ISSN - 0181-0529

4/4 QAE 16

REVUE FRANÇAISE DE GÉOTECHNIQUE

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

N° 59

160 F

2e TRIMESTRE 1992

Presses de l'école nationale des Ponts et chaussées

REVUE FRANÇAISE DE GÉOTECHNIQUE

N° 59
AVRIL 1992

sommaire

Une méthode d'étude des excavations souterraines en milieu viscoplastique. Prise en compte d'un état stationnaire des contraintes
D. Nguyen-Minh, A. Pouya 5

Estimation par une méthode variationnelle en élasticité des déformations lors du creusement d'un tunnel : application au calcul du tassement de surface
L. Dormieux, P. de Buhan, E. Leca 15

Quelques réflexions sur les biais d'observation lors des essais sur les modèles réduits de forage
F.-J. Santarelli 33

Observations sur l'anisotropie hydraulique lors de la reconnaissance et de la construction de stockages souterrains de GPL en cavités minées
E. Amantini, P. Geneste 43

Propagation d'ondes ultrasoniques dans les roches anisotropes
P. Cuxac, F. Homand 49

Variations de résistance des sols compactés avec la pression interstitielle négative
J.-M. Fleureau, S. Kheirbek-Saoud 57

Prévoir l'évolution des mouvements de terrain
J.-L. Favre, E. Gervreau, J.-L. Durville 65

Discussion de l'article « Retrait-gonflement des argiles, proposition de méthodologie » par G. Philipponnat
E. Flavigny 75

Une méthode d'étude des excavations souterraines en milieu viscoplastique. Prise en compte d'un état stationnaire des contraintes

A framework for the analysis of underground excavations in viscoplastic medium, on account of a steady stress state

D. NGUYEN-MINH, A. POUYA

Laboratoire de Mécanique des Solides
(Laboratoire commun EP — EMSMP — CNRS URA 317)*

Rev. Franç. Géotech. n° 59, pp. 5-14 (avril 1992)

Résumé

L'analyse de la convergence des galeries souterraines dans des milieux très fluants et pratiquement sans cohésion, tels que le sel gemme, certaines argiles molles, des sols gelés,... se heurte à des difficultés propres à ces matériaux, à savoir, la forte non linéarité du comportement et de la modélisation incertaine de la réponse à long terme à partir des essais de laboratoire, difficultés qui sont aggravées par la dispersion des caractéristiques mécaniques.

On propose pour cela un cadre d'étude comportant le choix d'une classe de lois de comportement représentatives des principales écoles de pensée, des hypothèses simplificatrices et une analyse adimensionnelle, de façon à faire une étude paramétrique du problème à partir d'un minimum de calculs.

L'existence d'un état de contrainte asymptotique pour ce type de problème, qui est une propriété remarquable, a été prise en compte.

Pour illustrer la méthode, on traite le cas des galeries et des cavités sphériques profondes isolées, et on propose des abaques.

Abstract

Analysis of underground galleries' closure in cohesionless creeping materials, such as rocksalt, soft clays, frozen soils,... is heavily impeded by the specific nature of these materials : they exhibit a large scattering in their mechanical characteristics, all the more their behavior is highly non linear, and the extension of the laboratory test results to long term periods is uncertain.

An appropriate method is proposed, on the basis of the choice of a class of viscoplatic flow laws supposed to be representative of the main different schools of thought, of simplifying hypotheses and of adimensional analysis, so that a parametric study of the problem is possible using a limited number of calculations.

Existence of a stationary stress state for such problems, which is an interesting feature, has been considered.

As an illustration, we study the case of a deep single circular gallery or spherical cavity, for which charts are calculated.

* Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex.

1. INTRODUCTION

Les excavations profondes rencontrées en géotechnique (typiquement de 500 à plus de 1 000 m), dans des matériaux favorables au stockage (hydrocarbures, déchets...), ou à l'exploitation minière, subissent parfois des déformations différées importantes, qui exigent une étude particulière de l'évolution à long terme de ces structures. C'est le cas des matériaux tendres et fluants, tels que certaines évaporites (sel gemme, potasse...), des argiles molles et éventuellement des sols gelés.

Ainsi, la plupart des spécialistes s'accordent à attribuer à de tels matériaux une cohésion faible, voire nulle, et un comportement visqueux non linéaire. De tels matériaux ne rentrent pas strictement dans le cadre envisagé dans (NGUYEN-MINH, 1986).

La prévision à long terme de l'évolution des structures souterraines est cependant lourdement pénalisée par les particularités physiques du milieu telles que la dispersion des caractéristiques mécaniques, la forte non linéarité du comportement, la multiplicité des modèles phénoménologiques décrivant celui-ci, qui reflète, entre autres, la difficulté d'extrapolation dans le temps des lois expérimentales...

La dispersion des caractéristiques mécaniques dans le cas d'un sel de Bresse par exemple, est illustrée sur la figure 1 par le faisceau des courbes de fluage monoaxial alors que toutes les éprouvettes, provenant d'un sondage dans un même horizon, étaient soumises à des conditions de charge et de température identiques. Avec l'aide de minéralogistes du Laboratoire de Géologie du Muséum National d'Histoire Naturelle (CURIAL et MORETTO), la réponse en fluage des échantillons a d'ailleurs pu être corrélée à des faciès pétrographiques nettement différenciés, se rattachant, avec divers degrés d'impuretés, au mode de genèse du matériau. In situ, on pourrait ainsi s'attendre à un certain « effet d'échelle », fonction de la répartition géographique des différents faciès.

Pour l'analyse complète de l'évolution d'une structure donnée, il paraît ainsi tout à fait souhaitable d'effectuer une étude paramétrique, qui, sous peine de ne pouvoir être économiquement réalisable, requiert la mise en œuvre d'une méthodologie originale.

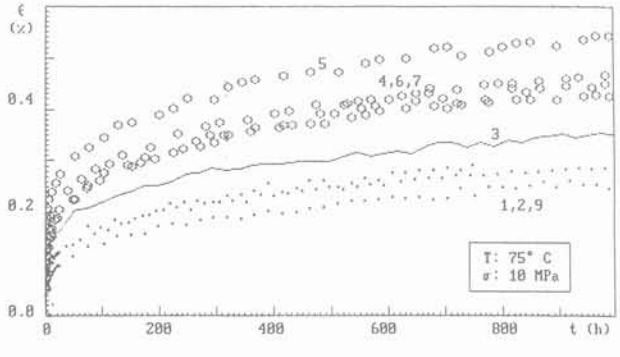


Fig. 1. — Effet de la dispersion sur la réponse en fluage monoaxial d'un sel de Bresse (France) ; relation avec les faciès pétrographiques : phénoblastique (1,2,9) ; laiteux (4,5,6,7) ; catégorie intermédiaire (3).

Fig. 1. — Scattering of uniaxial creep response of Bresse Salt (France) and relationship with petrographic variety of the samples : phenobastic (1,2,9) ; milky (4,5,6,7) : intermediate category (3).

Dans ce but, en laissant de côté pour l'instant les phénomènes de rupture, on propose une approche générale, fondée :

a. sur le choix d'une classe de lois de comportement simples, mais suffisamment représentatives des différentes options rhéologiques pour le matériau ;

b. sur des hypothèses simplificatrices pour le massif et son chargement ;

c. sur le traitement du problème en terme de paramètres adimensionnels.

Cette approche permet ainsi d'appréhender la généralité du problème, à partir d'un minimum de résultats de calcul, et de le présenter, entre autres, sous forme d'abaques susceptibles de couvrir un large spectre d'application.

A titre d'illustration de la méthode, on présente l'étude de la galerie horizontale profonde, en milieu isolé ; l'objectif étant d'étudier le comportement à long terme, les phases d'excavation ne sont pas prises en compte, et on supposera que le creusement est instantané. Le massif est pesant et soumis à une contrainte initiale hydrostatique. La cavité sphérique est également traitée.

2. CHOIX DES LOIS DE COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE

On admet la partition classique de la déformation totale ϵ en une déformation élastique ϵ^{el}, supposée linéaire (E, module d'Young, et ν, coefficient de Poisson) et une déformation différée ϵ^{vp}.

Les lois phénoménologiques, proposées dans la littérature pour décrire le comportement différé du sel gemme, peuvent être classées selon deux aspects : l'extrapolation dans le temps des lois expérimentales de fluage unidimensionnel et leur généralisation tridimensionnelle.

2.1. Extrapolation à long terme des lois de fluage

Deux écoles de pensée s'opposent sur l'existence d'un régime de fluage secondaire. On a choisi parmi les lois les plus usuelles, qu'on a représentées avec leur dépendance éventuelle en température, dans la formule (1) : NORTON-HOFF (ou NORTON BAILEY) pour la première école, et LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER pour la seconde. Un tel choix a été motivé d'ailleurs par des raisons pratiques, car ces lois, relativement simples, appartiennent à une même famille (NORTON : $\alpha = 1$).

La première école, qui suppose l'existence du fluage secondaire, trouve sa justification dans des réflexions théoriques sur les mécanismes de déformation à l'échelle microphysique (LANGER et al., 1984 ; MUNSON et al., 1989...). Cette loi peut être complétée par la prise en compte d'une déformation de fluage primaire, en général une exponentielle amortie du temps, mais ceci ne sera pas considéré dans le cadre de cet article.

Une des raisons évoquées par la seconde école (MENZEL et al., 1974 ; VOUILLE et al., 1983...) est que les essais de laboratoire, probablement du fait de leur durée limitée (de l'ordre du mois), ne mettent pas clairement en évidence une phase stationnaire. Cette deuxième loi est d'ailleurs classiquement utilisée pour les métaux en tant que loi de fluage primaire, sous le nom de loi de COTTRELL-ANDRADE (1910).

Du point de vue du dimensionnement, comme le suggère la figure 2, on pourrait considérer qu'à long terme, la loi de NORTOH-HOFF est plus pessimiste pour l'estimation des convergences de la structure, alors que la loi de LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER doit pouvoir donner des résultats plus précis à plus court terme, dans la mesure où elle rend bien compte de la phase de fluage primaire.

Lois unidimensionnelles retenues en fluage (1)

$\epsilon^{vp} = a\ \sigma^n\ t^\alpha$ déformation viscoplastique

avec

$\alpha = 1$: loi de Norton-Hoff

$\alpha \in\ ]0,1[$: loi de Lemaître-Menzel-Schreiner

et

σ contrainte axiale rapportée à 1 Mpa

t temps en jour (j)

a est en $j^{-\alpha}$ avec :

$a = a_o \exp(-K/T)$

K constante d'activation thermique et T température absolue, en Kelvin

2.2. Ecriture des lois de comportement tridimensionnelles

La forme explicite en temps n'est valable que dans le cadre de l'essai de fluage unidimensionnel où l'état de contrainte est constant, bien que certains auteurs l'aient appliqué au calcul de structures (BORESI et al., 1982 ; LADANYI, 1974...). Lorsqu'il y a redistribution des contraintes, l'approximation précédente est cependant trop grossière, et il faut considérer la loi sous forme intrinsèque obtenue par élimination du temps ; dans le cas où $\alpha < 1$ (LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER), on parle alors d'écrouissage en déformation, par opposition à l'écrouissage en temps du cas précédent.

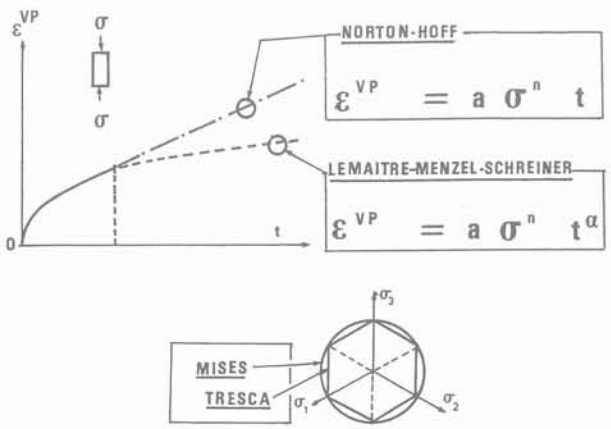


Fig. 2. — Choix des modèles de comportement viscoplastiques.
Fig. 2. — Choice of the viscoplastic models.

La formulation tridimensionnelle de la loi, de type associé, fait intervenir en principe les trois invariants des contraintes ; le comportement anélastique de ces matériaux étant en général supposé purement déviatorique, on se limitera ici à l'utilisation des deux critères d'écoulement usuels : Mises ou Tresca.

