généralisée  
 $(h = z + \frac{p}{\rho g})$   
 $n$  : porosité  
 $S$  : degré de saturation  
 $\theta$  : teneur en eau volumique ( $\theta = nS$ )

D'après NEUMAN (1973) et NARASIMHAN et al. (1977), l'équation (1) suppose les hypothèses suivantes :

- i) —  $\rho, n, S$ , ne dépendent que de  $p$ ,
- ii) — les variations géométriques dues au mouvement du squelette du milieu poreux sont suffisamment petites pour pouvoir passer de la forme intégrale de l'équation de conservation à la forme différentielle.

Dans la zone non saturée on suppose en général :

- iii) —  $c_w \ll c_1$

$$\text{iv) — } c_f \ll c_1 \text{ d'où } \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{\partial (nS)}{\partial p} = \theta c_1$$

ce qui veut dire que l'on néglige la compressibilité de l'eau et celle des grains solides et du milieu poreux devant le terme dépendant de la présence d'une zone non saturée.

Par contre dans la zone saturée  $c_1 = 0$  ; on suppose alors :

- v)  $c_w \ll c_f$

D'où les deux équations :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [K_{ij}^s K_r(p) \frac{\partial h}{\partial x_j}] = \frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} \quad \text{zone non saturée} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [K_{ij}^s K_r(p) \frac{\partial h}{\partial x_j}] = \theta c_f \frac{\partial p}{\partial t} \quad \text{zone saturée} \quad (3)$$

Les conditions aux limites sont classiques ; aucune condition n'est requise sur la surface libre puisque le modèle schématise la zone non saturée. La surface libre est simplement définie par l'isopression  $p = 0$ .

### 2.2. Programme de calcul utilisé

Le programme de calcul principal utilisé, nommé N.S.A.T., est issu du système des petits programmes rapides (P.P.R.) du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (L.C.P.C.). Il est décrit de manière détaillée dans HUMBERT (1984). Le programme modélise les écoulements en deux dimensions dans les milieux saturés et non saturés avec la technique du maillage fixe.

L'équation résolue par N.S.A.T. s'écrit, avec les mêmes notations que précédemment :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [K_{ij}^s K_r(p) \frac{\partial h}{\partial x_j}] = [c + c_1 \theta(p)] \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4)$$

avec  $c$  : coefficient fixé à  $1,02 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$  introduit pour permettre une convergence plus facile de l'algorithme de calcul.

Les coefficients non linéaires  $\theta(p)$  et  $K_r(p)$  sont introduits sous forme de fonctions analytiques à deux paramètres :

$$f_{\alpha, \beta}(p) = \frac{\alpha}{\alpha + |\lambda p|^\beta}$$

( $\alpha > 0$  ;  $\beta > 0$  ;  $\lambda = 10,197$  si  $p$  est en kPa)

si  $p < 0$   $K_r(p) = f_{\alpha, \beta}(p)$   
 $\theta(p) = \theta_s f_{\lambda, \delta}(p)$

si  $p > 0$   $K_r(p) = 1$   
 $\theta(p) = \theta_s$

Ces fonctions, monotones croissantes de 0 à 1 pour  $p$  variant de  $-\infty$  à 0, conviennent bien pour représenter les variations soit de  $\theta$  soit de  $K$  en fonction de la succion. Elles sont proches notamment des formules données par VAN GENUCHTEN (1980), tout au moins dans le cas où la teneur en eau résiduelle à succion infinie est nulle.

L'hystérèse des courbes  $K(p)$  et  $\theta(p)$  liée à un comportement différent entre séchage et humidification n'est pas prise en compte.

Les conditions aux limites pour les zones de suintement sont délicates ; en effet la position des points de ruissellement est inconnue et il est nécessaire de la déterminer par itérations. Au-dessus du point de ruissellement, on a une condition de flux nul ; au-dessous une condition de pression nulle (ou  $h = z$ ).

A la première itération, on impose la condition de flux nul sur tous les points de la surface de suintement.

A l'itération  $i + 1$  :

— pour les points à condition de flux nul à l'itération  $i$  :

- si  $h > z$ , on imposera  $h = z$  ;
- si  $h \leq z$ , on maintiendra la condition de flux nul ;

— pour les points à condition  $h = z$  à l'itération  $i$  :

- si le flux est entrant, on imposera la condition de flux nul ;
- si le flux est sortant, on maintiendra la condition  $h = z$ .

Un second programme en deux dimensions FLOT, issu du L.C.P.C., a aussi été utilisé en régime permanent pour le barrage de St-Pierre-Manzo. Il utilise la technique de déformation du maillage et ne modélise pas le milieu non saturé. Il a donné des écarts de moins de 5 cm pour les valeurs des pressions dans le noyau avec le programme N.S.A.T.

**2.3. Ordres de grandeur de  $c$ ,  $c_1$ ,  $c_w$ ,  $c_f$**

Comme indiqué dans NARASIMHAN et al. (1977), la compressibilité  $c_f$  peut s'exprimer en fonction des paramètres œdométriques sous réserve des deux hypothèses suivantes :

— les contraintes totales sont fixes au cours du temps ; les déformations du squelette, liées aux variations de contraintes effectives résultent directement des variations de pression. En milieu saturé, on a même  $\Delta \sigma' = - \Delta p$  ;

— comme dans l'essai œdométrique, les déformations dans les directions des contraintes mineures et moyennes sont négligeables par rapport aux déformations dans la direction de la contrainte majeure.

COSTET et SANGLERAT (1981) indiquent les valeurs usuelles des modules de déformation œdométrique :

$$E' = - \Delta \sigma / (\Delta h/h) : 2 \text{ à } 300 \text{ MPa}$$

Un calcul simple conduit à  $c_f = \frac{1 - n}{n} \frac{1}{E'}$

d'où  $c_f = 5 \cdot 10^{-7}$  à  $5 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$

Par ailleurs, COSTET et SANGLERAT (1981) donnent les valeurs approximatives des compressibilités volumétriques des grains, de l'eau et du squelette du sol, respectivement :

$$\frac{1}{100\,000}, \frac{1}{22\,000}, \frac{1}{100} \text{ à } \frac{1}{1\,000} \text{ pour une charge de } 0,1 \text{ MPa ; d'où } c_w = 4,545 \cdot 10^{-10} \text{ Pa}^{-1} ; c_f = 10^{-7} \text{ à } 10^{-8} \text{ Pa}^{-1}$$

Les valeurs de  $c_1$  ont été calculées à partir des paramètres  $\gamma$  et  $\delta$  choisis pour les trois exemples traités. Elles sont toujours supérieures à  $10^{-6} \text{ Pa}^{-1}$  quel que soit  $|p|$  entre 0,1 et 100 kPa.

Par conséquent, les hypothèses iii), iv) et v) sont vérifiées.

De plus  $c \ll c_f \theta(p)$  tant que la teneur en eau  $\theta$  ne devient pas très faible.

En comparant les équations (3) et (4) dans le cas du milieu saturé, on s'aperçoit que le terme  $c$  correspond à une faible compressibilité du squelette solide.

Il faut noter toutefois que la valeur de  $c$  n'a de signification dans une équation du type

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [K(p) \frac{\partial h}{\partial x_j}] = c \frac{\partial p}{\partial t}$$

que relativement à la valeur de  $K(p)$  ; l'emmagasinement représenté par  $c$  ne devient sensible que si  $K(p)$  est suffisamment faible pour qu'apparaissent effectivement les phénomènes transitoires de retards à la propagation des pressions qui y sont liés.

$c$	$c_w$	$c_f$	$c_1$
$1,02 \cdot 10^{-9}$	$4,545 \cdot 10^{-10}$	$10^{-7}$ à $10^{-8}$	$> 10^{-6}$

Valeurs des coefficients  $c$ ,  $c_w$ ,  $c_f$ ,  $c_1$  en  $\text{Pa}^{-1}$

### 3. BARRAGE DU PUY-TERRIER (Deux-Sèvres)

#### 3.1. Description

Le barrage est constitué d'un remblai homogène de pente amont 3/1 avec drain incliné prolongé par un tapis drainant horizontal au contact de la fondation granitique. Le remblai a été réalisé avec les matériaux d'altération du granit sur une hauteur maximale de 23 m au-dessus des fondations. Le barrage a été doté d'un dispositif d'auscultation intensif ; un profil en travers particulièrement instrumenté de cellules de pression interstitielle et de piézomètres (fig. 1) a été choisi pour la modélisation. Les drains et le remblai situé en aval supposés ne pas être en charge, ont été exclus du modèle. Des piézomètres de contrôle indiquent en effet une pression d'eau faible à cet endroit, permettant d'ailleurs de caler les piézomètres en aval du modèle.

Dans les fondations granitiques, trois niveaux de perméabilité différente ont été reconnus au projet au-dessus d'un niveau imperméable profond situé à 45 m. Les 2 premiers niveaux ont été injectés.

#### 3.2. Paramètres des matériaux

Les perméabilités à saturation ont été choisies conformément au projet : mesures de perméabilité de laboratoire pour le remblai, essais Lugeon pour les fondations. Pour les zones injectées, des facteurs de réduction de la perméabilité de 20 (zone injectée supérieure) et de 7 ont été choisis pour différencier deux types d'injection (fig. 1).

Pour les paramètres du milieu non saturé, seuls sont pris en compte effectivement dans le modèle ceux du remblai, les fondations restant toujours saturées.

Comme aucune mesure de ces paramètres n'a été réa-

lisée au projet, une plage de paramètres possibles a été déterminée par comparaison avec des courbes proposées dans [1], [4], [5], [8], [11], [16], [20], [21], [22], [23], [24]. Ont été retenues les courbes qui correspondent aux sols les plus proches de celui du remblai.

BOUWER (1964) a indiqué quelques propriétés générales des courbes  $K_r(p)$  dont il a aussi été tenu compte pour le choix des paramètres :

- pour un sol uniforme la pente de  $K_r(p)$  est abrupte ;
- pour les sols les plus fins la réduction de  $K_r(p)$  commence à des valeurs de  $|p|$  de plus en plus fortes ;
- pour les valeurs de  $p$  inférieures à  $-10$  KPa l'ordre des perméabilités est inversé

$$K_{\text{sable}} < K_{\text{limon}} < K_{\text{argile}}$$

par rapport à l'ordre normal à saturation.

Le tableau suivant indique les valeurs des paramètres  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \theta_s$  des courbes

$$K_r(p) = \frac{\alpha}{\alpha + |\lambda p|^\beta} \quad \lambda = 10,197 \quad p \text{ en Kpa}$$

$$\text{et } \theta(p) = \theta_s \frac{\gamma}{\gamma + |\lambda p|^\delta}$$

retenues pour le remblai.

n° identification	$\alpha$	$\beta$	n° identification	$\gamma$	$\delta$	$\theta_s$
K1	$10^{3,6}$	4	W1	$10^{2,55}$	1,1	0,28
K2	$10^{3,2}$	2	W2	$10^{3,45}$	1,1	0,28
K3	$10^{1,5}$	2	W4	$10^{1,4}$	1,1	0,28
K4	$10^5$	2	W7	$10^5$	2	0,28
K5	$10^7$	4	W8	$10^3$	2	0,28
K6	$10^{10}$	4				

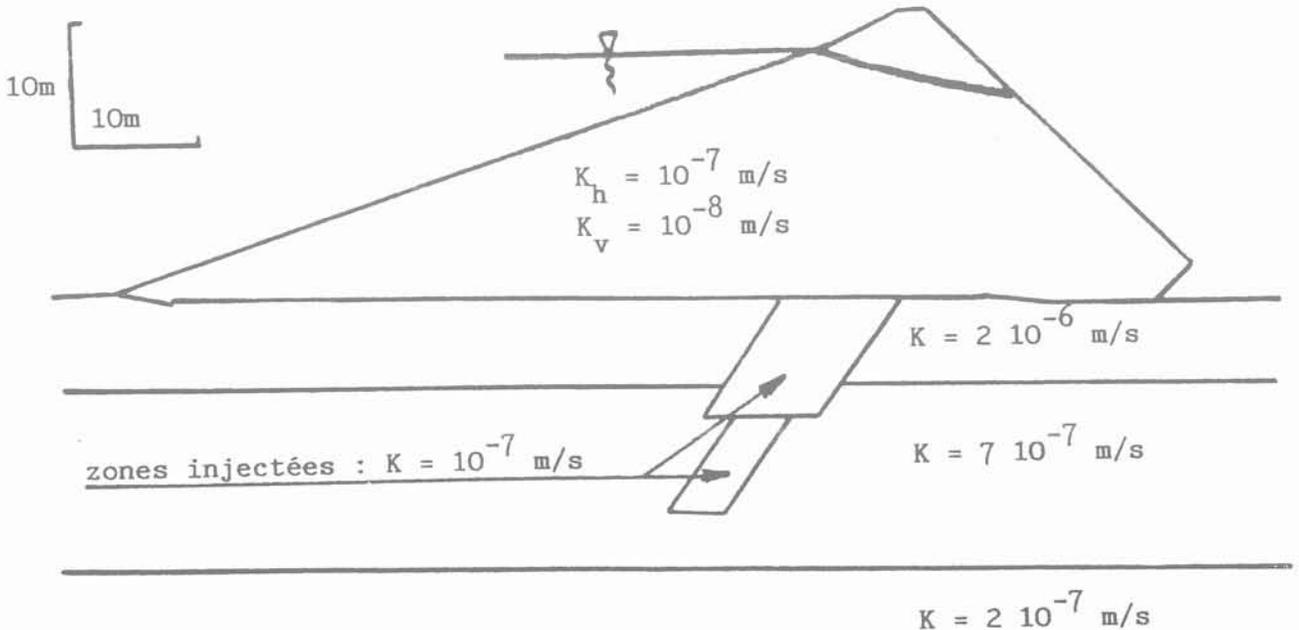


Fig. 1. — Barrage du Puy-Terrier. Profil en travers modélisé et perméabilités à saturation du projet.  
Fig. 1. — Puy-Terrier Dam. Modelised cross-section and saturated permeability of the project.

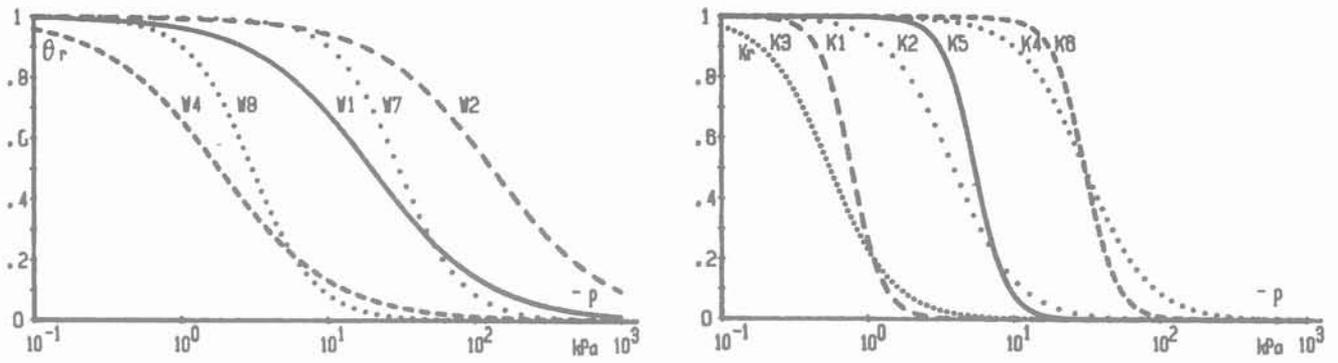


Fig. 2. — Perméabilité relative  $K_r(p)$  et teneur en eau volumique relative  $\theta_r(p)$ .  
 Fig. 2. — Relative permeability  $K_r(p)$  and relative volumetric moisture content  $\theta_r(p)$ .

La figure 2 donne la forme des courbes  $K_r(p)$  et  $\theta_r(p)$  correspondantes.

**3.3. Mesures d'auscultation dans le profil modélisé**

La période modélisée couvre une année qui correspond à un cycle de vidange partielle, remplissage de la retenue. L'évolution des mesures sur cette période est donnée en figure 3. Le régime permanent de l'écoulement n'est pas encore atteint en début du modèle comme on peut le constater aux cellules C1-C2-C3 du remblai. Le modèle par contre suppose le régime permanent établi à l'instant initial ; on ne s'attachera pas à comparer mesures et valeurs calculées au début de la période de modélisation.

Toutefois, les valeurs mesurées à l'instant initial présentent une bonne cohérence d'ensemble puisqu'il est possible d'esquisser un réseau d'équipotentiels régulier à partir de ces valeurs (fig. 4).

Enfin, on constate une anomalie pour la cellule C8 qui présente une évolution peu cohérente avec celle des cellules C9 et C10 situées plus en aval dans la fondation : son amplitude de variation est plus faible et son déphasage avec le plan d'eau plus fort.

**3.4. Résultats de la modélisation**

**3.4.1. Influence du rapport d'anisotropie de perméabilité dans le remblai**

La figure 5 indique l'influence du facteur  $R = K_H/K_V$  dans le remblai. La valeur de  $R = 10$  doit être retenue. Les cellules situées en aval dans le remblai sont les plus intéressantes pour caler le rapport d'anisotropie.

**3.4.2. Influence de la perméabilité à saturation à rapport d'anisotropie fixé**

La figure 6 montre que la perméabilité à saturation  $K_H$  du remblai à  $R = K_H/K_V$  fixé, a une grande influence sur les valeurs de pression dans le remblai. Avec la diminution de  $K_H$  l'amplitude des variations de pression diminue et le déphasage avec le plan d'eau augmente. En conséquence, le modèle en régime transitoire permet de préciser la valeur de la perméabilité à saturation. On constate qu'elle se situe autour de  $10^{-8}$  m/s alors qu'elle était prévue de  $10^{-7}$  m/s au projet.

**3.4.3. Paramètres du milieu non saturé**

Les différentes courbes de perméabilité relative testées n'apportent aucune modification dans les valeurs des pressions calculées aux points auscultés du remblai.

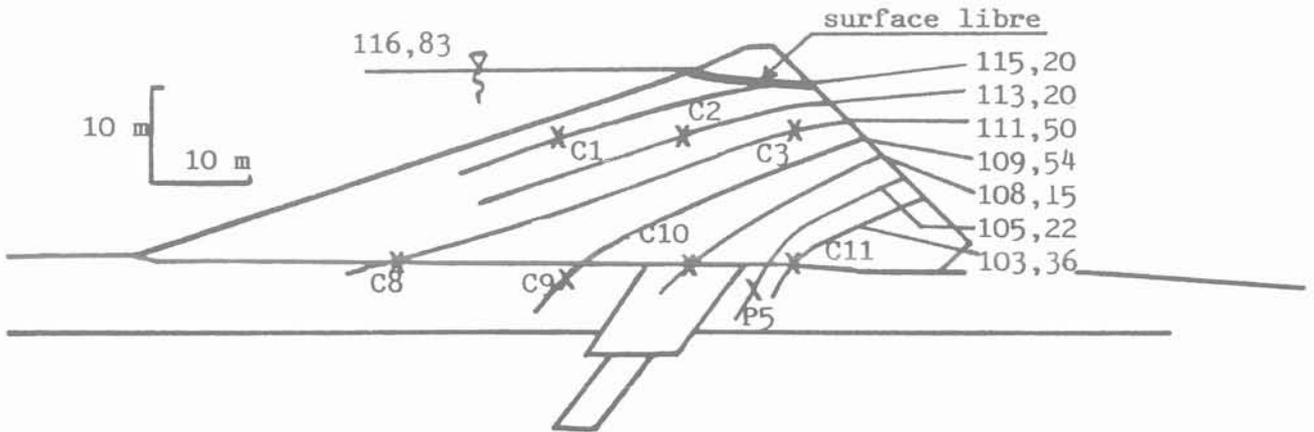


Fig. 4. — Esquisse de tracé d'un réseau d'équipotentiels à partir des valeurs mesurées.  
 Fig. 4. — Rough drawing of the equipotential network from the measures.

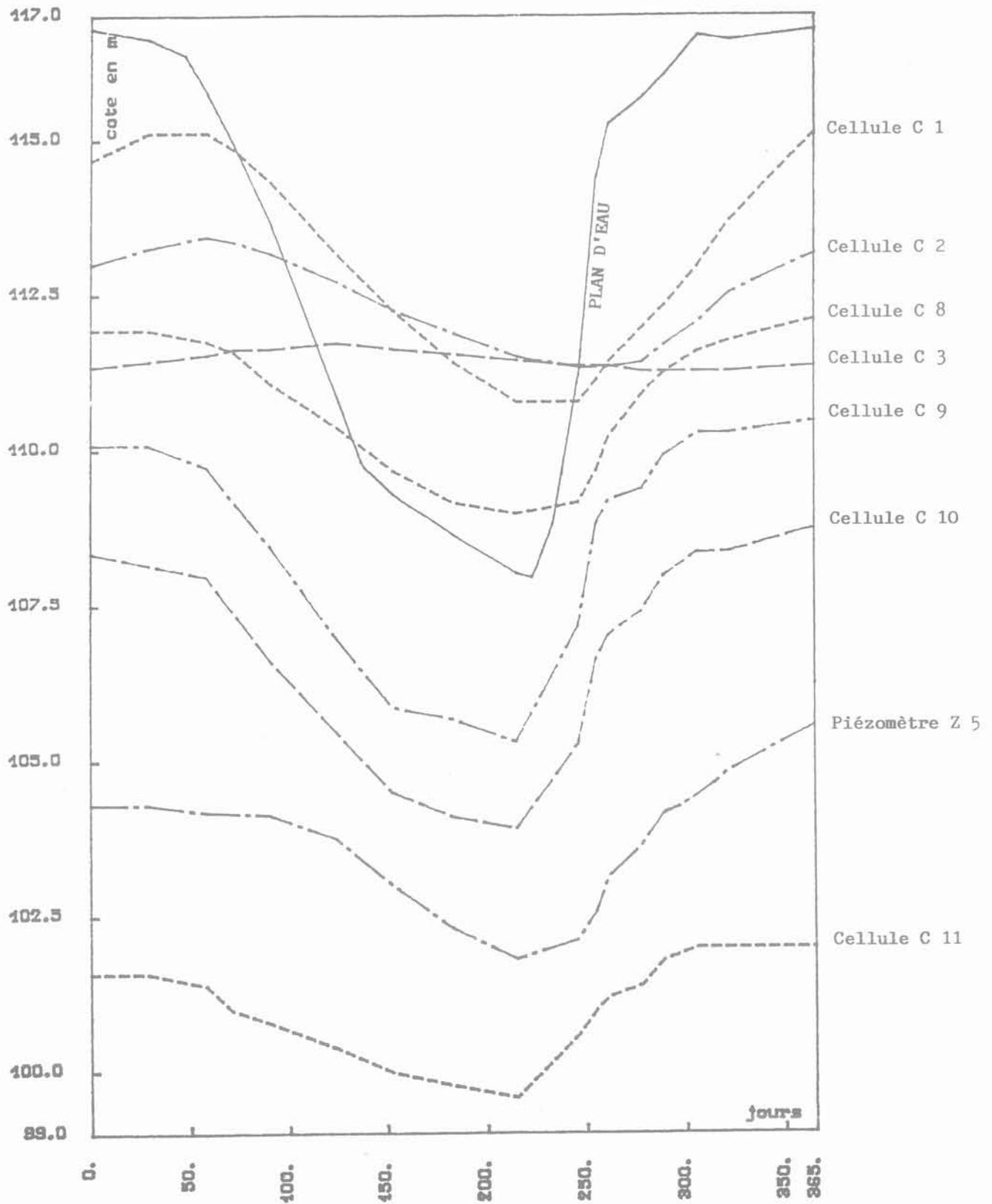


Fig. 3. — Barrage du Puy-Terrier. Évolution du plan d'eau et des mesures sur la période de modélisation.

Fig. 3. — Puy-Terrier Dam. Variations of the lake and of the measures during the modelisation spell.