Le critère de MISES est le plus utilisé pour le sel, mais il faut garder le second à l'esprit, d'autant plus qu'il conduit, pour la galerie, à des résultats sensiblement différents, et donnerait, selon certains auteurs, une meilleure interprétation de mesures in situ (MUNSON et al., 1989...).

La forme générale adoptée pour les lois est rappelée dans la formule (2).

Forme générale des lois (2)

1. NORTHON-HOFF :

$$\dot{\epsilon}^{vp} = a\ f^n \frac{\dfrac{\partial f}{\partial \sigma}}{\left\| \dfrac{\partial f}{\partial \sigma} \right\|}$$ où $\| \ \|$ représente une norme

2. LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER :

$$\dot{\epsilon}^{vp} = \frac{\partial}{\partial t}(\xi^\alpha) \frac{\dfrac{\partial f}{\partial \sigma}}{\left\| \dfrac{\partial f}{\partial \sigma} \right\|} ; \quad \dot{\xi} = [a\ f^n]^{1/\alpha}$$

La dépendance éventuelle de a en température est donnée en (1).

Les définitions de la fonction de charge f et de la norme $\| \ \|$ dépendent de la loi d'écoulement choisie :

1. MISES : $f \equiv \sqrt{3\ J_2}$

$J_2 = \frac{1}{2}\ tr(s^2)$; s déviateur des contraintes ;

$$\|s\| = \sqrt{\frac{2}{3}\ tr\ (s^2)}$$

2. TRESCA : $f \equiv (\sigma_1 - \sigma_3)$

$\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ contraintes principales ordonnées ;

$$\|\sigma\| = \frac{1}{2}\ (|\sigma_1| + |\sigma_2| + |\sigma_3|)$$

Il faut distinguer ici :

— le régime face, où σ_2 est strictement intermédiaire, alors :

$$\dot{\epsilon}_2^{vp} = 0 \text{ car } \frac{\partial f}{\partial \sigma_2} = 0$$

— le régime d'arête lorsque $\sigma_2 = \sigma_1$ par exemple, s : alors $\dot{\epsilon}_2^{vp} \neq 0$

3. CONSÉQUENCE RÉSULTANT DES LOIS DE COMPORTEMENT : EXISTENCE D'UN ÉTAT DE CONTRAINTE ASYMPTOTIQUE

Sous l'effet d'un chargement extérieur fixe, les cavités souterraines étudiées dans le cadre de cette étude subissent, après creusement, un régime transitoire impliquant une redistribution des contraintes dans le massif ; dans certains cas, le champ de contrainte peut tendre vers un état asymptotique, en parfaite analogie avec celui d'une éprouvette en fluage.

Dans le cas des lois de fluage secondaire (NORTON-HOFF en particulier), plusieurs auteurs ont remarqué et exploité pour le calcul des structures, l'existence de cet état asymptotique : ADQVIST et HULT (1962), HULT (1964),... Ainsi MANDEL (1960) démontre un théorème pour les structures soumises à un « fluage » ou à une « relaxation », pour une classe de matériaux dits de « Maxwell généralisés », définis par :

$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^{el} + \dot{\epsilon}^{vp}$

$\dot{\epsilon}^{el} = \partial/\partial t \{\partial \Phi_c/\partial \sigma\}$ vitesse de déformation élastique

$\dot{\epsilon}^{vp} = \partial \Psi_\sigma/\partial_\sigma$ vitesse de déformation viscoplastique

Ψ_c potentiel complémentaire de dissipation (3)

Une telle formulation englobe la loi de NORTON-HOFF, celles de PRANDTL-NADAI, EYRING-SODERBERG... ainsi que des lois à seuil, comme celle de BINGHAM. Un exemple trivial d'état asymptotique est fourni par les modèles linéaires de MAXWELL et KELVIN, pour lesquels l'état de contraintes asymptotique est atteint instantanément et n'est autre le champ de contrainte élastique initial.

Par contre, il n'existe pas à notre connaissance, de théorème équivalent pour la viscoplasticité avec écrouissage. En suivant une démarche similaire à celle de MANDEL, nous avons pu étendre ce résultat aux lois suivantes, dont la forme générale contient le modèle de LEMAÎTRE-MENZEL-SCHEINER, ainsi que celui de MUNSON et al. (1989)... (la démonstration de théorème n'est pas donnée dans cet article) :

$$\dot{\epsilon}^{vp} = G(\chi)\ \partial \Psi_c/\partial \sigma \qquad G,\ \Psi_c \geq 0$$

avec :

$$\chi = \int_0^t ||\dot{\epsilon}^{vp}||\ dt \qquad \text{(3 bis)}$$

et : $dG/d\chi < 0$ (fluage de type primaire)

L'état asymptotique des contraintes, définie par $\dot{\sigma} = 0.$, soit $\dot{\epsilon}^{el} = 0$, jouit de certaines propriétés intéressantes :

a. cet état ne dépend pas des propriétés élastiques, puisque dans ce cas la vitesse de la déformation élastique, proportionnelle à $\dot{\sigma}$ est nulle (ceci reste valable dans le cas plus général où la déformation élastique est non linéaire mais dérive d'un potentiel) ;

b. l'état asymptotique des contraintes est le même pour NORTON-HOFF et LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER, pour un paramètre n donné. La fonction de charge f (voir formule 2), tendant avec les contraintes vers des valeurs fixes, le champ des déformations est alors donné par :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t^\alpha} = a\ f^n \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma}\right] / \left[\left|\left|\frac{\partial f}{\partial \sigma}\right|\right|\right]$$

qui montre, après utilisation des relations de compatibilité des déformations, que le champ de contraintes aysmptotique est indépendant de α ;

c. l'état asymptotique fournit un repère précieux pour les calculs numériques en régime transitoire.

4. CAS DE GALERIES HORIZONTALES ET PARALLÈLES : HYPOTHÈSES DE DÉFORMATION PLANE ET D'INCOMPRESSIBILITÉ

Nous nous plaçons désormais dans le cadre de la *déformation plane*, applicable à l'étude de tunnels horizontaux suffisamment longs et parallèles, creusés dans le massif pesant, soumis à un état initial de contrainte hydrostatique.

Nous faisons l'hypothèse d'incompressibilité pour le massif, qui revient à prendre dans ce cas un coefficient de Poisson $\nu = 0{,}5$; compte tenu de la valeur habituelle de ce coefficient, de l'ordre de 0,25, on vérifie, dans le cadre du problème traité, que cette hypothèse ne conduit dans les cas les plus défavorables, qu'à des écarts relatifs inférieurs à 10 % sur la convergence de la galerie, ce qui est tout à fait acceptable dans le cadre de notre démarche. Par contre il résulte des avantages importants.

4.1. Simplifications de l'écriture des lois

— Il n'y a pas de régime d'arête pour le critère de Tresca, la contrainte σ_z normale au plan de la déformation étant strictement intermédiaire, car $\sigma_z = 1/2\ (\sigma_1 + \sigma_3)$;

— pour la même raison, pour MISES, $\dfrac{\partial f}{\partial \sigma_z} \equiv 0$: la la déformation viscoplastique ϵ_s^{vp} rest nulle, comme pour TRESCA.

Les critères de TRESCA et MISES sont donc identiques à une constante de proportionalité près, ce qui permet d'écrire les lois sous un même formalisme, le passage de l'une à l'autre se faisant par un simple changement de constante :

$\partial/\partial t\ (\epsilon^{vp}) = \partial/\partial t\ (\xi^\alpha)\ \partial f/\partial \sigma \quad ; \quad \dot{\xi} = \{a_r\ f^n\}^{1/\alpha}$

$f \equiv \sigma_1 - \sigma_3 \quad ; \quad \sigma_1 > \sigma_3 \quad \text{et} \quad \sigma_2 = \sigma_z = \dfrac{\sigma_1 + \sigma_3}{2}$

$\alpha = 1$: Norton-Hoff (4)

$a_r = a \rightarrow$ Tresca ; $a_r = a\ (\sqrt{3}/2)^{n+1} \rightarrow$ Mises

4.2. Transformation du problème avec pesanteur en un problème sans pesanteur

L'incompressibilité du matériau entraîne dans ce cas, un comportement purement déviatorique ce qui permet, compte tenu de l'hypothèse sur l'état initial de contrainte hydrostatique, de se ramener au moyen d'un changement de variable sur les contraintes, (MANDEL, 1976), à un problème non pesant, en remplaçant le gradient de la pesanteur par une pression uniforme appliquée en surface (fig. 3). Le creusement de la galerie se traduit alors par la décroissance de la pression P_i en paroi suivant un certain historique.

Cette remarque vaut pour une structure souterraine quelconque : galerie de section de forme quelconque, système de galeries situées à des profondeurs équivalentes. Il est à noter que les puits verticaux n'entrent pas, en toute rigueur, dans le cadre ainsi défini.

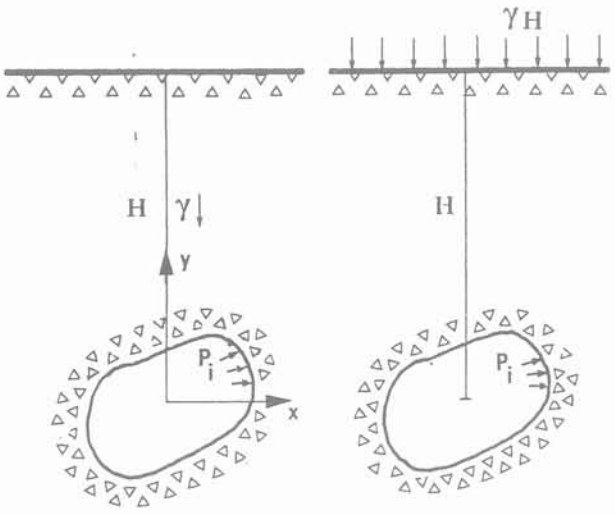


Fig. 3. — Transformation du problème pesant et non pesant.
Fig. 3. — Transformation of the problem with gravity into a one without gravity.

5. ÉCRITURE DES ÉQUATIONS DU PROBLÈME EN VARIABLES ADIMENSIONNELLES

Nous allons adimensionnaliser les variables du problème en effectuant sur les contraintes, les déformations et le temps, un changement d'échelle par rapport aux paramètres caractéristiques σ_0, ϵ_0, τ_0, de façon à obtenir des équations de comportement indépendantes des paramètres mécaniques du problème :

$$\sigma \to \sigma^* = \sigma/\sigma_0 \qquad \epsilon \to \epsilon^* = \epsilon/\epsilon_0 \qquad \tau \to t^* = t/\tau_0$$

avec :

σ_0 contrainte positive, choisie proportionnelle au chargement $(P_e - P_i)$,

(5)

$$\epsilon_0 = \sigma_0/E' = 3/4\ \sigma_0/E \quad \text{et} \quad \tau_0 = (1/a_r\ \epsilon_0 \sigma_0^{-n})^{1/\alpha}$$

σ_0 et ϵ_0 sont ainsi des quantités reliées au comportement élastique de la structure.

6. EXEMPLE D'APPLICATION : CONVERGENCE LIBRE D'UNE GALERIE ISOLÉE CIRCULAIRE HORIZONTALE

On a analysé les divers choix permettant d'élaborer un cadre général d'étude visant à décrire, compte tenu des diverses incertitudes, le comportement d'une structure souterraine dans un massif salifère, à partir d'un minimum de calculs.

A titre d'exemple, on présente le cas de la galerie horizontale circulaire isolée à grande profondeur. Si on admet que l'état de contrainte « au loin » dans le problème transformé peut être considéré comme uniforme, et égal à celui de l'état initial (pression $P_e = \gamma H$), on peut admettre l'hypothèse de la symétrie circulaire (fig. 4). Par la suite, la pression P_e et le rayon extérieur ρ du tube seront indépendants.