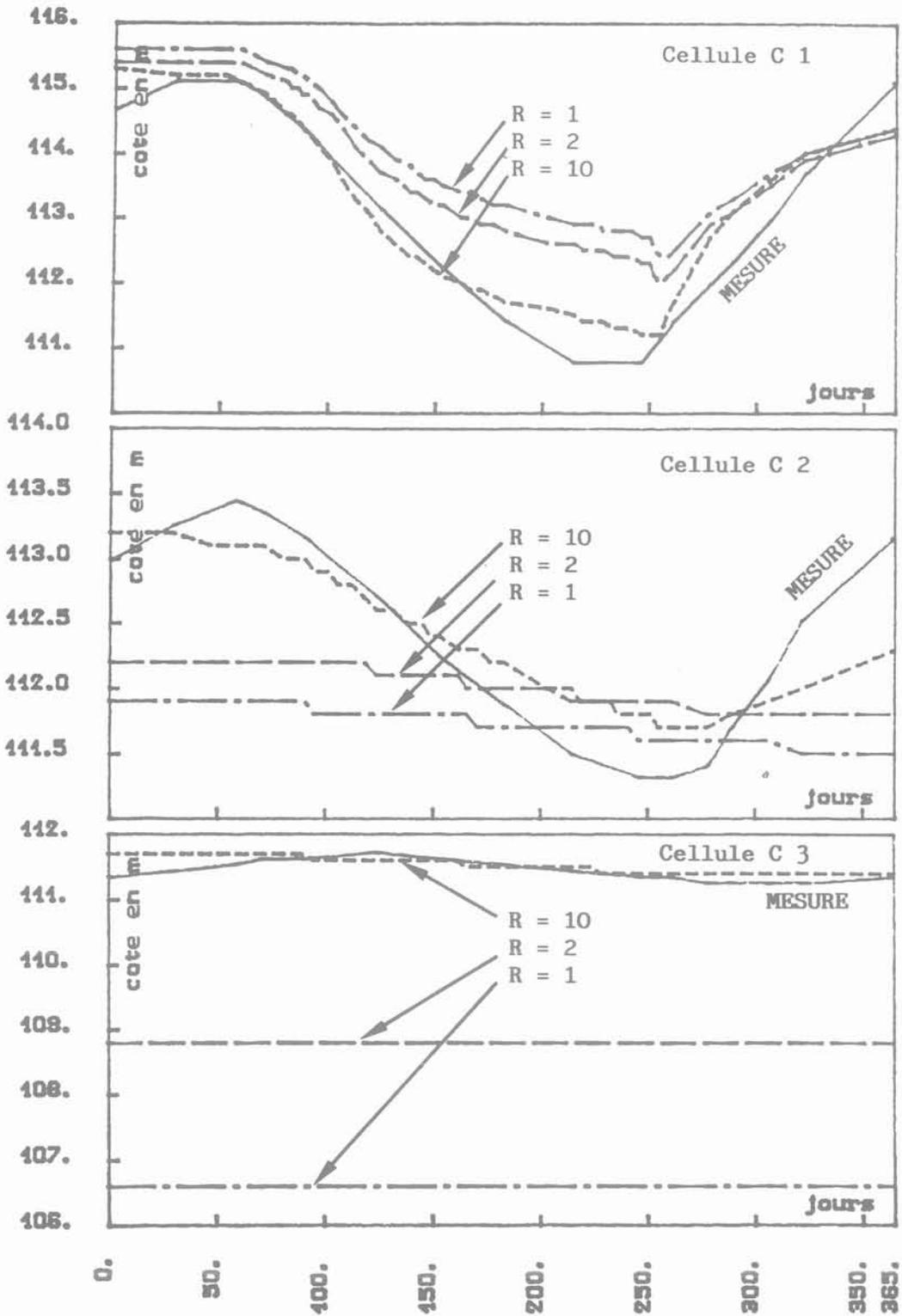


Fig. 5. — Influence du rapport d'anisotropie  $R = K_H/K_V$  du remblai dans les cellules du remblai.  
 Fig. 5. — Influence of the embankment anisotropy ratio  $R = K_H/K_V$  on the embankment cells.

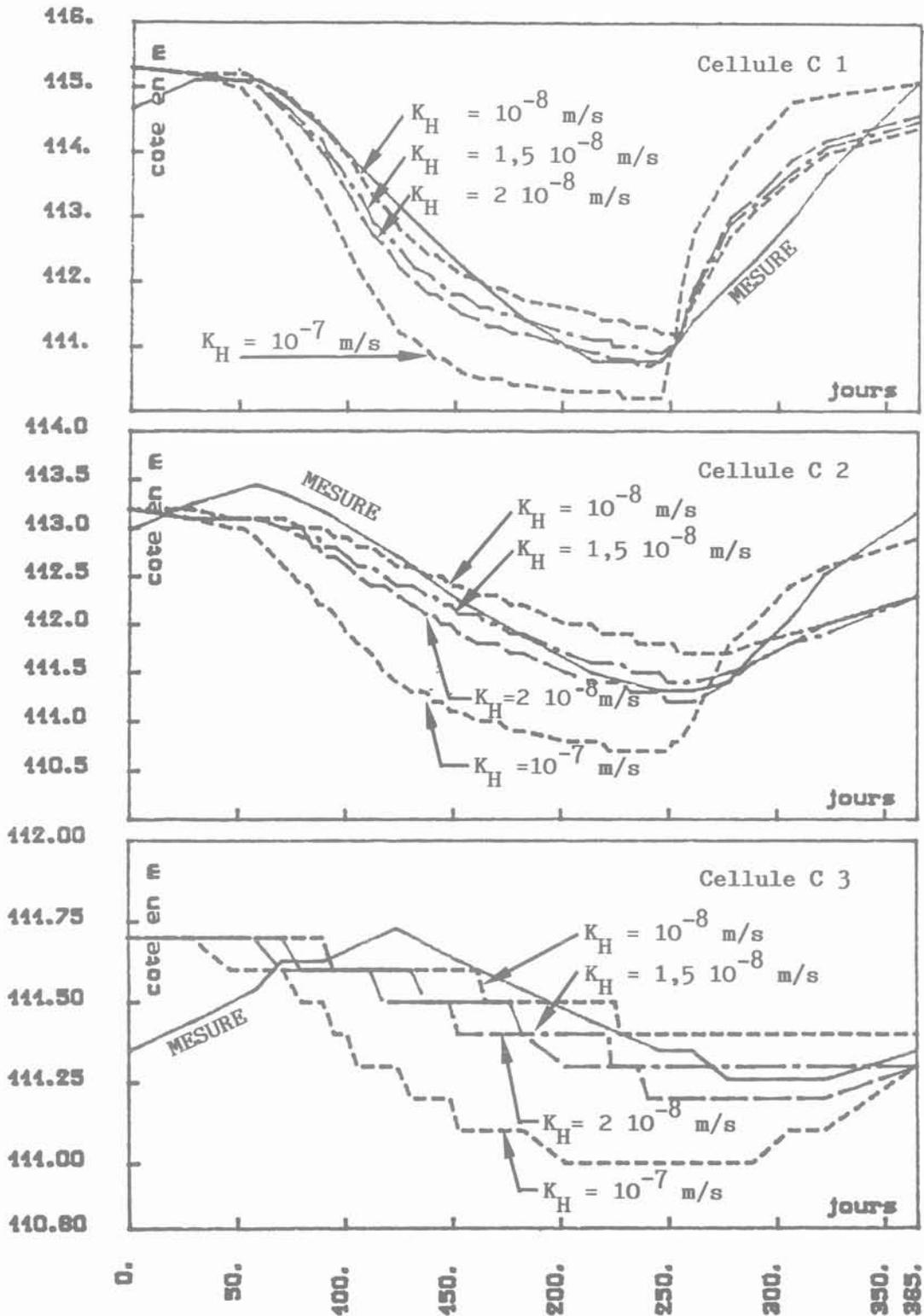


Fig. 6. — Influence de la perméabilité à saturation du remblai à R fixé.  
 Fig. 6. — Influence of the embankment saturated permeability at fixed ratio R.

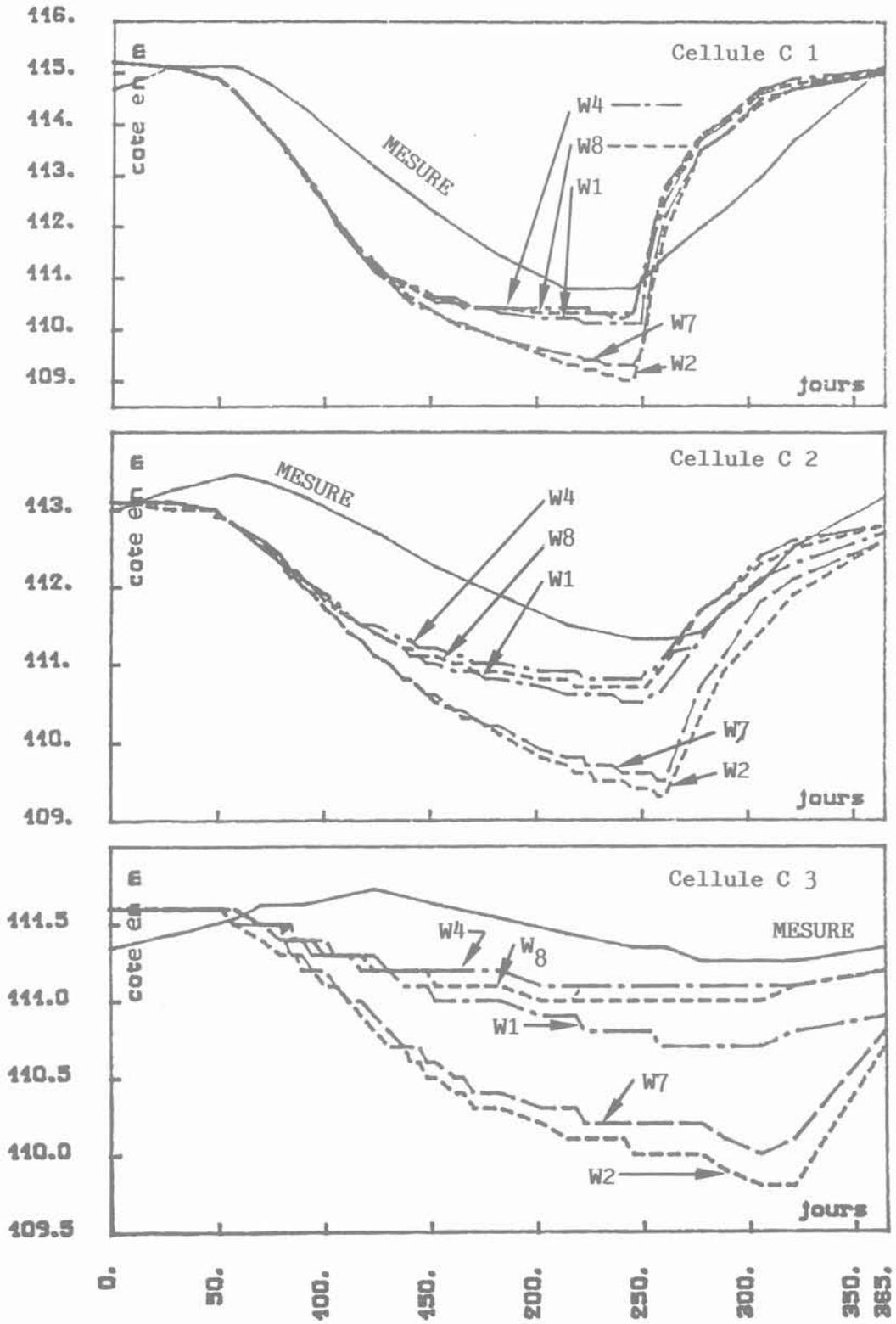


Fig. 7. — Influence des courbes de teneur en eau relative dans les cellules du remblai.  
 Fig. 7. — Influence of the relative moisture content curves on the embankment cells.

La figure 7 indique l'influence des courbes de teneur en eau relative aux trois points C1, C2, C3 du remblai. Les résultats obtenus avec les deux courbes W2 et W7 se distinguent des trois autres résultats et s'éloignent notablement des mesures. Ce type de courbe est à écarter en raison probablement d'une diminution tardive de  $\theta_r$  avec la baisse de  $p$ . Il correspond à un matériau argileux, différent du matériau du remblai homogène de Puy-Terrier.