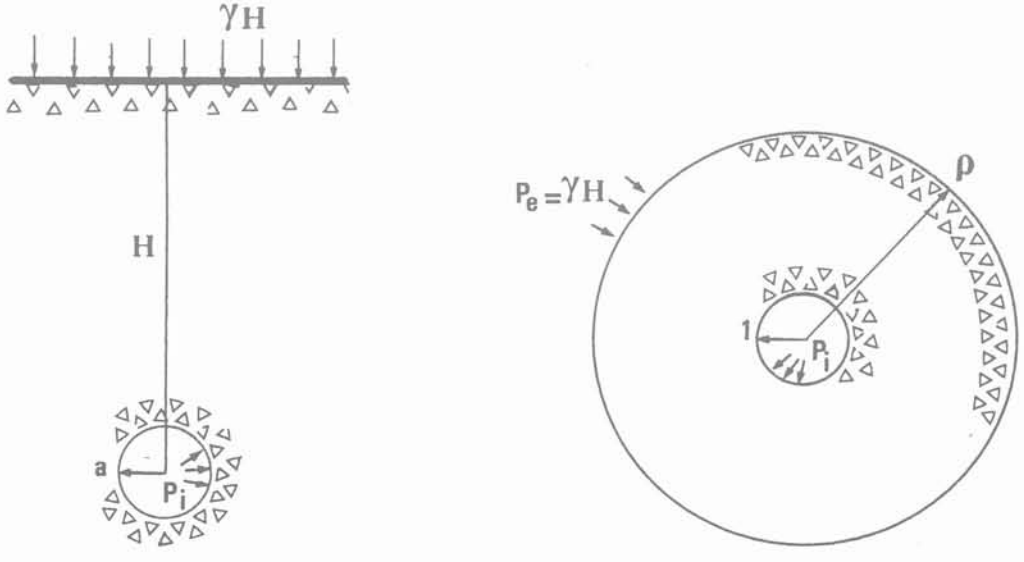


Fig. 4. — Hypothèse de la symétrie circulaire pour la galerie profonde isolée.
Fig. 4. — Circular symetry hypothesis for the deep single gallery.

Comme on se propose d'étudier ici le comportement à long terme de la galerie, on négligera les phases du creusement : on considère donc le fluage libre de la galerie sous l'action d'une annulation brutale de la pression intérieure P_i.

Remarque : il conviendra d'observer une certaine prudence vis-à-vis de l'hypothèse de symétrie circulaire, puisqu'en toute rigueur, en viscoplasticité sans seuil, le principe de Saint-Venant ne s'applique plus et peut être mis en défaut dans certains cas limites.

6.1. Equations générales

u étant le déplacement radial, σ_r et σ_θ les contraintes principales radiales et circonférentielles, les équations générales du problème sont les suivantes :

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial_r} = \frac{\sigma_\theta - \sigma_r}{r} \qquad \text{équilibre}$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} = 0 \qquad \text{incompressibilité} \qquad (6)$$

$$\frac{u}{r} = \frac{\sigma_\theta - \sigma_r}{E'} - \epsilon_r^{vp} \quad E' = 4/3\ E$$

où ϵ_r^{vp} est la déformation viscoplastique radiale, dont la vitesse est donnée par (4).

On choisit le paramètre caractéristique σ_0 comme étant le déviateur de Tresca élastique initial en paroi, sous l'effet de la chute instantanée de la pression intérieure de P_e à P_i, soit :

$$\sigma_0 = 2\ (P_e - P_i) \ /\ (1 - \rho^{-2}) \qquad (7)$$

ϵ_0 représente alors la convergence initiale correspondante, en valeur absolue.

6.2. Phase transitoire

L'évolution est solution d'un système d'équations intégro-différentielles fonction de la déformation viscoplastique radiale ϵ_r^{vp}, et de la convergence en paroi U^i, et nécessite une résolution numérique :

$$\begin{aligned} &\partial/\partial t\ \{(\epsilon_r^{vp})^{1/\alpha}\} = f^{n/\alpha} \\ &f = (\sigma_r - \sigma_\theta) = U_i/r^2 + \epsilon_r^{vp} \\ &U_i = -1 - 2\ /\ (1-\rho^{-2}) \int_1^\rho \frac{\epsilon_r^{vp}}{r}\, dr \\ &\text{avec } \epsilon_r^{vp} \equiv 0 \quad \text{pour } t = 0. \end{aligned} \qquad (8)$$

Toutefois, dans le cas du matériau de NORTON, on peut se ramener à l'équation intégro-différentielle pour la fonction de charge f (déviateur de TRESCA) :

$$\partial f/\partial t + f - 2/[r^2(1-\rho^{-2})] \int_1^\rho \frac{f^n}{r}\, dr = 0 \qquad (9)$$

dont une solution approchée explicite a pu être trouvée (Annexe 2).

La figure 5 montre, pour le milieu de NORTON-HOFF, la comparaison très satisfaisante du déviateur

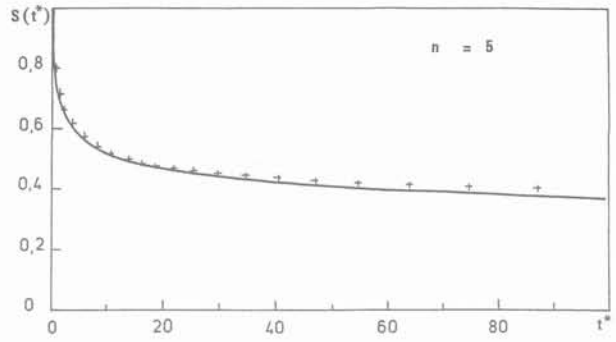


Fig. 5. — Comparaison du déviateur à la paroi calculé numériquement (——) et par la solution explicite approchée (+). (Loi de Norton-Hoff, n = 5).
Fig. 5. — Comparison between the stress deviator at the wall obtained from numerical analysis (——) and from the approximative closed form solution (+). (Norton-Hoff law, n = 5).

en paroi obtenu numériquement et par la solution explicite approchée.

Remarque importante :

On peut établir l'équivalence formelle entre les calculs cylindrique et sphérique.

Avec la symétrie sphérique, on aboutit à un système d'équations comparable à (8) ; en fait, on montre que les deux systèmes d'équations sont identiques, après un changement de variable d'espace $\xi = r^2$ (cas cylindrique) et $\xi = r^3$ (cas sphérique) ; pour ce dernier, il convient de redéfinir les constantes mécaniques :

$$E'' = E/(1-\nu) = 2\ E\ ;$$

$$\sigma_0 = 3/2\ (P_e - P_i)/(1-\rho^{-3})\ ;$$

$$\epsilon_0 = \sigma_0/E''$$

$$a_r \text{ (Mises ou Tresca)} = a/2$$

on notera bien entendu la correspondance géométrique : ρ^2 (cylindre) = ρ^3 (sphère).

Les résultats se transposent ainsi facilement d'un cas à l'autre. Il est à noter que cette propriété intéressante résulte de l'hypothèse d'incompressibilité.

6.3. Etat asymptotique

Celui-ci s'obtient en faisant $\dot{\sigma} = 0$, ce qui donne, pour la convergence en paroi U_i et le déviateur des contraintes :

$$\begin{aligned} U_i &= A^n\ t^\alpha + C^{te} \\ \sigma_r - \sigma_\theta &= A\ r^{-2/n} \\ A &= \frac{1}{n}\ \frac{1 - \rho^{-2}}{1 - \rho^{-2/n}} \end{aligned} \qquad (10)$$

On remarquera que la pente asymptotique $dU_i/dt^\alpha = A^n$ est très sensible à l'influence de la géométrie, représentée ici par le paramètre ρ. Ainsi, avec n = 5, ce paramètre vaut $3{,}85\ 10^{-3}$ pour $\rho = 10$, alors qu'il vaut $5{,}5\ 10^{-4}$ pour $\rho = 400$.

Remarque : effet des déplacements finis :

Il convient de préciser que l'état asymptotique des contraintes est lié à l'hypothèse des petites transformations ; un calcul élémentaire avec le modèle de NORTON-HOFF montre en fait qu'en tenant compte du changement de géométrie, les formules (10) deviennent :

$$R = R_o \exp(-n^n t) \qquad \sigma_r - \sigma_\theta = \frac{1}{n}\left[\frac{R}{r}\right]^{2/n}$$

où R est le rayon actuel de la galerie, R_0 son rayon initial.

Si l'on se place en un point géométrique r fixe, on verra ainsi décroître dans le temps le déviateur avec la fermeture de la galerie.

7. RÉALISATION ET UTILISATION DES ABAQUES

7.1. Abaques de convergence

Le calcul de l'intégrale dans (8) nécessite la donnée du rayon ρ ; or, on a vu que ce paramètre influait énormément sur la vitesse de convergence limite, à l'état asymptotique. Pour rendre compte d'un massif « infini », il fallait prendre ρ suffisamment grand ; en se limitant à $\rho = 400$ on se donnait comme cas limite de référence une galerie de 3 m de rayon (ou une cavité de 22 m de rayon) à 1 200 m de profondeur.

Les calculs ont été effectués sur un micro PC.

La figure 6 donne, pour diverses valeurs de n, les abaques de convergence en fonction du temps pour NORTON-HOFF en paramètres adimensionnels, en coordonnées bilogarithmiques.

Pour LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER, on obtient des courbes presque superposables en prenant $t^{*\alpha}$ à la place de t^* ; la figure 7 donne, pour quelques valeurs de n et α, la correction δX de translation suivant l'abscisse permettant de ramener, pour une valeur de n donnée, la courbe de convergence de LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER sur celle de NORTON-HOFF. On voit, pour la plupart des cas, surtout si n est inférieur à 3, que la correction δX reste modérée, et qu'on peut, en première approximation, se contenter des abaques pour NORTON-HOFF, en prenant t^α à la place de t.

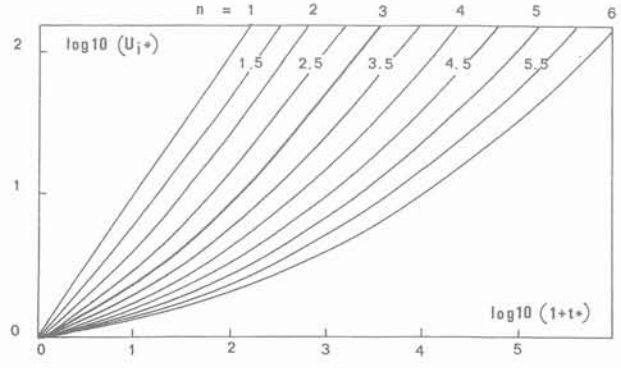


Fig. 6. — Abaques donnant la convergence en fonction du temps. Loi de Norton-Hoff.
Fig. 6. — Abacus for closure vs time. Norton-Hoff law.

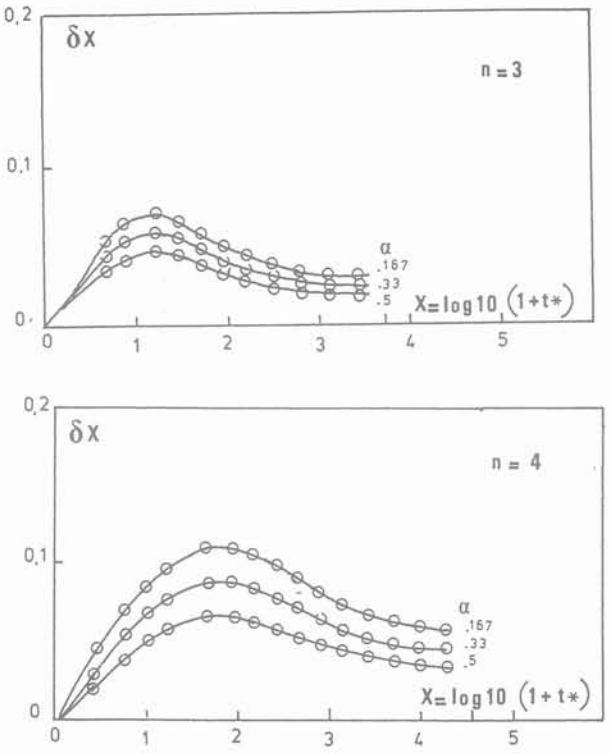


Fig. 7. — Corrections par translation selon l'abscisse pour ramener le cas de LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER à celui de NORTON-HOFF (n = 3 et 4).
Fig. 7. — Translation correction parallel to the abscissa to convert LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER case into NORTON-HOFF one (n = 3 and 4).

7.2. Exemples d'utilisation des abaques dans le cas du matériau de NORTON-HOFF

Soit par exemple, le cas d'une galerie qu'on veut creuser à 600 m de profondeur, correspondant, avec une densité de terrain de 2,2, à une pression géostatique de 13,2 MPa.

La température à cette profondeur est supposée être de l'ordre de 32,6 °C, correspondant à 15 °C en surface et à un gradient géothermique de 1 °C tous les 34 m ; le module d'Young est supposé être de 25 000 MPa.

Si on admet pour le matériau de NORTON-HOFF les caractéristiques moyennes suivantes :

$$K = 4\,755 \qquad a_0 = 0{,}0435\ j^{-1} \qquad n = 3$$

on obtient, en admettant un critère de Mises pour le calcul de τ_0, les valeurs suivantes pour les paramètres caractéristiques :

$$\sigma_0 \simeq 2\,P_e = 26{,}4\ \text{MPa}$$

$$\epsilon_0 = \frac{3}{4}\frac{\sigma_0}{E} = 7{,}92\ 10^{-4} \qquad \tau_0 = 10{,}06\ j$$

ce qui permet de convertir les diagrammes adimensionnels en diagrammes dimensionnels. La figure 8 montre ainsi les courbes de convergence « moyennes », pour une certaine plage des valeurs de n : 2,5 ; 3 ; 3,5.