Si l'on écarte ce type de courbe, il apparaît que l'influence des paramètres du milieu non saturé est de faible importance par rapport au paramètre de perméabilité à saturation (fig. 6).

Enfin l'influence de ces paramètres est nulle aux points C8 à C11 du contact remblai-fondation.

#### 3.4.4. Fondation

La figure 8 donne la comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées en fondation. On constate en général (sauf en C8 cellule « anormale ») un déphasage plus important des valeurs calculées que des valeurs mesurées vis-à-vis du plan d'eau. On doit y voir l'influence du coefficient  $c$  du modèle NSAT. La compressibilité réelle des fondations est inférieure à celle correspondant à  $c$ . Il est difficile de poursuivre plus loin l'étude de l'influence de  $c$  et le calage éventuel de la

compressibilité réelle compte tenu de la remarque de la fin du paragraphe 2.3. :  $c$  n'a de sens que relativement à la perméabilité elle-même mal connue dans de telles fondations.

#### 3.5. Conclusions

Le modèle en régime transitoire apporte une bonne connaissance du comportement hydraulique du remblai même si les valeurs mesurées ne peuvent être reconstituées avec précision.

Les fondations par contre sont difficilement modélisables compte tenu de la méconnaissance des perméabilités et des compressibilités et compte tenu aussi de leur hétérogénéité naturelle.

Enfin les paramètres du milieu non saturé ont une faible influence sur la modélisation, tout au moins si l'on écarte un type de courbe qui, semble-t-il, ne correspond pas au sol concerné.

### 4. BARRAGE DE SAINT-PIERRE-MANZO (Martinique)

#### 4.1. Description

Saint-Pierre-Manzo est un barrage en enrochements de

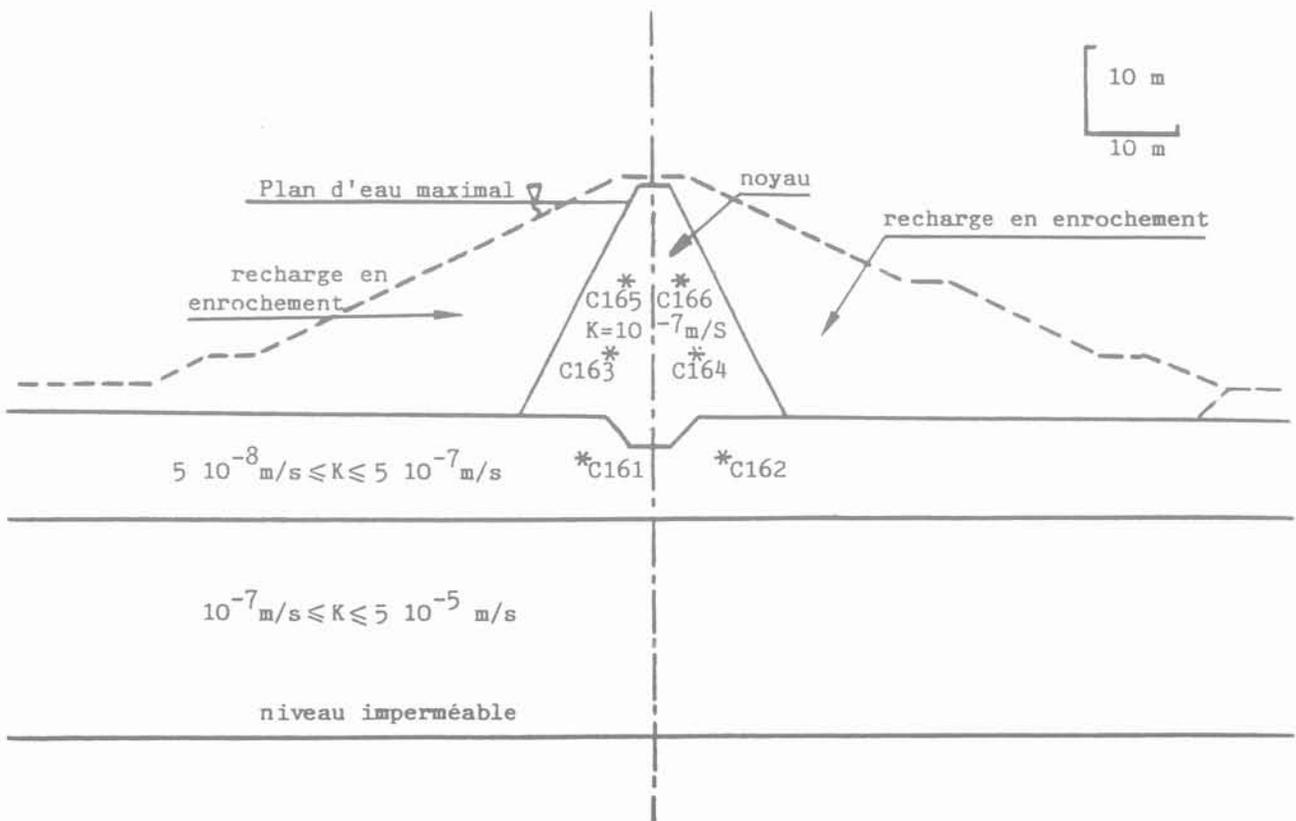


Fig. 9. — Barrage de Saint-Pierre-Manzo. Profil en travers modélisé et perméabilités à saturation du projet.  
Fig. 9. — Saint-Pierre-Manzo dam. Modelised cross-section and saturated permeability of the project.

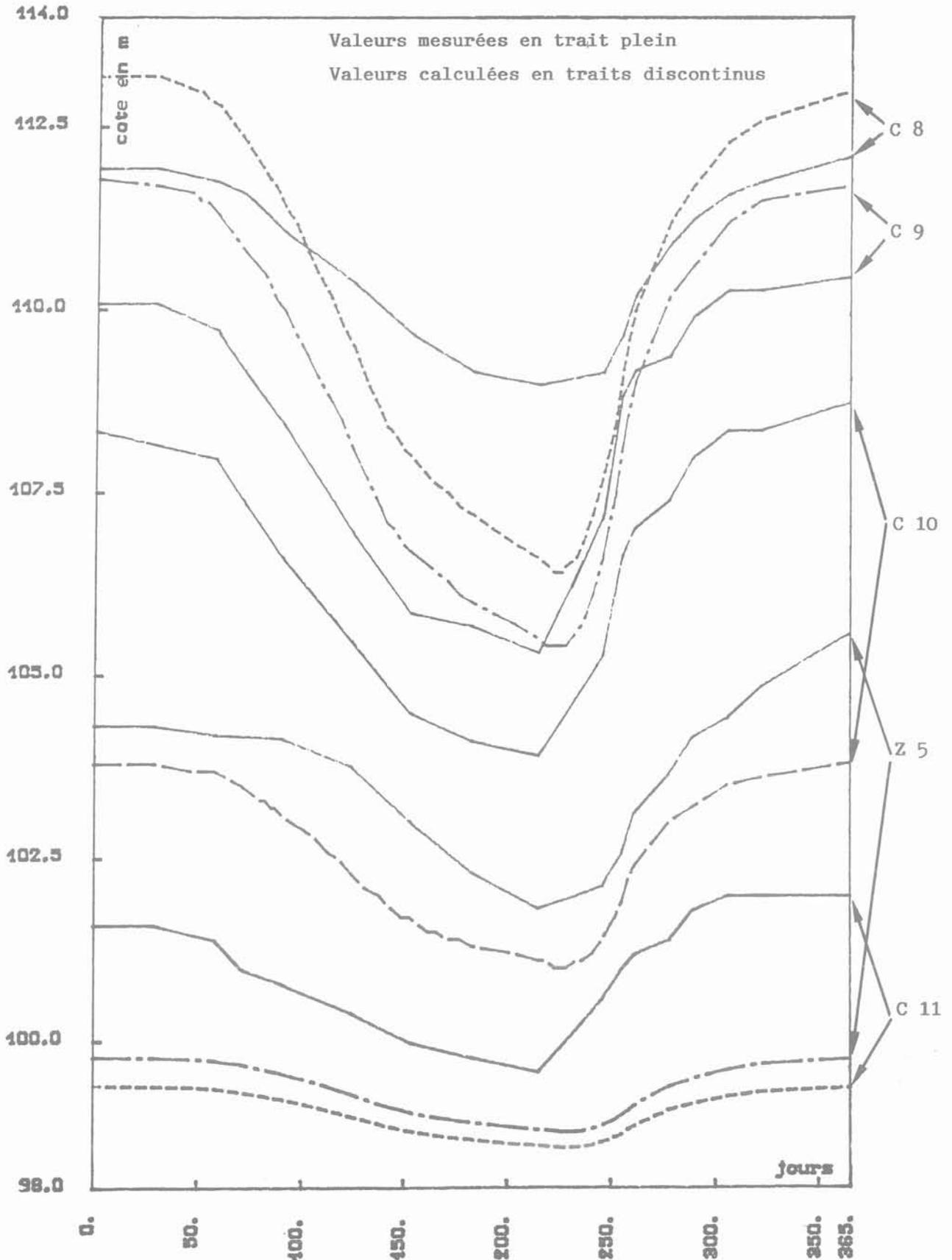


Fig. 8. — Comparaison entre valeurs calculées et mesures dans les fondations.  
Fig. 8. — Comparison between calculated values and measures in the foundation.

25 m de hauteur avec noyau central épais en argile, fondé sur des matériaux volcaniques argilisés (tuffites). Deux profils sont auscultés au moyen de cellules de pression interstitielles.

L'un d'eux, comportant 6 cellules, a été modélisé. Les recharges amont et aval ne sont pas prises en compte dans le modèle (fig. 9). Dans les fondations deux couches de perméabilités différentes ont été reconnues au stade du projet avec un niveau imperméable à grande profondeur (37 m). Les valeurs de perméabilité à saturation données au projet sont indiquées figure 9.

Les mesures piézométriques présentent une assez mauvaise cohérence d'ensemble comme on peut le constater au vu des distorsions du réseau des équipotentielles esquissé figure 10. La cellule C 161 présente une mesure anormalement faible due probablement à des fuites dans une galerie de vidange proche.

La période de modélisation qui s'étend sur plus d'un an correspond à deux vidanges partielles et un remplissage. L'amplitude des variations du plan d'eau reste faible par rapport à la hauteur de l'ouvrage.

## 4.2. Résultats de la modélisation

### 4.2.1. Influence des paramètres du milieu non saturé

Déterminé de la même manière qu'à Puy-Terrier, quatre couples de paramètres du milieu non saturé pour le noyau ont été testés : (K1 - W1), (K1 - W2), (K2 - W1), (K2 - W2), avec les mêmes notations que pour Puy-Terrier. Les résultats de la modélisation aux cellules du profil se sont avérés parfaitement insensibles au choix de ces paramètres. Cette conclusion ne doit

pas surprendre car par comparaison à Puy-Terrier le milieu non saturé du modèle présente une surface beaucoup plus faible : noyau au lieu de remblai et marge faible.

### 4.2.2. Anisotropie du noyau

La figure 11 donne la comparaison entre valeurs calculées et mesures pour deux hypothèses d'anisotropie de perméabilité du noyau.

Une anisotropie de 10 entraîne une surélévation générale des piézométries qui semble mieux représenter les niveaux piézométriques réels ; mais l'ajustement aux valeurs mesurées reste médiocre et il est hasardeux d'en conclure avec certitude à un rapport d'anisotropie élevé.

### 4.2.3. Influence de la perméabilité à saturation du noyau à rapport d'anisotropie fixé de 10

La figure 12 indique l'évolution des valeurs calculées selon l'hypothèse de perméabilité horizontale du noyau et à rapport d'anisotropie fixé à 10. L'influence majeure concerne le déphasage dans le temps de la valeur piézométrique par rapport au signal constitué par la variation du plan d'eau.

La comparaison avec la mesure correspondante indique une perméabilité verticale autour de  $10^{-8}$  m/s plutôt que vers  $10^{-7}$  m/s. Mais le mauvais ajustement d'ensemble nécessite de considérer avec précaution ce résultat.

### 4.2.4. Fondations

La faible piézométrie observée en C 161 et interprétée

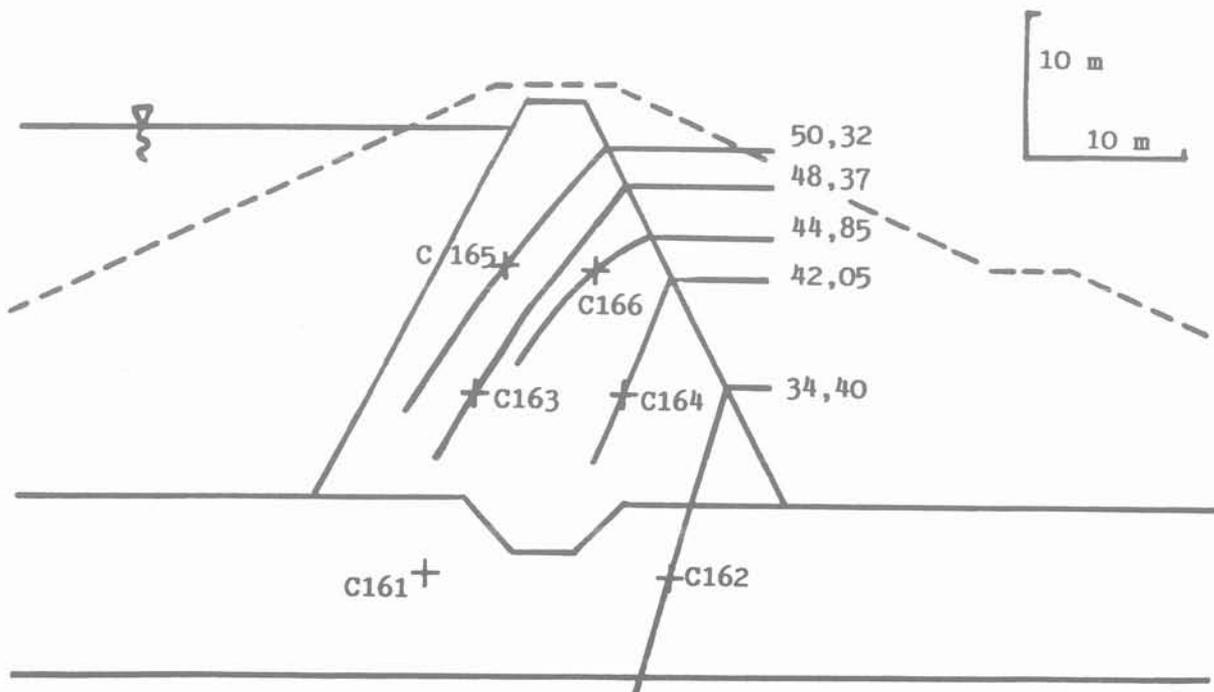


Fig. 10. — Esquisse de tracé d'un réseau d'équipotentiels à partir des valeurs mesurées.

Fig. 10. — Rough drawing of the equipotential network from the measures.

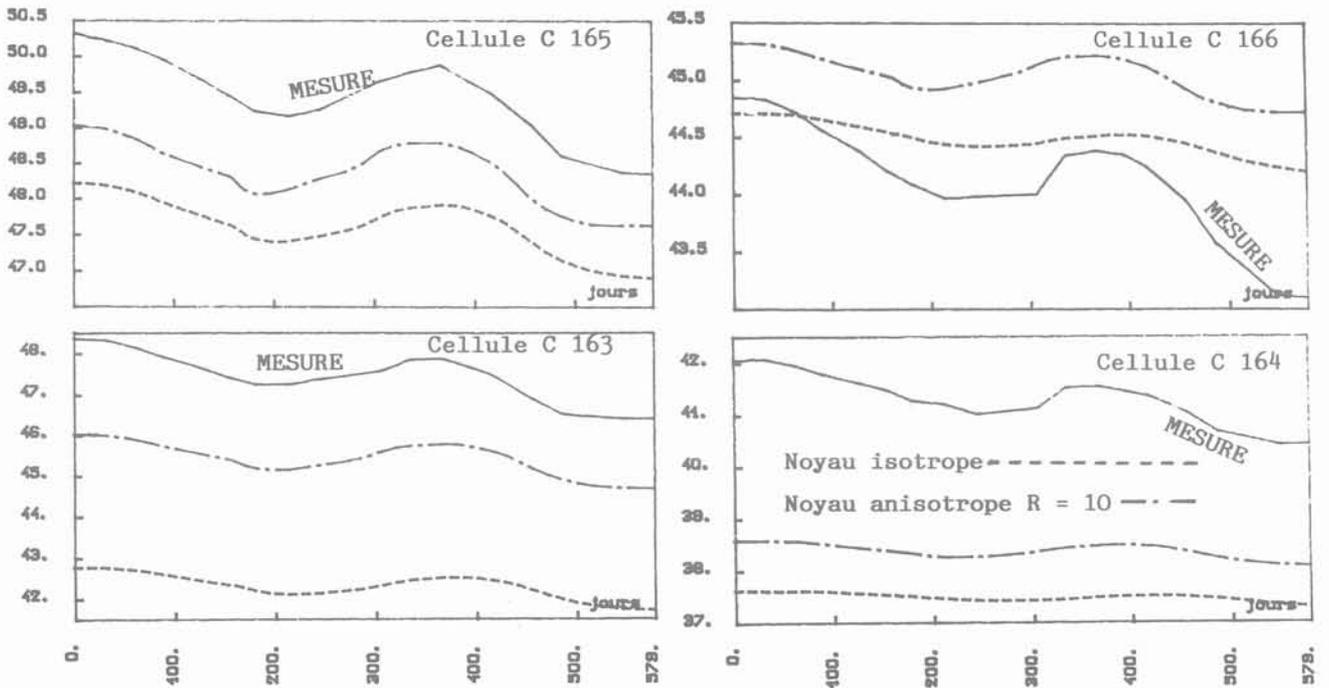


Fig. 11. — Influence du rapport d'anisotropie  $R = K_H/K_V$  du remblai.  
 Fig. 11. — Influence of the embankment anisotropy ratio  $R = K_H/K_V$ .

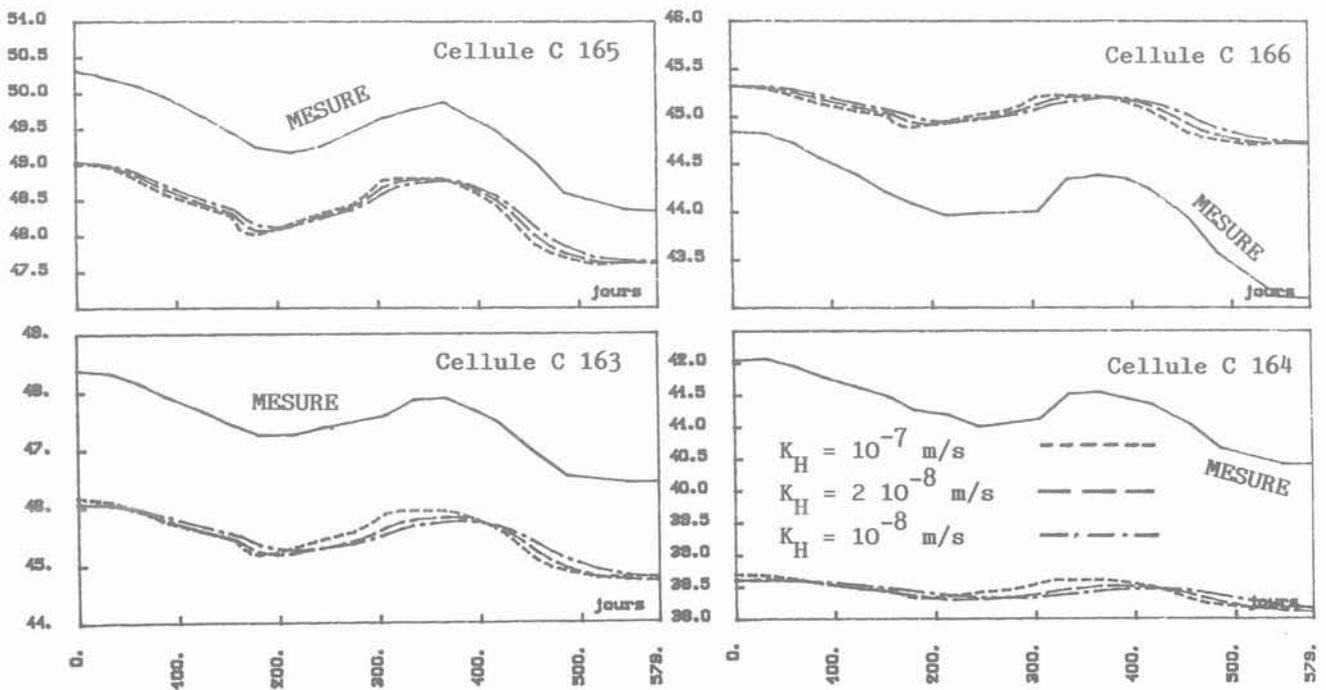


Fig. 12. — Influence de la perméabilité à saturation du remblai à  $R$  fixé.  
 Fig. 12. Influence of the embankment saturated permeability at fixed ratio  $R$ .

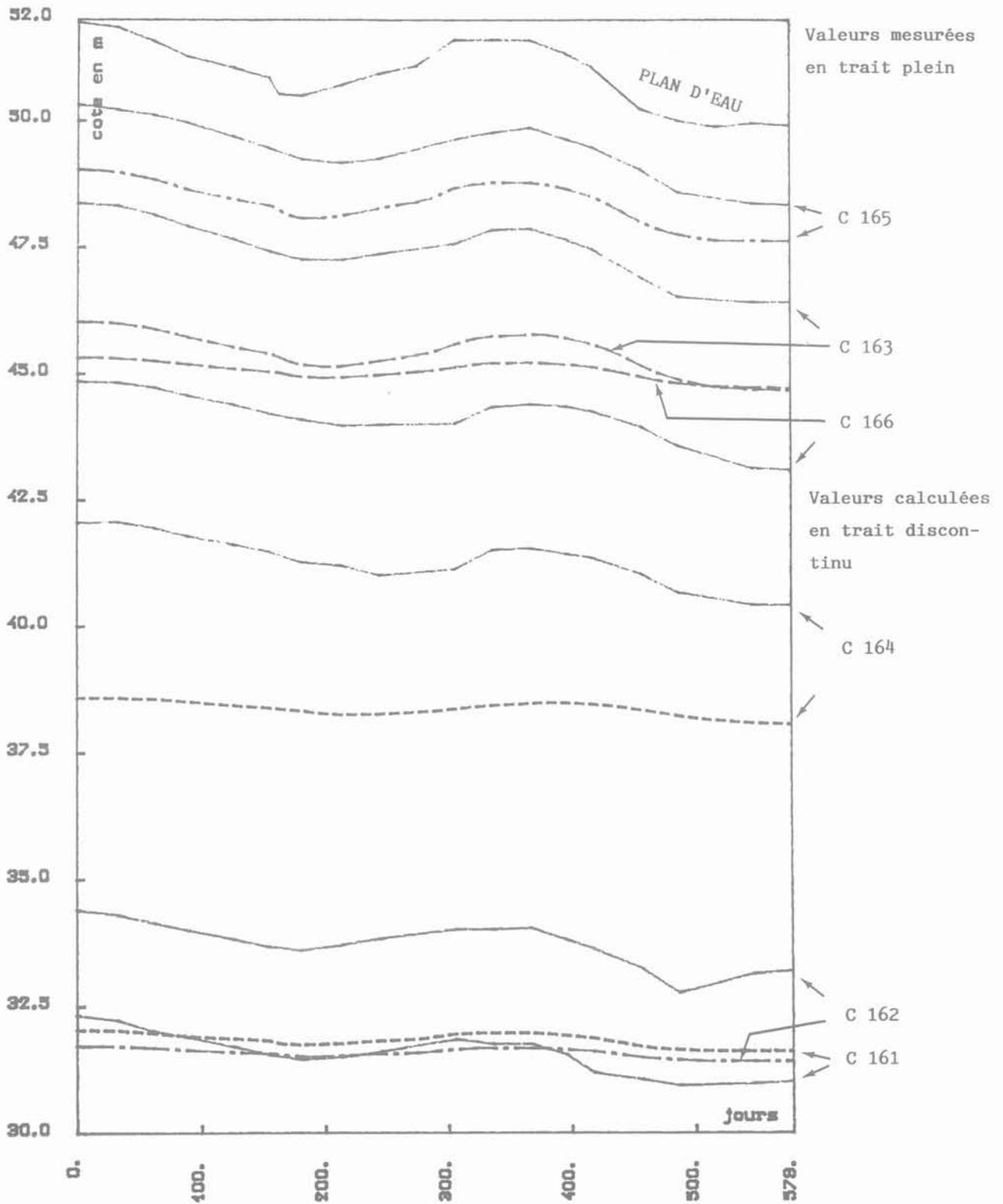


Fig. 13. — Comparaison entre valeurs calculées et mesures pour le meilleur ajustement du modèle.  
Fig. 13. — Comparison between calculated values and measures for the best fitted modelisation.

comme conséquence de fuites dans la conduite de vidange a pu être modélisée par une hypothèse de pression nulle imposée en un point du maillage situé à l'endroit de la fuite. La valeur calculée en C 162 s'en est trouvée diminuée. Le meilleur ajustement possible est donné figure 13 après test de plusieurs hypothèses sur la position du point à pression nulle et sur les valeurs de perméabilité en fondation.