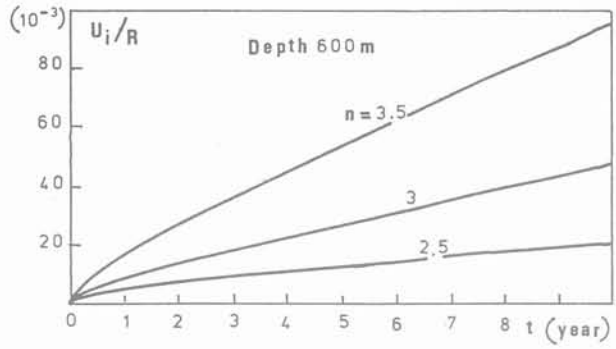


Fig. 8. — Convergence en fonction du temps à profondeur fixée, en coordonnées réelles (NORTON-HOFF).
Fig. 8. — Closure versus time for given depth in actual coordinates (NORTON-HOFF).

A partir d'une telle courbe de convergence « moyenne », (en tiretés, figure 9), on peut faire une étude de sensibilité du comportement lorsque varient les caractéristiques du matériau, n étant fixé. De l'expression des paramètres caractéristiques on déduit des transformations géométriques simples correspondant aux variations des constantes, ce qui permet ainsi une estimation graphique des variations. Par exemple :

a. si on change le module d'Young, la nouvelle courbe se déduit de la précédente, dans le cas du matériau de NORTON-HOFF, par une homothétie par rapport à l'origine de rapport inverse des modules E. Ainsi certains auteurs préconisent un module d'Young réduit pour tenir compte d'un fluage primaire ; cette transformation permet dans ce cas de connaître immédiatement le résultat d'une telle hypothèse ;

b. si on fait varier les autres paramètres, en dehors de E, il y a modification des temps caractéristiques ; la nouvelle courbe se déduit alors de la première par une affinité suivant l'axe des ordonnées de rapport inverse de celui des temps caractéristiques.

Notons que pour LEMAÎTRE-MENZEL-SCHREINER, les transformations géométriques précédentes sur les courbes de convergence en variables dimensionnelles, sont les mêmes que pour NORTON-HOFF à condition de se placer dans les axes U_i, t^{α}.

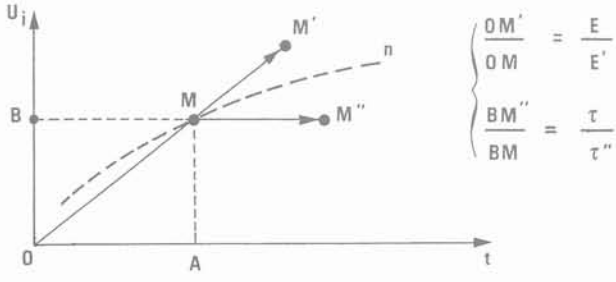


Fig. 9. — Transformation géométrique de la courbe de convergence (en coordonnées réelles) consécutive à un changement du module de YOUNG E ou du temps caractéristique τ.
Fig. 9. — Geometrical transformation of the closure curve (in actual coordinates) due to a change of the YOUNG modulous E or characteristic time τ.

Les exemples étudiés privilégient l'étude de la convergence (resp. du déviateur en paroi), mais on peut envisager bien entendu d'autres formes d'exploitation des abaques, privilégiant par exemple l'étude de la profondeur ou du temps en fonction des autres paramètres.

8. CONCLUSION

On a illustré sur un cas particulier, une méthode permettant d'évaluer globalement le comportement des excavations dans le sel gemme, à partir d'un minimum de résultats obtenus suivant les principes généraux évoqués ci-dessus ; cette méthode permet entre autres, d'étudier facilement la sensibilité des résultats aux divers paramètres mécaniques, de comparer les différentes options rhéologiques et l'effet de la géométrie (cylindrique, sphérique), en utilisant de simples relations d'équivalence à partir d'une série d'abaques de base.

L'exploitation de ces résultats peut aussi se faire par un programme informatique, qui, par sa très grande rapidité d'exécution, se prête particulièrement à une étude paramétrique (logiciel CAVITUS).

D'autres applications ont été menées ou sont en cours, et requièrent dans le cas général le recours au calcul numérique par éléments finis (interaction de galeries, soutènement,...) ; elles montrent clairement l'intérêt de cette approche qui permet de tirer, au fur et à mesure des études effectuées, des lois de dimensionnement pour les structures dans le milieu concerné, dont la généralité transcende les incertitudes attachées à la dispersion des caractéristiques mécaniques ou même au caractère approché des lois.

REMERCIEMENTS

Cette étude a été financée en partie par l'ANDRA.

BIBLIOGRAPHIE

BEREST P., NGUYEN-MINH D. (1983), *Deep underground storage cavities in rock salt : Interpretation of in situ data from french and foreign Sites*, Proc. 1st Conf. on the Mechanical Behavior of Salt. Pennsylvania State University, Nov. 1981, Trans. Tech. Pub., Clausthal, Germany.

BORESI A.P., DEERE D.U. (1963), *Creep closure of a spherical cavity in an infinite medium (With special attention to Project Dribble, Tatum Salt Dome, Mississipi,* for Holmes and Narver, Inc., Las Vegas Division.

BORM G. (1987), *Bohrlochkonvergenz und Spannungsrelaxation im Steinsalzgebirge*. Proc. 6th Cong. ISRM, Montreal, Canada.

HULT J. (1962), *On the stationarity of stress and strain distributions in creep*. Proc. IUTAM Symp. on Second Order Effects in Elasticity, Plasticity, and Fluid Dynamics, Haifa, Israël, 1962, (Eds Reiner & Abir) pp. 352-361.

MANDEL J. (1960), *Généralisation non linéaire des corps de Maxwell et de Kelvin. Fluage et relaxation*. Colloque int. de Rhéologie. Pub. CNRS.

MANDEL J. (1974 a), *Plasticité et poussée des terres, science des matériaux*. Fasc II. Cours ENSMP.

MANDEL J. (1974 b), *Unicité et principes variationnels en viscoplasticité. Quelques résultats*. Séminaire « Plasticité et viscoplasticité, 1972 ». Laboratoire de mécaniques des solides, Ecole Polytechnique, Paris. Ediscience/McGraw-Hill.

LADANYI B. (1972), *An engineering theory of creep in frozen soils*. Canadian Geotechnical Journal, 9, pp. 63-80.

LANGER M., WALLNER M, WASSMANN Th.H. (1984), *Gebirgsmechanische Bearbeitung von Stabilitatsfragen bei Deponiekavernen im Salzgbirge*. Kali u. Steinsalz 9, 2, S. 66-76, Essen 1984.

MUNSON D.E., FOSSUM A.F. (1989), *Approach to first model prediction of measured WIPP In situ room closure in salt*. Proceedings 30 th US Symposium on Rock Mechanics. Univ. West Virginia University, Morgantown.

MENZEL W., SCHREINER W. (1977), *Zum geomechanischen Verhalten von Steinsaltzverschiedenen Lagerstatten der DDR*. Neue Bergbautechnik, vol. 7, Teil II, 565-571.

NGUYEN-MINH D. (1986), *Modèles rhéologiques pour l'analyse du comportement différé des galeries profondes*.Cong. Int. ITA/AITES : Grands ouvrages en souterrain, Florence, Italie, pp. 659-666.

ODQVIST F.K.G, HULT J. (1962), *Kriechfestigkeit metallischer Werstoffe*. Springer Verlag. Berlin.

VOUILLE G., TIJANI S.M., de GRENIER F. (1984), *Experimental determination of the rheological behaviour of Tersanne Rock Salt*. Proceedings First Conference on the Mechanical Behavior of Salt, Pennsylvania State University, Novembre 1981, Trans. Tech. Publications, Clausthal, Germany, pp. 407-420.

ANNEXE

Convergence d'une galerie circulaire en massif infini de NORTON-HOFF : solution analytique approchée pour les contraintes

Nous considérons le cas du milieu infini ($\rho \to \infty$) ; reprenons l'équation (9) dans laquelle nous faisons le changement de variable :

$$\zeta = \frac{1}{r^2} \qquad \text{(A.1)}$$

Notons par la suite $F(\zeta, t) \equiv f(r,t)$, et $\dot{F} \equiv \frac{\partial F}{\partial t}$; on obtient l'équation intégro-différentielle :

$$\dot{F}(\zeta,t) = - F^n(\zeta,t) + \zeta \int_0^1 F^n(\zeta,t)/\zeta \, d\zeta \qquad \text{(A.2)}$$

avec la condition initiale :

$$F(\zeta,0) = \zeta \qquad \text{(A.3)} \quad \text{(élasticité instantanée)}$$

Cette équation est également valable dans le cas sphérique en prenant $\zeta = \frac{1}{r^3}$.

On voit que F vérifie :

$$\int_0^1 \frac{\dot{F}}{\zeta} \, d\zeta = 0 \qquad \text{(A.4)} \quad \text{(propriété de l'équation A.2)}$$

$$\int_0^1 \frac{F}{\zeta} \, d\zeta = 1 \qquad \text{(A.5)} \quad \text{(A.4 + A.3)}$$

$$\dot{F}(\zeta,0) = - \zeta^n + \frac{\zeta}{n} \qquad \text{(A.6)} \quad \text{(conséquence de A.3)}$$

$$\lim_{t \to \infty} F(\zeta,t) = \frac{1}{n} \zeta^{1/n} \qquad \text{(A.7)} \quad \text{(état asymptotique)}$$

Résolution approchée

Nous allons présenter une méthode de résolution approchée de l'équation (A.2), dont la justification sera la précision du résultat auquel elle a abouti.

• soit G_0 la solution de l'équation A.2, sans la partie intégrale, et vérifiant A.3. On a :

$$G_0 = \zeta \, \Psi \qquad \text{avec :}$$

$$\Psi(\zeta,t) = (1 + (n-1)\zeta^{n-1} \, t)^{\frac{1}{1-n}} \qquad \text{(A.8)}$$

Ψ vérifie :

$$\dot{\Psi} = - \zeta^{n-1} \, \Psi^n. \qquad \text{(A.9)}$$

• On peut chercher une première approximation de F, en remplaçant celle-ci par G_0 dans le second membre de A.2 :

$$\dot{G}_1(\zeta,t) = - G_0^n + \zeta \int_0^1 \frac{G_0^n}{\zeta} \, d\zeta \qquad \text{(A.10)}$$

soit :

$$G_1(\zeta,t) = \zeta \left[1 + \Psi - \int_0^1 \Psi \, d\zeta \right] \qquad \text{(A.11)}$$

En effet, G_1 vérifie l'ensemble des relations (A.3) à (A.6). Elle constitue un développement limité d'ordre 1 de la fonction F au voisinage de t = 0, dans le sens où (A.3) et (A.6) sont vérifiées.

Nous intégrons le terme intégral de cette expression d'une manière approchée, en passant par sa dérivée par rapport au temps.

Soit :

$$I = \int_0^1 \Psi(\zeta,t)\ d\zeta$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \int_0^1 \dot{\Psi}(\zeta,t)\ d\zeta = -\int_0^1 \zeta^{n-1}\Psi^n\ (\zeta,t)\ d\zeta$$

en intégrant par parties :

$$\frac{\partial I}{\partial t} = -\left[\frac{1}{n}\ \zeta^n\ \Psi^n\right]_0^1 + \frac{1}{n}\int_0^1 \zeta^n\ \frac{\partial}{\partial\zeta}\ \Psi^n\ d\zeta$$

or $\partial/\partial\zeta\ \Psi^n = -\ n(n-1)\ \zeta^{n-2}\ \Psi^{2n-1}\ t$, est du premier ordre en t et son intégration par rapport au temps donnera une contribution aux termes du second degré en t dans l'expression de I. On peut donc le négliger puisqu'on ne cherche qu'un développement limité de premier ordre en temps.