4.3. Conclusions

Le meilleur ajustement des valeurs calculées par le modèle aux mesures est donné figure 13 (anisotropie de 10, perméabilité horizontale de  $2 \cdot 10^{-8}$  m/s dans le noyau). Le calage global s'avère finalement assez médiocre comme on pouvait s'y attendre au vu des irrégularités du réseau des équipotentielles issu des mesures (figure 10). L'anomalie en C 161 accentuée encore cette difficulté de calage. Plusieurs interprétations peuvent être avancées : mesures incorrectes, mauvais positionnement initial des capteurs de pression, cellules défectueuses, hétérogénéité du remblai et des fondations.

L'occasion doit être saisie de rappeler que tout dispositif d'auscultation, pour être efficace, nécessite le plus grand soin à tous les stades : mis en place, tests de fonctionnement, mesures. Sans quoi toute tentative d'interprétation ultérieure devient imprécise.

5. BARRAGE DU DRENNEC (Finistère)

5.1. Description

Le barrage du Drennec est constitué d'un remblai hétérogène de 28 m avec noyau central traversé sur toute sa hauteur d'une paroi moulée au coulis de bentonite ciment. Les recharges amont et aval sont en granite altéré. Au projet, la paroi moulée joue le rôle d'organe d'étanchéité alors que le noyau a pour rôle d'en faciliter la construction.

Les fondations sont constituées de granite, très altéré sur une faible épaisseur en surface et fissuré jusqu'à une profondeur de l'ordre de 20 m. La couche de surface est recoupée par une tranchée d'ancrage, elle-même traversée par la paroi moulée. La fondation fissurée est injectée par une quintuple rangée d'injections. La zone injectée est schématisée, par une bande de 5 m de large de perméabilité 10 fois plus faible que celle du terrain avant injection.

Le profil principal est donné figure 14 avec les valeurs de perméabilités retenues lors du projet.

La recharge aval considérée comme très perméable n'est pas introduite dans le modèle.

La digue est fortement instrumentée de piézomètres

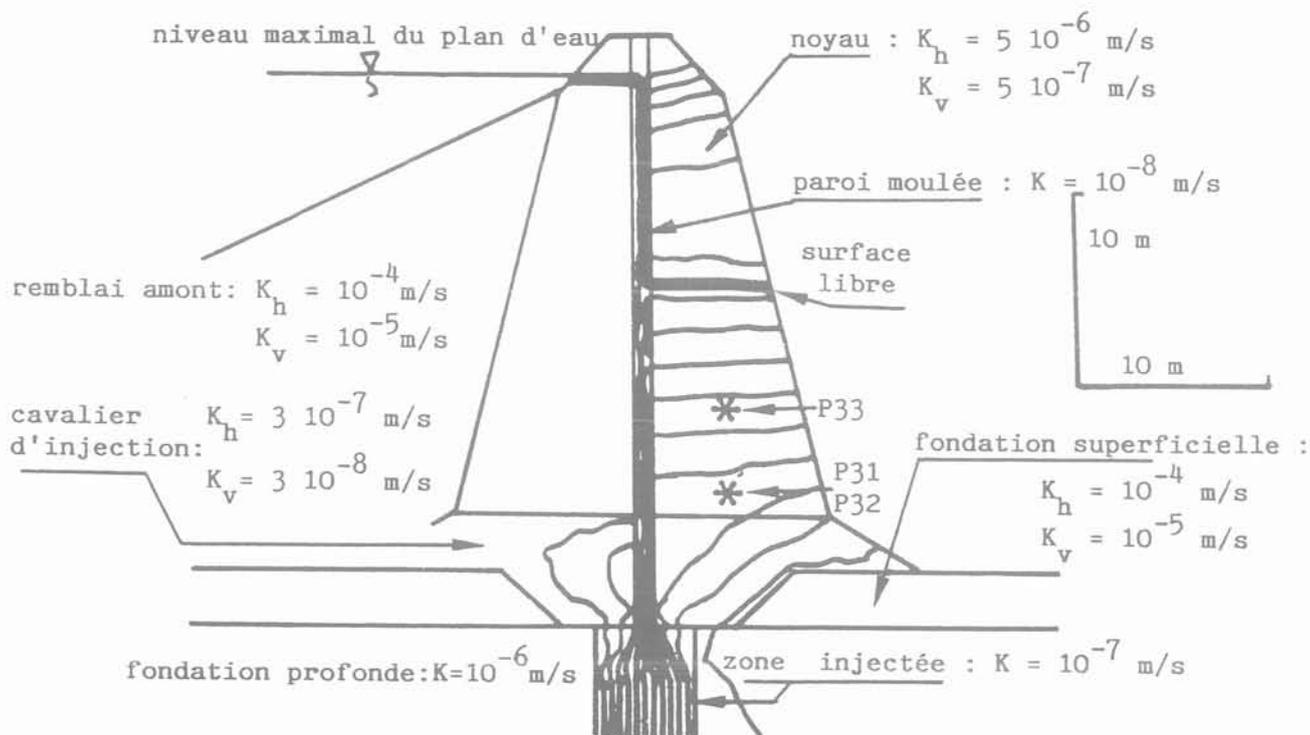


Fig. 14. — Barrage du Drennec. Profil en travers modélisé et perméabilités à saturation du projet. Réseau des équipotentielles calculé par le modèle.

Fig. 14. — Drennec dam. Modelised cross-section and saturated permeability of the project. Equipotential network calculated by the modelisation.

sur sa moitié aval. Il est ainsi possible, après une période assez longue de stabilisation du plan d'eau à sa cote maximale, de tracer en plan les lignes isopièzes (figure 15). On y constate une forte influence des rives qui ne peut être prise en compte dans une modélisation en 2 dimensions.

Dans ces conditions, les seules mesures qui se prêtent à une comparaison avec un modèle de calcul sont celles des piézomètres P31, P32 et P33, situées à la base du noyau. Les autres piézomètres, situés dans la fondation, sont toutefois utiles pour permettre un calage précis du niveau piézométrique en aval du modèle.

## 5.2. Résultats de la modélisation en régime permanent

Compte tenu de la nature hétérogène du remblai, la valeur du contraste de perméabilité entre noyau et paroi moulée constitue le paramètre essentiel qui influence la piézométrie aux points de mesure. Une simple modélisation en régime permanent suffit pour l'étudier.

Avec les valeurs de perméabilité prévues au projet (figure 14), les niveaux piézométriques calculés en P 32 et P 33 sont faibles par rapport aux valeurs mesurées.

Une diminution de contraste de perméabilité entre noyau et paroi moulée permet de diminuer l'écart entre mesures et valeurs calculées. La figure 16 indique l'évolution des piézométries calculées en P 32 et P 33 en fonction du rapport de la perméabilité du noyau à celle de la paroi moulée. Il apparaît clairement que le contraste doit être plus faible que prévu. D'ailleurs les valeurs mesurées sont encore inférieures aux mesures pour un contraste de 1.

Une étude de l'influence des perméabilités des autres zones (fondations, zone injectée, cavalier d'injection) a montré que dans la plage des cas possibles, les piézométries calculées restaient inférieures aux mesures ; on a ainsi confirmé que le paramètre principal influençant les piézométries en P 32 et P 33 est effectivement le contraste noyau - paroi moulée.

Il reste plusieurs hypothèses pour expliquer cet écart résiduel :

- mauvaises mesures : les piézomètres peuvent se situer à une cote réelle différente de la cote supposée ou bien ils peuvent enregistrer un niveau piézométrique moyen sur une partie de leur hauteur s'ils sont mal isolés hydrauliquement ;
- recharge aval moins drainante que prévu : hypothèse peu vraisemblable compte tenu du matériau et des pressions relevées dans les piézomètres aval ;
- perméabilités hétérogènes à l'intérieur d'une même zone ; cette hypothèse devrait permettre de caler à peu près n'importe quelle mesure mais elle retire son sens physique à la modélisation.

## 5.3. Modélisation en régime transitoire

Après une séquence longue à plan d'eau maximal, un cycle complet de vidange partielle-remplissage a été modélisé sur une période de 289 jours (figure 17).

La figure 18 indique la comparaison entre valeurs mesurées en P 31, P 32 et P 33 et valeurs calculées avec les perméabilités du projet sauf pour le noyau et la paroi moulée pour lesquels la perméabilité est choisie égale à  $5 \cdot 10^{-8}$  m/s pour annuler tout contraste de perméabilité conformément à l'étude du régime permanent.

L'ajustement s'avère très satisfaisant surtout pour la

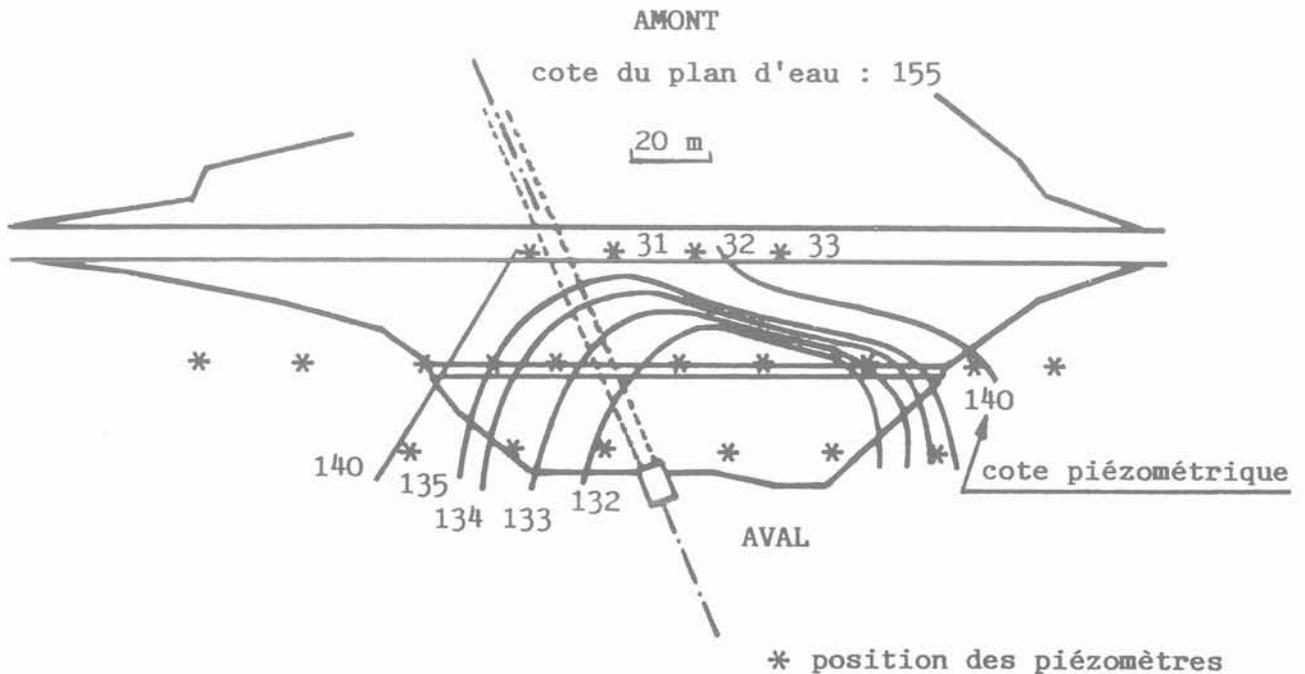


Fig. 15. — Tracé des équipotentielles d'après les mesures. Influence des rives.  
Fig. 15. — Drawing of equipotential lines from the measures. Influence of the abutments.

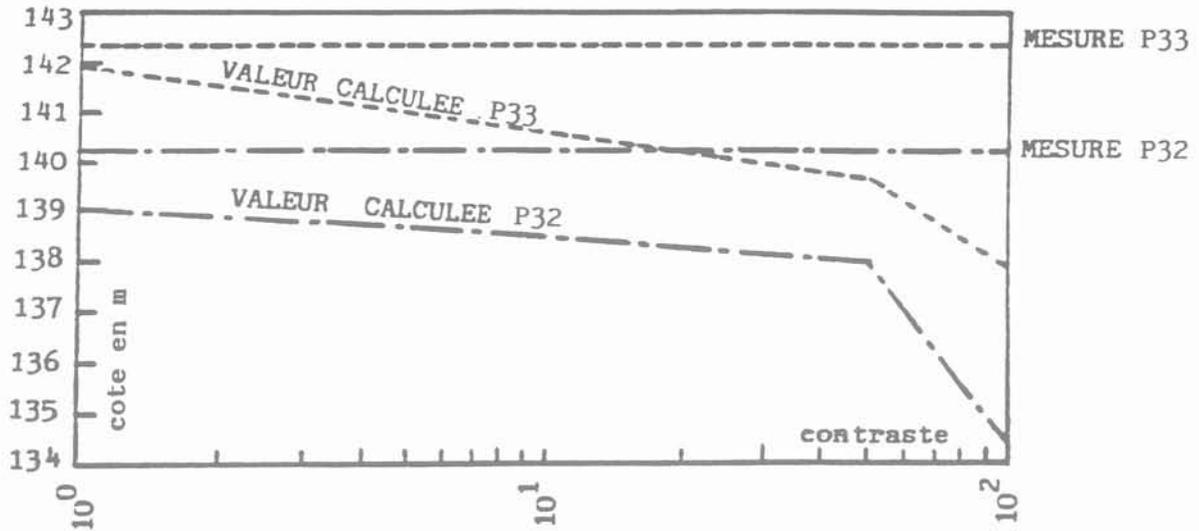


Fig. 16. — Piézométries calculées en P 32 et P 33 en fonction du rapport de la perméabilité du noyau à celle de la paroi moulée.  
 Fig. 16. — Calculated piezometric values in P 32 and P 33 versus the ratio between permeability of the core and permeability of the diaphragm wall.

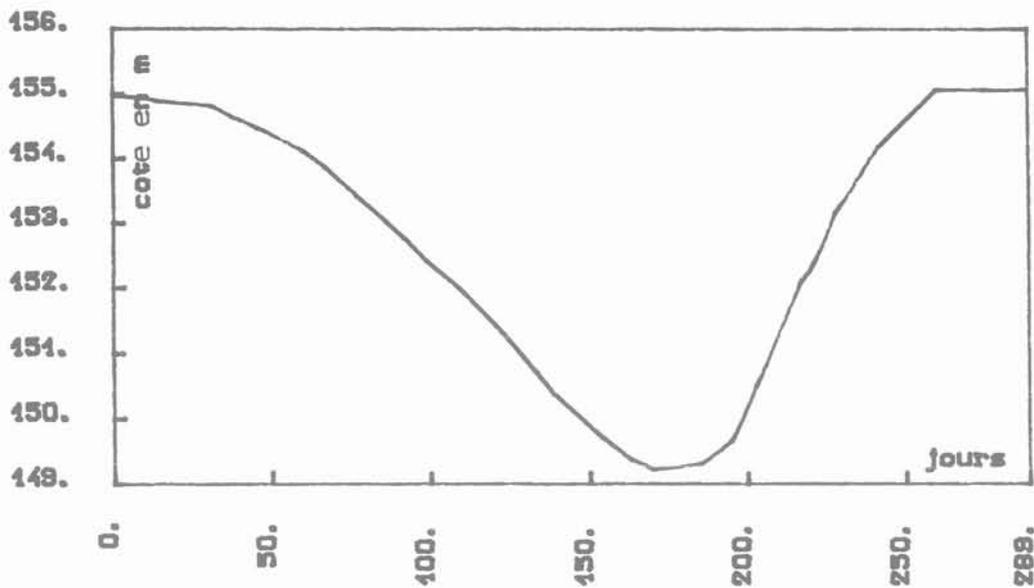


Fig. 17. — Évolution du plan d'eau sur la période de modélisation.  
 Fig. 17. — Variations of the lake during the modelisation spell.

vidange. Durant la remontée apparaissent des anomalies dans les mesures qui altèrent la qualité du calage. Il est notamment paradoxal de constater une baisse de niveau pour la dernière mesure alors que le plan d'eau est stable, baisse observée d'ailleurs sur les trois piézomètres à la fois. Des cotes de pose imprécises, une mauvaise isolation des tubes à la traversée du remblai ainsi qu'à la sortie à l'air libre, les effets de la nappe de rive peuvent expliquer tout ou partie de ces anomalies.

L'influence des paramètres du milieu non saturé et des perméabilités à saturation du remblai sur la modélisation en régime permanent n'a pas été étudiée compte

tenu des problèmes de mesure inhérents aux piézomètres ; les retards et les amortissements éventuellement constatés par un piézomètre par rapport aux variations du plan d'eau amont peuvent être dus à l'appareil lui-même qui se caractérise par un temps de réponse non négligeable.

**5.4. Conclusions**

Le contraste de perméabilité entre noyau et paroi moulée semble se situer à un niveau bien plus faible que celui prévu au projet. Cependant des anomalies constatées dans les mesures piézométriques doivent conduire à considérer ce résultat avec prudence. Une fois

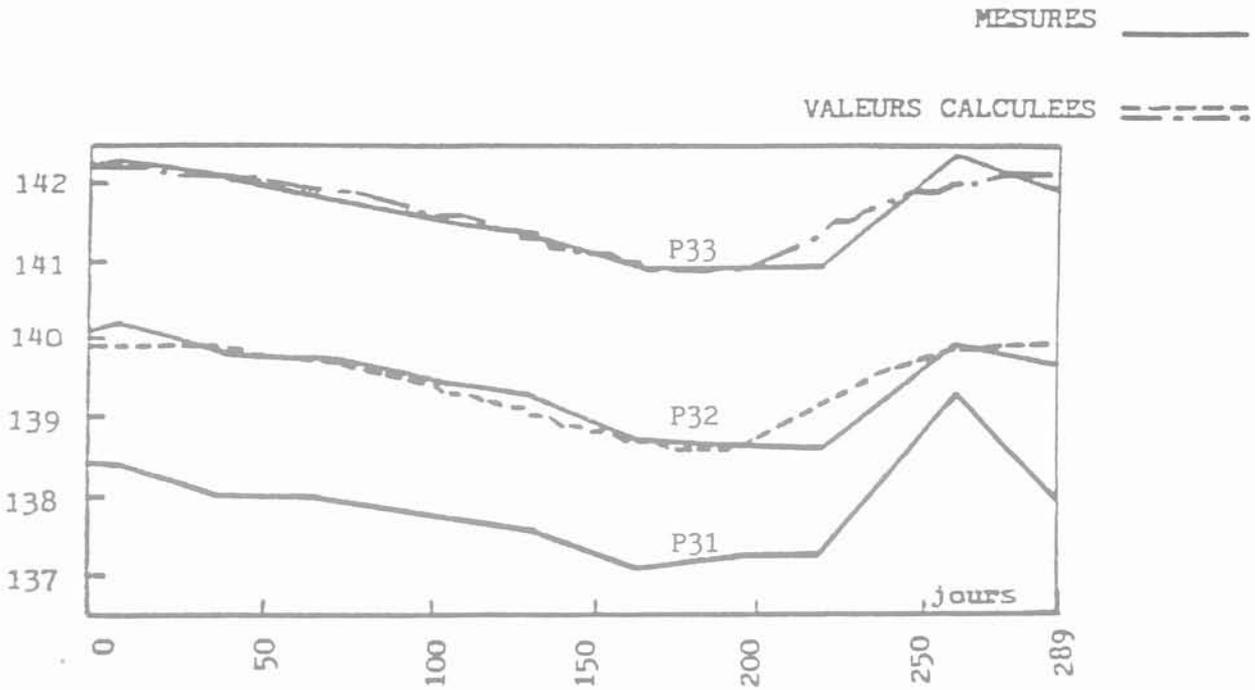


Fig. 18. — Comparaison entre valeurs mesurées et valeurs calculées avec les perméabilités du projet sauf pour le noyau et la paroi moulée :  $5 \cdot 10^{-8}$  m/s.

Fig. 18. — Comparison between measured values and calculated values with permeabilities of the project except for the core and the diaphragm wall:  $5 \cdot 10^{-8}$  m/s.

encore la nécessité d'un dispositif d'auscultation fiable et précis doit être soulignée si l'on veut pouvoir obtenir une interprétation maximale des mesures effectuées. On préférera en particulier une mesure par cellule de pression interstitielle à une mesure par piézomètre.

## 6. CONCLUSION GÉNÉRALE

La modélisation hydraulique de barrages en service possédant un important système d'auscultation hydraulique permet de tirer des enseignements dans trois directions complémentaires :

- comportement hydraulique réel de l'ouvrage ;
- comparaison avec le comportement prévu au projet ;
- jugement critique sur les dispositifs d'auscultation ;
- utilisation optimale d'un modèle hydraulique.

Ces conclusions ont été obtenues par comparaison entre les valeurs piézométriques calculées et mesurées dans des profils en travers de l'ouvrage. Les mesures de débits de percolation à travers l'ouvrage qui constituent souvent un des maillons essentiels du dispositif d'auscultation n'ont été d'aucune utilité dans cette étude ; en effet ces mesures sont souvent dispersées parce qu'influencées par la pluviométrie ; d'autre part, il est difficile de transformer un débit global en un débit par unité de section, transformation pourtant nécessaire pour un modèle 2 D.

Les paramètres de perméabilité réels des remblais peuvent être reconstitués et comparés à ceux prévus au projet. A cet égard la modélisation en régime transitoire est bien plus riche d'enseignements que la seule modélisation en régime permanent.

En particulier l'anisotropie de perméabilité des remblais peut être estimée. DELFAUT et al. (1984), JARDIN et al. (1984) et JOSSEAUME et al. (1984) avaient déjà étudié cette question par comparaison entre le comportement réel observé de digues en terre et un modèle hydraulique en régime permanent. Ils avaient pu conclure que l'anisotropie de remblais de type limons compactés avec un engin à pieds dameurs était proche de 1. On a vu qu'il était hasardeux de conclure sur l'anisotropie pour Saint-Pierre-Manzo compte tenu du mauvais calage obtenu. L'anisotropie semble toutefois de l'ordre de 10 alors que le remblai est constitué de matériaux argileux compacté avec un engin à pieds dameurs. Pour le barrage de Puy-Terrier, l'anisotropie constatée de l'ordre de 10 correspond à un matériau sablo-limoneux compacté avec un rouleau lisse vibrant. Elle s'explique par l'engin utilisé même si une scarification sur 5 cm par rotavator a été pratiquée entre chaque couche.

En fondations par contre, la modélisation reste imprécise et les valeurs calculées ne peuvent être calées de façon satisfaisante avec les mesures. L'hétérogénéité naturelle des formations géologiques en constitue probablement la cause. Un meilleur calage nécessiterait à la fois l'introduction de sous-zones de perméabilités différentes, une meilleure connaissance des paramètres d'emménagement du sol et des mesures de pression en un grand nombre de points en fondation.