On trouve alors :

$$(A.12)\quad \frac{\partial I}{\partial t} \simeq -\left[\frac{1}{n}\ \zeta^n\ \Psi^n\right]_0^1 = -\frac{1}{n}\ \Psi_1^n$$

où :

$$(A.13)\quad \Psi_1\ (t) \equiv \Psi(1,t) = (1 + (n-1)\ t)^{\frac{1}{1-n}}$$

Ψ_1 vérifie : $\dot{\Psi}_1(t) = -\ \Psi_1^n$

ce qui permet d'intégrer (A.12) par rapport au temps :

$$I \simeq c + \frac{\Psi_1}{n}$$

Nous déterminons c pour que au temps t = 0 on ait une égalité. On trouve finalement :

(A.14)

$$I = \int_0^1 \Psi(\rho,t)\ d\rho \simeq 1 - \left[\frac{1 - \Psi_1(t)}{n}\right]$$

On en déduit :

$$(A.15)\quad G_1 \simeq \rho\left[\Psi(\rho,t) + \frac{1 - \Psi_1(t)}{n}\right]$$

On voit que G_1 sous la forme (A.15) ne vérifie plus (A.5) que jusqu'au premier ordre en t, mais qu'il vérifie par contre la condition A.7 :

$$(A.16)\quad \lim_{t\to\infty} G_1(\zeta,t) = \frac{\zeta}{n}$$

C'est-à-dire qu'au moins en $\zeta = 1$ (à la paroi de la galerie), G_1 a la bonne limite à l'infini :

$$\lim_{t\to\infty} G_1(1,t) = \frac{1}{n} = \lim_{t\to\infty} F(1,t)$$

Déviateur à la paroi :

Ceci permet de proposer au moins une fonction d'évolution du déviateur à la paroi de la galerie :

$$(A.17)\quad F(1,t) \simeq \frac{1 + (n-1)\ \Psi_1(t)}{n}$$

soit en désignant ce déviateur en paroi par la fonction $S_n(t)$, plus explicitement :

(A.18)

$$S_n(t) = \frac{1}{n} + \frac{n-1}{n}\ (1 + (n-1)\ t)^{\frac{1}{1-n}}$$

La figure 5 permet de comparer la courbe de cette fonction avec celle obtenue numériquement pour le déviateur à la paroi dans le cas n = 3. On voit que S_n suit avec une très grande précision la courbe numérique. L'accord entre les deux courbes reste excellent, dans la plage des valeurs usuelles de n (n = 1 à 5).

Déviateur dans le massif :

Nous reprenons la fonction G_1 donnée par (A.15) et nous la modifions légèrement pour corriger sa limite à l'infini pour $\zeta \neq 1$. Nous posons :

(A.19)

$$S_n(\zeta,t) \equiv \zeta\ \Psi(\zeta,t) + \frac{\zeta^{\frac{1}{n}}}{n}\ (1 - \Phi(\zeta,t))$$

où :

(A.20)

$$\Phi(\zeta,t) \equiv \Psi(\zeta^{\frac{1}{n}},t) = (1 + (n-1)\ \zeta^{\frac{n-1}{n}}\ t)^{\frac{1}{1-n}}$$

on voit que Φ vérifie :

$$(A.21)\quad \dot{\Phi}(\zeta,t) = -\ \zeta^{\frac{n-1}{n}}\ \Phi^n\ (\zeta,t)$$

et que $S_n(\zeta,t)$ vérifie les relations (A.3). (A.6) et (A.7) que doit vérifier $F(\zeta,t)$, et qu'elle vérifie (A.5) jusqu'au premier ordre (en raison de (A.3) et (A.6)). On peut encore montrer, à l'aide de (A.22) que :

$$(A.22)\quad \lim_{n-1} S_n(\zeta,t) = \zeta$$

c'est-à-dire que $S_{n(\zeta,t)}$ tend vers la solution exacte du problème $n \to 1$.

Pour $\zeta = 1$, $S_n(\zeta,t)$ coïncide avec $S_n(t)$ dont nous nous sommes convaincus de la précision ; de plus, elle possède la bonne limite pour tout ζ. Nous pouvons donc penser que, sous réserve d'une comparaison avec des exemples numériques, $S_n(\zeta,t)$ est une très bonne approximation de $F(\zeta,t)$.

Estimation par une méthode variationnelle en élasticité des déformations lors du creusement d'un tunnel : application au calcul du tassement de surface

Estimates of ground movements due to tunneling based on the variational principles of elasticity : application to the determination of surface settlement

L. DORMIEUX, P. DE BUHAN
Laboratoire de Mécanique des Solides*
E. LECA
Laboratoire Central des Ponts et Chaussées**

Rev. Franç. Géotech. n° 59, pp. 15-32 (avril 1992)

Résumé

Le creusement d'un tunnel provoque une perturbation du massif encaissant qui se traduit le plus souvent par des venues de sol au niveau du tunnel et des tassements en surface. Le présent article est consacré à la quantification de ces phénomènes dans le cas du creusement au tunnelier, pour lequel les venues de sol se produisent principalement au front de taille et au niveau du vide interannulaire situé à l'arrière de la machine. Se plaçant dans le cadre de l'élasticité, on utilise le principe variationnel de minimum pour les contraintes pour établir une majoration analytique de ces venues de sol. Ces résultats sont appliqués au cas d'un matériau incompressible, pour lequel on propose une méthode d'estimation du tassement engendré en surface par le creusement d'un tunnel en régime permanent.

Abstract

The construction of a tunnel is usually associated with ground loss at the tunnel depth and settlements at the ground surface. The present paper deals with ground movement estimates for shield tunnels. In this case ground loss occurs mainly at the tunnel face and at the tail of the shield. The variationnal principles of elasticity are used to find an upper estimate of ground losses. The results are applied to the case of incompressibility, for which a method is proposed for estimating the surface settlement due to tunneling under steady state conditions.

* Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex.
** 58, boulevard Lefèbvre, 75732 Paris Cedex 15.

1. INTRODUCTION

L'utilisation croissante du sous-sol nécessite la réalisation de tunnels dans des conditions parfois difficiles, tant sur le plan géotechnique que du fait de contraintes d'environnement liées à l'existence d'ouvrages en surface. Les progrès accomplis sur le plan technologique durant les vingt dernières années ont permis de traiter en partie ce type de difficulté (HABIB, 1991). Parmi les innovations les plus marquantes, il faut citer la méthode du tunnelier et plus récemment, celle du tunnelier à front pressurisé. Cette technique consiste à effectuer la construction du tunnel à l'abri d'un cylindre d'acier, de section le plus souvent circulaire, destiné à retenir les parois du tunnel pendant le creusement. Ce type de machine assure généralement plusieurs fonctions : abattage du terrain au front de taille, évacuation des déblais, mise en place du soutènement à l'arrière du tunnelier. Les machines les plus perfectionnées visent également à stabiliser le front de taille pendant le creusement par application d'une pression de soutènement. Cette pression peut être obtenue par divers procédés : mise sous air comprimé de la galerie, confinement du terrain excavé dans la chambre d'abattage (tunnelier à pression de terre), application d'une pression de boue bentonitique. La propulsion de la machine est assurée par des vérins prenant appui sur la partie de l'ouvrage de soutènement déjà installée. Cette technique permet de réaliser des tunnels dans des terrains peu résistants.

Toutefois, le processus de creusement provoque une perturbation du massif encaissant et engendre des venues de sol au niveau du tunnel. Celles-ci résultent (1) de déplacements des terrains vers le front de taille, (2) de la perturbation du terrain situé au contact avec la jupe de la machine pendant la phase de propulsion, (3) d'éventuelles surcoupes ou déviations de la machine par rapport à une trajectoire rectiligne, et (4) de la convergence du terrain vers l'ouvrage au niveau du vide interannulaire, c'est-à-dire de l'espace compris entre le bord du terrain excavé et l'extrados du soutènement. Les méthodes récemment mises au point pour le creusement de tunnels en terrains meubles sont destinées à neutraliser ces venues de sol : le confinement du front de taille permet de retenir le terrain, voire de le repousser dans certains cas ; l'injection en continu d'un coulis sous pression à l'arrière de la machine permet, en théorie, de combler le vide interannulaire à mesure qu'il se forme. Dans la pratique, ces techniques connaissent des limites et des venues de sol sont fréquemment observées. Elles interviennent notamment au front de taille (en raison des fluctuations inévitables des pressions de soutènement) et au niveau du vide interannulaire.

Dans le premier cas, on tente de contenir en partie la venue de sol par l'application d'une pression de soutènement au front de taille. Dans le second, la venue de sol est essentiellement due à la différence entre le diamètre excavé et le diamètre revêtu. Ce vide interannulaire correspond à l'épaisseur de la jupe du bouclier augmentée d'un espace supplémentaire destiné à faciliter la mise en place de l'ouvrage à l'abri de la jupe du bouclier. Pendant la phase de progression de la machine, le vide laissé entre le terrain et l'anneau de soutènement tend à être comblé par la convergence du terrain vers l'ouvrage.

L'objet de la présente étude est d'estimer le volume de sol débouchant dans la galerie dans les deux situations qui viennent d'être évoquées en se plaçant, en première approximation, dans l'hypothèse où le comportement du matériau peut être modélisé par la théorie de l'élasticité linéaire.

Physiquement, il est clair que les tassements de surface résultant du creusement d'un tunnel à faible profondeur sont reliés aux venues de sol. En site urbain, ils doivent rester limités en sorte qu'aucun désordre n'apparaisse dans les constructions préexistantes. Le calcul des tassements apparaît donc comme une application directe de celui des venues de sol.

Dans le cas général, il est malheureusement difficile de quantifier le lien qui existe entre venues de sol et tassements. Cependant, ce lien peut être précisé lorsque la compressibilité du sol dans lequel le forage est effectué peut être négligée. L'hypothèse d'incompressibilité peut être justifiée en particulier dans une analyse à court terme pour un massif de sol cohérent. Le calcul des venues de sol dans le cadre de la modélisation élastique basée sur les caractéristiques dites non drainées du matériau fournit alors une première estimation des tassements de surface. En d'autres termes, l'approche présentée ci-après fournit une évaluation du volume des venues de sol au niveau d'un tunnel quelle que soit la compressibilité du terrain. Mais l'identification avec les tassements de surface n'est possible, en toute rigueur, que dans le cas où $\nu = 0{,}5$.

Dans le cadre de la modélisation élastique, les calculs numériques s'appuyent classiquement sur les deux principes variationnels de minimum. Parmi tous les champs de déplacements cinématiquement admissibles du problème, le champ solution minimise l'énergie potentielle. La méthode des éléments finis en déplacements en est une application bien connue. De manière analogue, parmi tous les champs de contraintes statiquement admissibles, le champ solution minimise l'énergie complémentaire.

On se propose de montrer dans la suite que ce dernier principe est le mieux adapté au problème posé et qu'il permet d'établir de façon simple (c'est-à-dire sans recourir à des calculs numériques souvent lourds) une estimation par excès du volume de sol débouchant dans la galerie.

2. LE PROBLÈME POSÉ

2.1. Géométrie et matériau

On considère un tunnel de forme cylindrique circulaire de diamètre D (rayon R) foré horizontalement selon l'axe Ox dans un demi-espace limité supérieurement par le plan horizontal $y = C + R$. L'extension du tunnel est infinie dans la direction $x < 0$, le front de taille étant situé dans le plan $x = 0$ (fig. 1). Le comportement du matériau est modélisé par

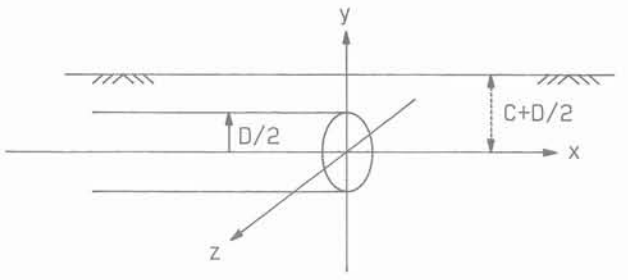


Fig. 1. — Schématisation de la géométrie.
Fig. 1. — Simplified geometry.

la loi élastique linéaire isotrope, caractérisée par un module d'Young E et un coefficient de Poisson ν (ou de manière équivalente par les coefficients de Lamé λ et μ), supposés uniformes dans tout le massif. On envisage alors successivement les deux cas de chargement suivants.

2.2. Cas de charge n° 1

A partir d'un état initial précontraint dû à l'action des forces de pesanteur, d'éventuelles surcharges de surface et de la pression de bouclier initiale $p_o(y)$, on étudie l'effet d'une diminution uniforme $-\delta p$ de la pression de bouclier (fig. 2a). On suppose qu'il y a adhérence parfaite entre le revêtement latéral du tunnel, considéré comme rigide, et le massif (condition d'encastrement). En vertu du principe de superposition, le problème se ramène à l'étude d'une traction

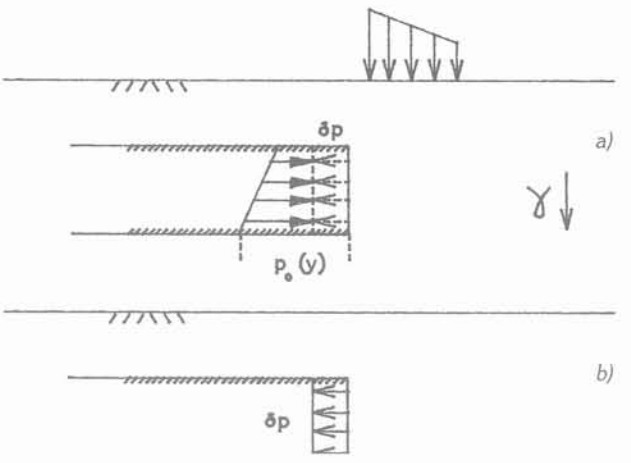


Fig. 2 a, b. — Cas de charge n° 1
Fig. 2 a, b. — Loading case n° 1.

uniforme $-\delta p \underline{e}_x$ sur le front de taille, dans un massif non pesant, sans surcharge de surface (fig. 2b).

2.3. Cas de charge n° 2

Il s'agit de modéliser l'effet d'un avancement du bouclier sur une distance L sur laquelle la mise en place du revêtement est imparfaite.

Le raisonnement consiste à considérer le système matériel obtenu en retranchant au massif la zone délimitée en pointillés sur la figure 3a, qui est excavée lors de l'avancement L du bouclier. Dans un souci

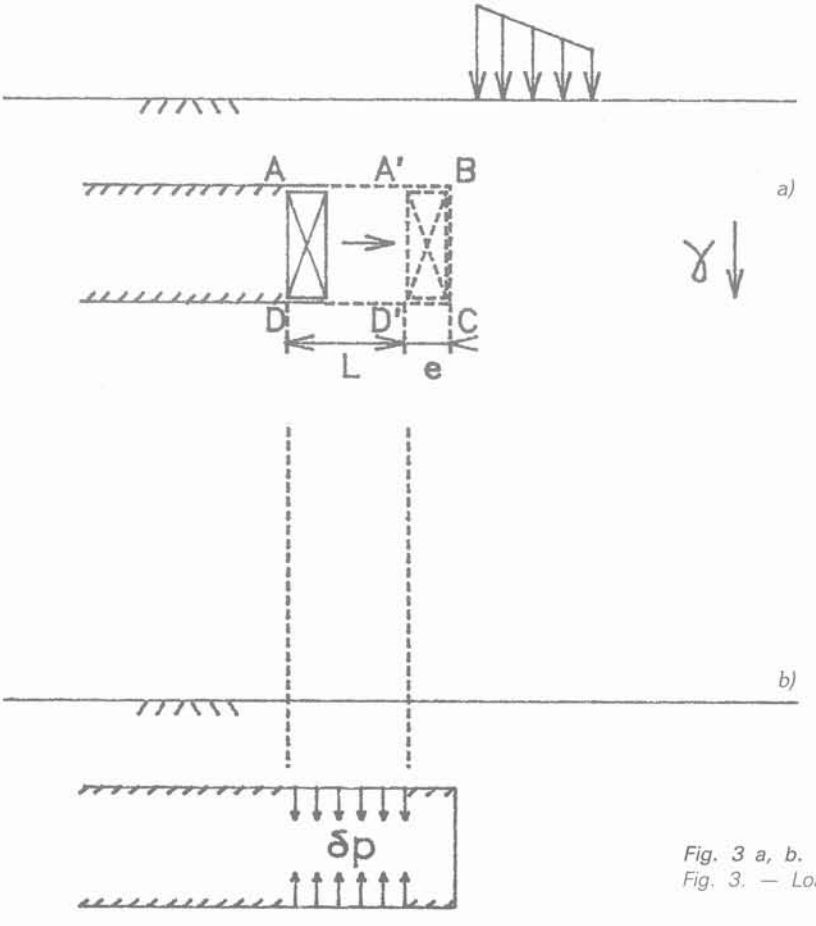


Fig. 3 a, b. —Cas de charge n° 2.
Fig. 3. — Loading case n° 2.

de clarté, cette figure ne respecte pas les proportions entre L et les dimensions usuelles d'un bouclier. Pour modéliser le forage, il s'agit de déterminer la variation des conditions aux limites prévalant sur la couronne cylindrique ABCD entre les instants où la face avant du bouclier est respectivement située dans les plans $x = -L$ puis $x = 0$. Cette tâche est rendue délicate par le fait qu'elle nécessite la connaissance de l'état de contraintes initial (avant forage) à droite du bouclier situé au départ dans le plan $x = -L$. Les hypothèses retenues sont les suivantes :

— les points du domaine matériel considéré situés sur la couronne cylindrique A'BD'C ne subissent aucun déplacement ;

— la pression de bouclier est ajustée en sorte que le torseur des efforts agissant sur la face BC soit inchangé ;

— on admet que l'effet de décompression sur la couronne cylindrique AA'D'D dû à l'avancement du bouclier peut être modélisé par une variation radiale $-\delta p\ \underline{e}_r$ des forces surfaciques. Le choix du scalaire $\delta p > 0$ dépend de l'action de soutènement entreprise durant le forage entre les sections $x = -(L + e)$ et $x = -e$.

En conclusion, l'application du principe de superposition conduit à étudier un massif non pesant sans surcharge de surface dans lequel est forée une galerie soumise aux conditions aux limites suivantes (fig. 3b) :

— le front de taille situé dans le plan $x = 0$ est libre de contraintes ;

— la paroi cylindrique située entre les plans $x = -(L + e)$ et $x = -e$ est soumise à une traction $-\delta p\ \underline{e}_r$;

— le déplacement est imposé nul sur les portions cylindriques $x < -(L + e)$ et $x \in]-e, 0[$.

2.4. Lien entre volume de tassement et venue de sol dans le tunnel

Soit $\underline{\xi}$ le champ de déplacements dans le massif de sol pour l'un ou l'autre des deux cas de charges définis précédemment. Par définition le volume correspondant au tassement de surface global δV_T est la quantité :

$$\delta V_T = \int_{y=C+R} -\xi_y \, da \qquad (1)$$

Par ailleurs, la venue de sol δV_V dans la galerie comporte deux termes, correspondant respectivement au front de taille $\mathcal{S}_t$ et à la face latérale $\mathcal{S}_\ell$ (fig. 4) :

$$\delta V_V = \int_{\mathcal{S}_\ell} -\xi_r \, da + \int_{\mathcal{S}_t} -\xi_x \, da \qquad (2)$$

où ξ_r désigne la composante radiale du déplacement dans le repère local de coordonnés cylindriques d'axe Ox. La convention de signe adoptée dans l'expression de δV_V donnée ci-dessus confère, comme il se doit, un signe positif à un volume de sol débouchant à *l'intérieur* de la galerie.

Dans l'hypothèse des petites perturbations qui est adoptée pour ce travail, la condition d'incompressibilité s'exprime par la relation $\operatorname{div} \underline{\xi} = 0$. On suppose de plus que le déplacement $\underline{\xi}$ s'annule au-delà d'une surface Σ placée à une distance « suffisamment grande » du front de taille. On considère alors le domaine fermé $\mathfrak{D}$ (dont la frontière est tracée en traits renforcés sur la figure 4) qui est limité par la face latérale $\mathcal{S}_\ell$ du tunnel, le front de taille $\mathcal{S}_t$, la surface Σ et le plan $y = C + R$. L'application du théorème de la divergence à ce domaine $\mathfrak{D}$ fournit :

$$0 = \int_{\mathfrak{D}} \operatorname{div} \underline{\xi} \, d\Omega =$$

$$\underbrace{\int_{\mathcal{S}_t} \underline{\xi} \cdot -\underline{e}_x \, da + \int_{\mathcal{S}_\ell} \underline{\xi} \cdot -\underline{e}_r \, da}_{= \delta V_V} \qquad (3)$$

$$+ \underbrace{\int_{\Sigma} \underline{\xi} \cdot \underline{n} \, da}_{= 0} + \underbrace{\int_{y=C+R} \underline{\xi} \cdot \underline{e}_y \, da}_{= -\delta V_T}$$

où $\underline{n}$ désigne la normale unitaire extérieure à $\partial\mathfrak{D}$. Compte tenu des définitions (1) et (2), l'égalité des volumes δV_V et δV_T en résulte immédiatement. Cette égalité ne doit pas masquer le fait que les déplace-

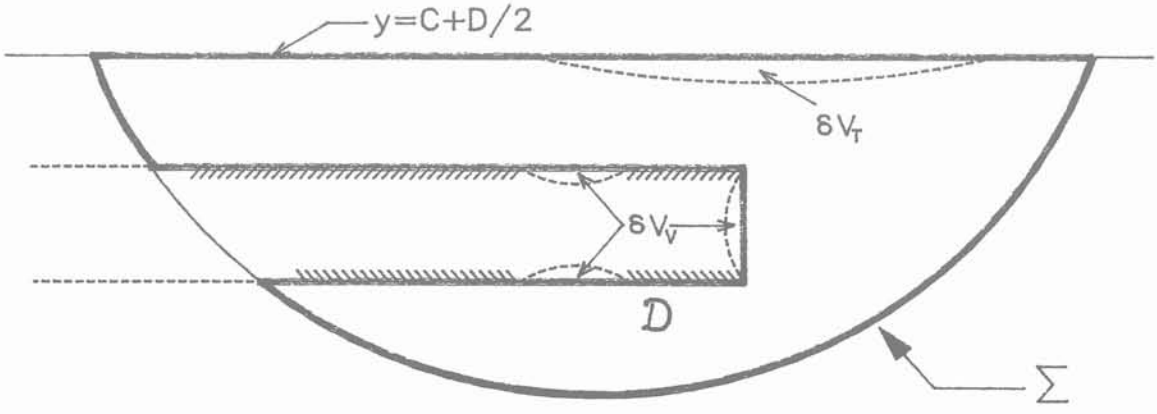


Fig. 4. — Venues de sol et tasseements dus au creusement d'un tunnel.
Fig. 4. — Ground loss and settlement due to tunneling.

ments au niveau du tunnel peuvent être sensiblement plus élevés que les tassements enregistrés en surface (HABIB, 1991).

2.5. Calcul du tassement en régime permanent

On se place dans les conditions du paragraphe ci-dessus pour lesquelles on vient de montrer que le volume de tassement peut être identifié à celui de la venue de sol. On se propose de montrer que l'analyse des cas de charges n° 1 et 2 introduits précédemment permet également de prévoir le tassement de surface causé par le creusement d'un tunnel en régime permanent.

La progression du creusement d'un tunnel au bouclier est schématisée sur la figure 5a. Le creusement du tunnel entraîne une perturbation du massif qui se traduit en surface par une cuvette de tassement. En régime permanent, la section de la cuvette de tassement par un plan longitudinal peut être représentée par une courbe qui s'amorce à l'avant du front de taille et se stabilise assez rapidement derrière la queue du bouclier. Chaque phase de creusement se traduit par l'avancement de la machine sur une longueur L d'environ 1 m, correspondant à la longueur de l'anneau de soutènement installé à l'arrière de la machine. Il en résulte l'excavation d'un noyau de sol sensiblement cylindrique (partie en hachures espacées sur la figure 5a). En faisant l'hypothèse d'une répétition parfaite du processus de creusement à chaque étape, l'excavation de ce noyau de sol se traduit en surface par une translation de longueur L du profil de tassement selon le sens de la progression du front de taille. Par conséquent, chaque étape de creusement provoque en surface un accroissement δV_T du volume de tassement (hachures fines sur la figure 5a), obtenu par différence entre le profil de tassement final et celui de l'étape précédente.