Le problème de la performance des dispositifs d'auscultation mis en place sur les trois barrages se trouve soulevé. Il est évident que la multiplication des points de mesure améliore la connaissance générale de l'ouvrage et les possibilités de calage d'un modèle. Le

dispositif d'auscultation doit cependant rester opérationnel et d'un coût d'installation et d'exploitation raisonnable. Il faut se garder de jugements hâtifs sur la position d'appareils qui ont surtout pour tâche de déceler une anomalie à l'endroit où elle se présente. En vérité la modélisation des trois barrages a montré l'intérêt de concentrer les appareils sur des profils en travers ; elle a aussi indiqué que les principales limites à la modélisation résident dans les anomalies des mesures. Il faut donc principalement insister sur la qualité des mesures et le soin apporté lors de la mise en place : l'emplacement exact de l'appareil, la bonne isolation hydraulique du point de mesure sont parmi les points à vérifier avec attention lors de la pose. Enfin les piézomètres sont à exclure dans les zones où une interprétation par modélisation en régime transitoire est envisagée.

Le modèle d'écoulement en milieu poreux utilisé (NSAT) s'est avéré finalement très efficace pour étudier le comportement réel de l'ouvrage. La mauvaise connaissance des paramètres du milieu non saturé n'a pas constitué un obstacle majeur pour les calages ; dans le cas des barrages à noyau leur influence s'est révélée négligeable ; dans le remblai homogène pour lequel le milieu non saturé représentait un volume plus important, il a été possible de sélectionner une famille de paramètres acceptables à l'intérieur de laquelle les écarts entre valeurs calculées sont restés faibles.

Cependant son utilisation opérationnelle en matière d'auscultation semble difficile actuellement compte tenu des difficultés de mise en œuvre et de calage (temps de calcul, incohérences des mesures).

Des progrès sont à réaliser en matière de modélisation hydraulique et de comportement hydraulique des ouvrages. Les méthodes d'auscultation par modèles déterministes pourraient se développer conduisant à une interprétation plus fine des mesures et à une meilleure sécurité des ouvrages.

En particulier l'apport de modèles en trois dimensions incluant l'ensemble de l'ouvrage et de ses appuis devrait s'avérer considérable. Prise en compte des nappes de rive, modélisation des débits de percolation, complémentarités des mesures de profils différents figureraient parmi les principaux avantages. La mise en œuvre et le calage de tels modèles représenteraient certainement un travail considérable, qui semble réservé pour le moment à l'étude de cas particuliers.

#### REMERCIEMENTS

L'auteur remercie la section modèles numériques du LCPC pour la mise à disposition des programmes MAX, FLOT et NSAT utilisés pour cette étude, ainsi que pour son aimable accueil et les explications toujours bienveillantes qu'elle lui a prodiguées.

#### RÉFÉRENCES

1. AHUJA L.R., GREEN R.E., CHONG S.K., NIELSEN D.R. (1980), *A simplified functions*

- approach for determining soil hydraulic conductivities and water characteristics in situ*, Water Resources Research, vol. 16, n° 5, October 1980.
2. BOUWER H. (1964), *Unsaturated flow in ground water hydraulics*, Journal of the Hydraulics Division, vol. 90, HY5, sept. 1964, part. 1.
3. COSTET J., SANGLERAT G. (1981), *Cours pratique de mécanique des sols. 1. Plasticité et calcul des tassements*, 3<sup>e</sup> édition, Dunod.
4. DANE J.H. (1980), *Comparison of field and laboratory determined hydraulic conductivity values*, Soil Science Society of America Journal, vol. 44, n° 2.
5. DANIEL D.E. (1983), *Permeability test for unsaturated soil*, Geotechnical testing journal, vol. 6, n° 2, June 1983.
6. DELAGE P. (1987), *Aspects du comportement des sols non saturés*, Revue Française de Géotechnique, n° 40.
7. DELFAUT A., JARDIN J., BALDIT R. (1984), *Constatations sur la digue de Maurepas-Courance*, Bull. Liaison Labo. P. et C. 131, mai-juin 1984.
8. DOUGLAS E., Mc KYES E., TAYLOR F., NEGI S., RAGHAVAN G.S.V. (1980), *Unsaturated hydraulic conductivity of a tilled clay soil*, Canadian Agricultural Engineering, vol. 22, n° 2, December 1980.
9. FREEZE R.A. (1971), *Influence of the unsaturated flow domain on seepage through earth dams*, Water Resources Research, vol. 7, Aug. 1971, n° 4.
10. GARDNER W.R. (1958), *Some steady-state solutions of the unsaturated moisture flow equation with applications of evaporation from a water table*, Soil Science, vol. 85, 1958, pp. 228-233.
11. HUBERT A. (1978), *Etude bibliographique : relations entre la conductivité hydraulique et la structure des milieux poreux*, Annales agronomiques 29 (5).
12. HUMBERT P. (1984), *Application de la méthode des éléments finis aux écoulements en milieu poreux*, Bull. Liaison Labo. P. et C. 132, juil.-août 1984.
13. JARDIN J., BALDIT R., DELFAUT A. (1984), *Constatations sur la digue des Roussières*, Bull. Liaison Labo. P. et C. 131, mai-juin 1984.
14. JOSSEAUME M., MAHDAVI C., JARDIN J. (1984), *Interprétation des mesures de pression interstitielle dans la digue de Maurepas-Courances, Anisotropie de perméabilité de l'ouvrage*, Bull. Liaison Labo. P. et C. 131, mai-juin 1984.

15. MUALEM Y. (1976), *A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media*, Water Resources Research, vol. 12, n° 3, June 1976.
16. MUALEM Y., KLUTE A. (1984), *A predictor-corrector method for measurement of hydraulic conductivity and membrane conductance*, Soil Science Society of America Journal, vol. 48, sept.-oct. 1984, n° 5.
17. NARASIMHAN T.N., WITHERSPOON P.A. (1977). *Numerical model for saturated unsaturated flow in deformable porous media. 1. Theory*. Water Resources Research, vol. 13, June 1977, 3.
18. NEUMAN, SHLOMO P. (1973), *Saturated unsaturated seepage by finite elements*, Journal of the Hydraulics Division, vol. 99, HY12, December 1973.
19. RANJIT KUMAR GHOSH (1976), *Determination of unsaturated hydraulic conductivity from moisture retention function*, Soil Science, vol. 124, 1976, n° 2.
20. RICHTER J. (1980), *A simple numerical solution for the vertical flow equation of water through unsaturated soils*, Soil Science, vol. 129, mars 1980.
21. RUSSO D., BRESLER E. (1980), *Field determinations of soils hydraulic properties for statistical analyses*, Soil Science Society of America Journal, vol. 44.
22. SISSON J.B., FERGUSON A.H., VAN GENUCHTEN M. Th. (1980), *Simple method for predicting drainage from field plots*, Soil Science Society for America Journal, vol. 44, n° 6, November-December 1980.
23. TALSMA T. (1985), *Prediction of hydraulic conductivity from soil water retention data*, Soil Science, vol. 140 n° 3, September 1985.
24. VAN GENUCHTEN (1980), *A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils*, Soil Science, vol. 44, 1980, n° 5.

# TUNNELS ET MICRO-TUNNELS EN TERRAIN MEUBLE TUNNELING AND MICRO-TUNNELING IN SOFT GROUND

Colloque International / *International Conference*  
ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

7-10 février 1989

Les techniques de réalisation de tunnels dans les sols meubles à faible profondeur se sont beaucoup développées au cours des dernières années, notamment dans les zones urbaines. La construction de métros et de voies rapides, les travaux d'assainissement ont créé un marché important qui a permis le développement de nouvelles technologies (boucliers à pression de boue ou de terre, boucliers pour micro-tunnels, tunneliers foncés) et de nouvelles méthodes (nouvelle méthode autrichienne, prédécoupage, jet grouting, injection solide) destinées à accroître la sécurité durant les travaux et à assurer la maîtrise des terrassements en surface.

Dans ce domaine la technologie a toujours précédé la théorie, compte tenu des interactions complexes qui se développent, pendant les phases de réalisation, entre le sol, le tunnelier et l'ouvrage. L'instrumentation en place constitue de ce fait un moyen essentiel de compréhension des phénomènes.

Ce colloque se propose de faire le point sur les travaux en souterrain en zone urbaine depuis les tunnels à section courante jusqu'aux micro-tunnels de développement plus récent. Tout en laissant une large place à la technologie, son but est de montrer les divers aspects du comportement de ces structures.

Les thèmes suivants seront traités :

- Techniques récentes de construction des tunnels en terrain meuble.
- Techniques de construction des micro-tunnels.
- Expérimentations et observations sur chantiers.
- Modélisation et méthodes de dimensionnement.

Les tunnels à forte profondeur ou réalisés dans du rocher ne sont pas inclus dans les thèmes du colloque.

Des visites de chantiers innovants de micro-tunnels situés dans le département du Val-de-Marne seront organisées au cours du colloque.

Une visite spéciale du chantier du tunnel sous la Manche aura lieu le vendredi 10 février 1989.

**Comité d'Honneur :** *The President of Virginia Polytechnic Institute, M. le Président du Conseil Général du Val-de-Marne, M. le Directeur de l'École Nationale des Ponts et Chaussées.*

**Comité d'Organisation :**

**Président :** F. SCHLOSSER, *Professeur à l'E.N.P.C., Directeur de Terrasol, France.*

**Membres :** H. BEJUI, *Vice-Président de l'A.F.T.E.S., Directeur du Programme National « Tunnel 90 », France ; B. BROMS, President of the ISSMFE, Professor, Nanyang Technological Institute, Singapore ; G.W. CLOUGH, Professor and Head, Civil Engineering Department, Virginia Polytechnic Institute and State University, USA ; G. GIRNAU, President of STUVA, Past President of ITA, FRG ; P. LUNARDI, Professeur, Université de Florence, Italie ; J.-P. MAGNAN, Professeur Adjoint à l'E.N.P.C., Chef de Division de Géotechnique, Mécanique des Sols 1, L.C.P.C., France ; M. MERMET, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Service Départementale d'Assainissement, D.D.E. du Val-de-Marne, France ; A. MORI, Professor Dr., Waseda University, Japan ; M. PANET, Président-Directeur Général de Simecsol, France ; J. PERA, Directeur du Centre d'Études des Tunnels, France ; L. SATQ, Directeur, Techniville - Sato et Associés, France.*

**Secrétariat Scientifique :** E. LECA, *E.N.P.C.-C.E.R.M.E.S., France.*

COLLOQUE INTERNATIONAL « TUNNELS ET MICRO-TUNNELS », E.N.P.C./D.F.C.A.I. - Département International, 28, rue des Saints-Pères, 75007 Paris, France. Tél. (1) 42.60.34.13 - Télex : 216 278 F.

**Inscriptions et renseignements :** Colloque international « Tunnels et micro-tunnels » E.N.P.C./D.F.C.A.I.

**Registration and information:** Département International, 28, rue des Saints-Pères, 75007 Paris, France. Tél. (1) 42.60.34.13 - Télex : 216 278 F.

**Languages :** *French/English (simultaneous translation):*

*A considerable amount of construction techniques have been developed over the past years in the field of soft ground tunnelling at shallow depth, and generally in urban environment. An important market has been created due to the construction of subway systems, express-ways, sewer systems. As a result, new technologies (slurry shield, Earth Pressure balanced shield, microtunnelling, PLPE jacking) as well as new methods (NATM, precutting, jet grouting, compaction grouting) have been introduced in order to improve safety conditions during construction and improve ground settlement control.*

*In this area technology has always been ahead of theory due to the complicated interaction during the different construction steps between the ground, the machine and the structure. Field instrumentation therefore appears as a useful tool in understanding these phenomena.*

*The conference should summarize the present state of knowledge regarding tunnelling in urban area from the conventional tunnelling techniques to the more recent micro-tunnelling methods. Although considerable attention should be given to technology, the basic purpose of the conference is to consider the different aspects of the behaviour of the tunnel.*

*The following topics will be covered:*

- *Recent soft ground tunnelling techniques.*
- *Microtunnelling techniques.*
- *Instrumentation and field observation.*
- *Model and design methods.*

*Deep tunnelling as well as hard rock tunnelling will not be considered in the present conference.*

*Visits of worksites where innovative technologies of micro-tunnelling are employed, will be organized in the Val-de-Marne Department during the conference.*

*A special visit of the Eurotunnel site will be organized on Friday 10th February, 1989.*