Ainsi, pour une longueur creusée totale de x, le volume de la dépression (ou tassement) de surface peut se mettre sous la forme suivante :

$$V_T\ (x) = (x - a)\ S_T + V_a$$

où S_T représente le volume de tassement par unité de longueur dans la partie stabilisée, et V_a désigne

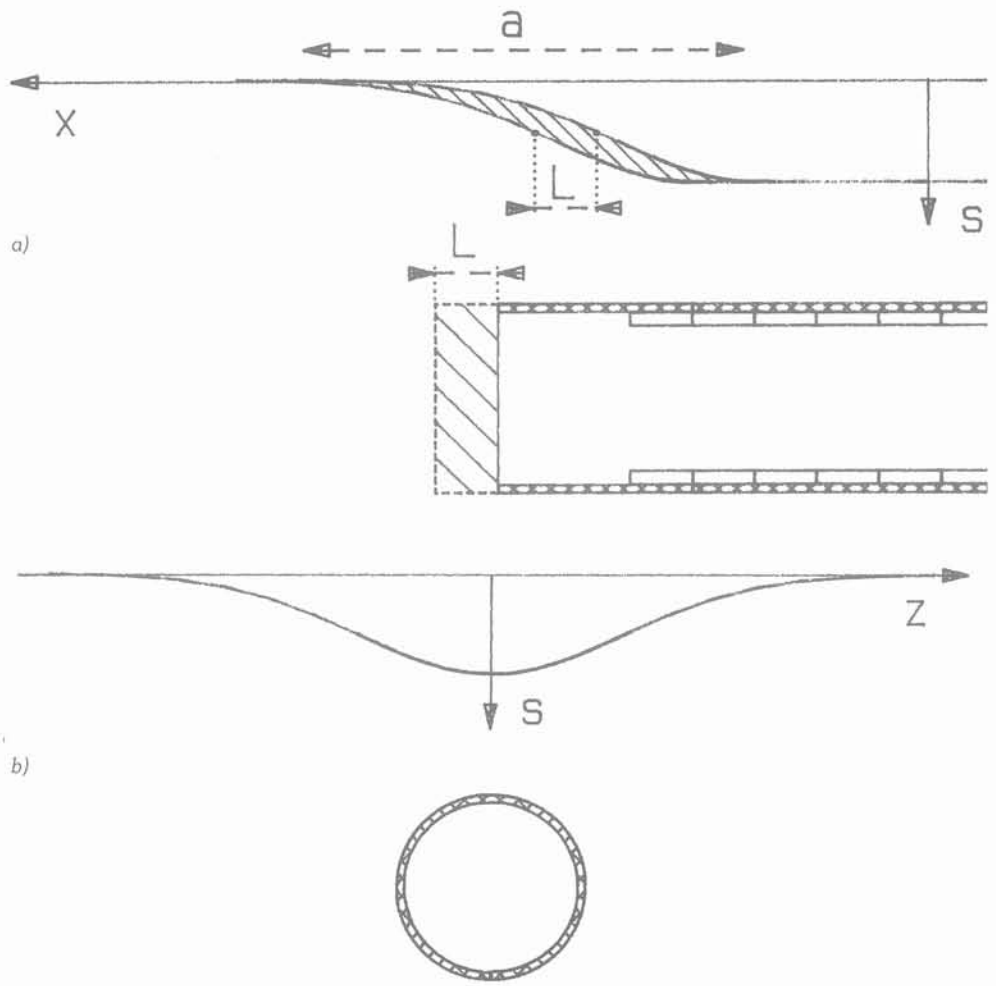


Fig. 5. — Profils de tassement de surface : 5 a : section longitudiale - 5 b : section transversale.
Fig. 5. — Surface settlements profiles : 5a : longitudinal section - 5 b : cross section.

le volume de tassement de la partie située dans la zone d'influence directe du front de taille, d'étendue a. La progression de la machine sur une longueur L se traduit par une nouvelle cuvette de tassement de volume total :

$$V_T\ (x + L) = (x + L - a)\ S_T + V_a$$

Le tassement δV_T induit par l'avancée L du bouclier vaut donc :

$$\delta V_T = V_T\ (x + L) - V_T\ (x) = S_T\ L$$

Cette égalité confère une deuxième signification à la grandeur S_T qui apparaît ici comme le volume de tassement généré par le creusement de l'unité de longueur de tunnel.

En limitant la prise en compte du phénomène de venue de sol aux deux manifestations principales évoquées précédemment, le volume de tassement S_T par unité de longueur creusée se met sous la forme suivante :

$$S_T = (\delta V_1 + \delta V_2) / L$$

où δV_1 désigne le volume de tassement résultant des venues de sol au front de taille et δV_2 celui qui résulte des mouvements de terrain dans le vide interannulaire. Plus précisément, soit δp_1 l'écart moyen entre la contrainte normale s'exerçant sur le plan vertical situé à la distance L en amont du front de taille et la pression au front de taille. Le volume δV_1 peut être, en première approximation*, identifié à la venue de sol correspondant à une variation δp_1 de la pression au front de taille dans le cas de charge n° 1. Par définition, δp_1 dépend à la fois de l'état de contraintes dans le terrain en avant du front de taille et de la valeur de la pression exercée au front de taille. De même, δV_2 représente la venue de sol résultant d'une décompression moyenne δp_2 sur une longueur L à l'arrière de la machine au cours d'un avancement du bouclier sur cette même longueur (cas de charge n° 2). La dépression δp_2 dépend de l'état de contrainte dans le terrain avant décompression et de la pression utilisée pour l'injection du vide interannulaire.

Il reste à relier S_T au tassement proprement dit. Dans un plan perpendiculaire à l'axe du tunnel, le profil de tassement observé (PECK, 1969) se présente généralement sous la forme d'une courbe de Gauss inversée (fig. 5b) d'équation :

$$s(z) = s_{max}\ \exp\ (-z^2/2i^2) \qquad (4)$$

où s_{max} représente la valeur maximale du tassement, généralement observée au-dessus de l'axe du tunnel ($z = 0$) et où i représente la distance du plan médian au point d'inflexion de la courbe de Gauss et caractérise l'étendue latérale du profil de tassement.

Si l'on fait l'hypothèse couramment admise dans la pratique que le tassement de surface peut effectivement être décrit par une relation du type donné en (4), la détermination du profil de tassement se ramène à l'estimation de s_{max} et de i, ou de manière équivalente, de S_T et de i. En effet, on a classiquement :

$$S_T = \sqrt{2\pi}\ s_{max}\ i \cong 2{,}5\ s_{max}\ i \qquad (5)$$

Des observations effectuées sur de nombreux chantiers (PECK, 1969 ; CORDING et HANSMIRE, 1975 ; ATTEWELL, 1977 ; CLOUGH et SCHMIDT, 1981) montrent que le paramètre i peut être évalué à partir de la connaissance de la nature du terrain encaissant et de la profondeur $H = C + D2$ du tunnel. S'agissant des ouvrages creusés en terrain argileux, on peut admettre en première approximation que $i \cong H/2$.

Ainsi, l'approche proposée ci-après qui est consacrée aux venues de sol dans les cas de charge n° 1 et n° 2 permet en outre une estimation complète du profil des tassements de surface provoqués par le creusement d'un tunnel. Elle est particulièrement bien adaptée au cas des argiles dans le cadre d'une analyse du tassement à court terme.

3. L'APPROCHE RETENUE

On note $U(\underline{\xi}')$ l'énergie potentielle d'un champ de déplacements $\underline{\xi}'$ cinématiquement admissible (c.a.) et $C(\underline{\underline{\sigma}}')$ l'énergie complémentaire d'un champ de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}'$ statiquement admissible (s.a.). Les principes variationnels énoncés dans l'introduction s'expriment alors par les inégalités suivantes (voir par exemple SALENÇON, 1988) :

$$\begin{aligned} &(\forall\ \underline{\xi}'\ \text{(c.a.)})\ (\forall\ \underline{\underline{\sigma}}'\ \text{(s.a.)}) \\ &-U(\underline{\xi}') \le -U(\underline{\xi}) = C(\underline{\underline{\sigma}}) \le C(\underline{\underline{\sigma}}') \end{aligned} \qquad (6)$$

où $(\underline{\underline{\sigma}}, \underline{\xi})$ désigne le couple solution du problème d'élasticité posé. Il convient d'abord de préciser la structure des deux fonctionnelles énergétiques introduites dans (6) pour les problèmes considérés. L'énergie potentielle $U(\underline{\xi}')$ prend la forme suivante :

$$U(\underline{\xi}') = W(\underline{\xi}') - \Phi(\underline{\xi}') \qquad (7)$$

où $W(\underline{\xi}')$ représente l'énergie élastique dans le champ de déformations $\underline{\underline{\epsilon}}'$ associé à $\underline{\xi}'$ et où $\Phi(\underline{\xi}')$ intègre les données en efforts du chargement considéré. Plus précisément, on aura :

$$W(\underline{\xi}') = \int_\Omega \frac{\lambda}{2}\ (\mathrm{tr}\ \underline{\underline{\epsilon}}')^2 + \mu\ \mathrm{tr}\ (\underline{\underline{\epsilon}}'^2)\ d\Omega \qquad (8)$$

et respectivement pour les deux chargements :

— *cas de charge n° 1 :*

$$\Phi(\underline{\xi}') = \int_{\substack{x=0 \\ r<R}} -\delta p\ \underline{e}_x \cdot \underline{\xi}'\ r dr d\Theta \qquad (9a)$$

— *cas de charge n° 2 :*

$$\Phi(\underline{\xi}') = \int_{-(L+e)}^{-e} dx \int -\delta p\ \underline{e}_r \cdot \underline{\xi}'\ R d\Theta \qquad (9b)$$

* La superposition des cas de charge n° 1 et n° 2 pour simuler le creusement n'est pas totalement rigoureuse en raison de la nature des conditions aux limites sur la face latérale dans le cas de charge n° 1.

De même, l'énergie complémentaire se décompose sous la forme suivante :

$$C(\underline{\underline{\sigma}}') = W^*(\underline{\underline{\sigma}}') - \Phi^*(\underline{\underline{\sigma}}') \qquad (10)$$

où $W^*(\underline{\underline{\sigma}}')$ représente l'énergie élastique dans le champ de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}'$ et où $\Phi^*(\underline{\underline{\sigma}}')$ intègre les données en déplacements du chargement considéré. Dans les deux cas de charge considérés, les déplacements aux limites du domaine sont nuls là où ils sont imposés. La fonctionnelle $\Phi^*(\underline{\underline{\sigma}}')$ est donc elle-même nulle. L'énergie élastique de contraintes $W^*(\underline{\underline{\sigma}}')$ a la forme suivante :

$$W^*(\underline{\underline{\sigma}}') = \frac{1}{2}\int_\Omega \frac{1+\nu}{E}\,\mathrm{tr}\,(\underline{\underline{\sigma}}'^2) - \frac{\nu}{E}\,(\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\sigma}}')^2\,d\Omega \qquad (11)$$

Le théorème de Clapeyron établit alors pour le couple solution $(\underline{\underline{\sigma}}, \underline{\xi})$ les égalités suivantes :

$$W^*(\underline{\underline{\sigma}}) = W(\underline{\xi}) = \frac{1}{2}\left(\Phi^*(\underline{\underline{\sigma}}) + \Phi(\underline{\xi})\right) \qquad (12a)$$

d'où, d'après (10) :

$$C(\underline{\underline{\sigma}}) = W^*(\underline{\underline{\sigma}}) = W(\underline{\xi}) = \frac{1}{2}\Phi(\underline{\xi}) \qquad (12b)$$

puisque l'on a $\Phi^*(\underline{\underline{\sigma}}) = 0$ dans les deux cas de chargement considérés. Il vient donc, dans le cas de charge n° 1 :

$$C(\underline{\underline{\sigma}}) = -\frac{1}{2}\int_{\substack{x=0\\ r<R}} \delta p\,\underline{e}_x \cdot \underline{\xi}\; r\,dr\,d\Theta = \frac{1}{2}\,\delta V_1\,\delta p \qquad (13)$$

où δV_1 représente la venue de sol au niveau du front de taille, et dans le cas de charge n° 2 :

$$C(\underline{\underline{\sigma}}) = -\frac{1}{2}\int_{-(L+e)}^{-e} dx \int_0^{2\pi} \delta p\,\underline{e}_r \cdot \underline{\xi}\,R\,d\Theta$$

$$= \frac{1}{2}\,\delta V_2\,\delta p \qquad (14)$$

δV_2 désignant la venue de sol au niveau de la couronne cylindrique décomprimée en arrière du front de taille.

La double inégalité (6) s'écrit en définitive :

$$(\forall\ \underline{\underline{\sigma}}'\ \text{s.a.})\ (\forall\ \underline{\xi}'\ \text{c.a.})$$

$$-2U(\underline{\xi}')/\delta p \le \delta V_i \le 2W^*(\underline{\underline{\sigma}}')/\delta p \qquad (15)$$

Ainsi, l'utilisation conjointe des principes variationnels fournit un encadrement du volume de sol débouchant dans la galerie, pour chacun des deux cas de charges examinés. En général, c'est bien une estimation par excès de ce volume qui sera préférable, si l'on se place du point de vue de la sécurité. L'utilisation du principe de minimun pour les contraintes est donc particulièrement bien adaptée au problème posé.

Tout choix d'un champ de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}'$ s.a. pour le problème n° i tel que l'énergie élastique $W^*(\underline{\underline{\sigma}}')$ reste bornée fournit a priori un majorant de la venue de sol δV_i. On se propose à présent d'établir par ce procédé quelques résultats pratiques par voie analytique.

4. APPLICATIONS DU PRINCIPE DE MINIMUM POUR LES CONTRAINTES

4.1. Cas de charge n° 1

4.1.1. Champ en coordonnées sphériques

Une première idée consiste à exploiter la solution en contraintes du problème de la sphère creuse élastique sous pression. Plus précisément, on considère les sphères S_R et S_X de centre O et de rayons respectifs R et $X \in]R, C + R[$. On adopte le système de coordonnées sphériques r, Θ, φ, où le rayon r est compté à partir de O et l'angle Θ à partir de l'axe Ox. Un champ de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}'$ statiquement admissible avec δp est défini de la manière suivante (fig. 6) :

— dans la partie du massif située à l'intérieur de S_R, notée (α) dans la suite, et définie par les conditions $r \in [0, R]$, $\Theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$, $\varphi \in [0, 2\pi]$, $\underline{\underline{\sigma}}'$ est un champ constant de traction isotrope égal à $\delta p \underline{\underline{1}}$:

— dans la partie (β) du massif comprise entre les rayons r = R et r = X, $\underline{\underline{\sigma}}'$ coïncide avec la solution de la sphère creuse soumise à une traction $-\delta p\,\underline{e}_r$ sur la paroi de sa cavité interne (r = R) et libre de contraintes sur sa face externe (r = X), c'est-à-dire :

$$\sigma'_{rr} = A + 2B/r^3 \quad \sigma'_{\Theta\Theta} = \sigma'_{\varphi\varphi} = A - B/r^3 \qquad (16)$$

où l'on a posé, notant ρ_x le rapport X/R :

$$A = -\delta p/(\rho_x^3 - 1)$$

$$B = \frac{1}{2}\,\delta p R^3\,\rho_x^3/(\rho_x^3 - 1) \qquad (17)$$

— le champ $\underline{\underline{\sigma}}'$ est nul en dehors de la sphère S_X.

Le rayon X de la sphère extérieure décrivant le segment]R, C+R], on dispose ainsi d'une classe à un paramètre de champs de contraintes s.a. pour le problème n° 1. Pour optimiser le choix de X et obtenir le plus petit majorant de δV_1 dans la classe examinée, il reste à déterminer l'énergie élastique de contraintes correspondante.

La contribution du domaine (α) dans lequel $\underline{\underline{\sigma}}'$ est le champ de contraintes sphériques $\delta p \underline{\underline{1}}$ résulte immédiatement de (11) :

$$W^*_\alpha = \frac{3(1-2\nu)}{2E}(\delta p)^2 \int_{(\alpha)} d\Omega$$

$$= (1-2\nu)\,\frac{\pi R^3 (\delta p)^2}{E} \qquad (18)$$

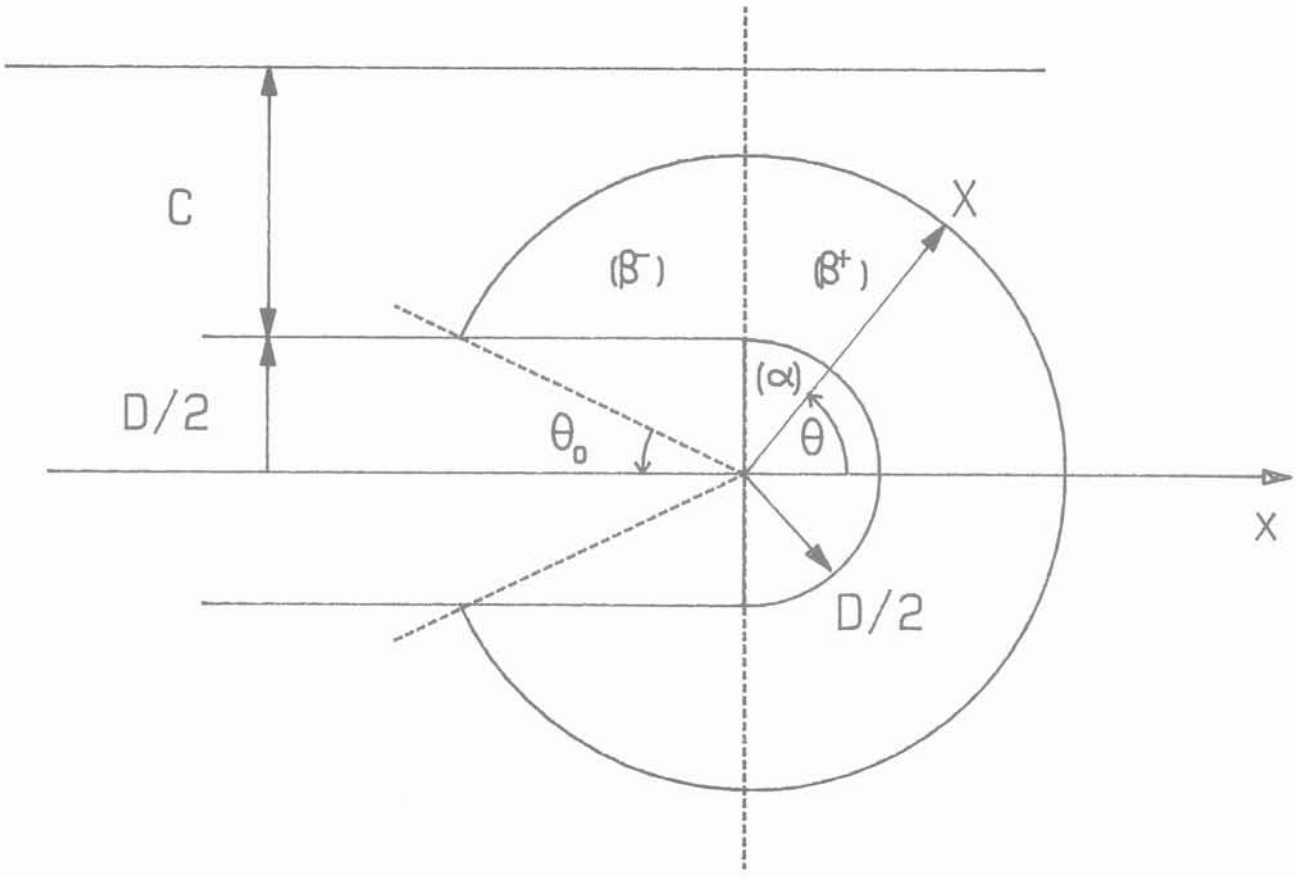


Fig. 6. — Géométrie relative au champ de contraintes 4.1.1.
Fig. 6. — Geometry relative to stress field 4.1.1.

En tenant compte de (16), il est facile de voir que la contribution du domaine (β) vaut :

$$W^*_\beta = \frac{3\ (1 - 2\nu)}{2E} \left[A^2 \int_{(\beta)} d\Omega + \frac{2\ (1 + \nu)}{1 - 2\nu}\ B^2 \int_{(\beta)} (1/r^6)\ d\Omega \right] \qquad (19)$$

Pour le calcul de W^*_β, il est commode de scinder (β) en deux sous-domaines situés respectivement en avant et en arrière du front de taille :

$$(\beta^+) : r \in [R,X] : \Theta \in [0, \frac{\pi}{2}] ; \varphi \in [0, 2\pi]$$

$$(\beta^-) : r \in [\frac{R}{\sin \Theta}, X] ; \Theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi - \Theta_o] ;$$

$$\varphi \in [0, 2\pi] \text{ avec } \Theta_o(X) = \arcsin (\frac{1}{\rho_x})$$

Il vient alors :

$$W^*_{\beta^+} = \pi R^3\ (\delta p^2/E)\ \frac{1}{\rho_x^3 - 1} \left(1 - 2\nu + \rho_x^3 \frac{1 + \nu}{2}\right) \qquad (20)$$

$$W^*_{\beta^-} = \pi R^3\ (\delta p^2/E)\ \frac{1}{(\rho_x^3 - 1)^2} \left((1 - 2\nu)\ (\rho_x^2 - 1)^{3/2} + \frac{3}{16}\ (1 + \nu) \left[\rho_x^6\ (\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{1}{\rho_x}) + \rho_x^2 \sqrt{\rho_x^2 - 1}\ (\rho_x^2 - 2) \right] \right) \qquad (21)$$

Le calcul numérique de W^* ($\underline{\sigma}'$), c'est-à-dire la somme des contributions des domaines (α), (β^+) et (β^-) indique que le minimum par rapport à X est atteint pour $X = R + C$. En normalisant le volume δV_1 par celui de la sphère de rayon R, soit $V_{sph} = \frac{4}{3}\pi R^3$, on dispose alors d'une majoration du rapport $\delta V_1/V_{sph}$ de la forme :

$$\delta V_1/V_{sph} \leq (\delta p/E)\ \mathfrak{M}(\rho, \nu) \qquad (22)$$

où $\rho = 1 + C/R$ et

$$\mathfrak{M}(\rho, \nu) = \frac{3}{2}\ \frac{1}{(\rho^3 - 1)} \left((1 - 2\nu) \left[\rho^3\ (\rho^3 - 1) + (\rho^2 - 1)^{3/2} \right] \right.$$

$$+ \frac{3}{16}(1+\nu)\left[\rho^6\left(\frac{8}{3}+\frac{\pi}{2}-\arcsin\frac{1}{\rho}\right)\right.$$

$$\left.+\rho^2\sqrt{\rho^2-1}\,(\rho^2-2)-\frac{8}{3}\rho^3\right]\Big) \qquad (23)$$

La représentation graphique de ce résultat est donnée à la figure 7 pour différentes valeurs de ν.

4.1.2. Champ en coordonnées cylindriques

L'examen de la formule (23) indique que l'énergie élastique de contraintes du champ précédent tend vers l'infini quand le rapport $\rho = 1 + C/R$ tend vers 1. Bien que le cas extrême $\rho = 1$ ne soit évidemment pas rencontré dans la pratique, il est intéressant de développer une approche statique plus performante que la précédente pour les faibles valeurs de C/R. Une idée consiste à construire un champ de contraintes planes parallèlement au plan horizontal $(\underline{e}_x, \underline{e}_z)$, qui soit indépendant de la valeur de la profondeur de la couverture C. Plus précisément, en utilisant le système de coordonnées cylindriques d'axe Oy, un tel champ $\underline{\underline{\sigma}}'$ s.a. avec δp peut être défini de la manière suivante (fig. 8) :

— $\underline{\underline{\sigma}}' = \underline{0}$ en dehors de la région du massif contenue entre les plans $y = \pm R$;

— $\underline{\underline{\sigma}}' = \delta p\,(\underline{e}_x \otimes \underline{e}_x + \underline{e}_z \otimes \underline{e}_z)$ dans la partie $\mathcal{Y}$ du massif située entre les plans $y = \pm R$ et à l'intérieur du cylindre d'axe Oy, de rayon R ;

Dans le domaine $\mathcal{Y}'$ défini par $r > R$, $|y| < R$, $\underline{\underline{\sigma}}'$ coïncide avec la solution en contraintes planes du problème de la cavité cylindrique de rayon R soumise à une traction radiale uniforme $-\delta p \underline{e}_r$, c'est-à-dire :

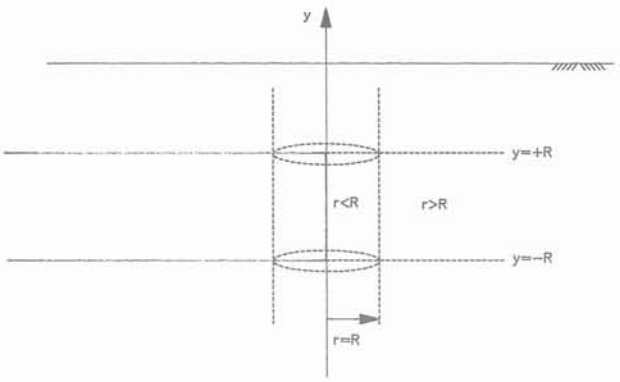


Fig. 8. — Géométrie relative au champ de contraintes 4.1.2.
Fig. 8. — Geometry relative to stress field 4.1.2.

$$\sigma'_{rr} = \delta p\,(\frac{R}{r})^2\ ;\ \sigma'_{\theta\theta} = -\sigma'_{rr}\ ;\ \sigma'_{yy} = 0 \qquad (24)$$

Dans le domaine $\mathcal{Y}$, la densité volumique d'énergie élastique de contraintes est constante, de même que le champ $\underline{\underline{\sigma}}'$ lui-même. Elle vaut :

$$\frac{1}{2}\left\{\frac{1+\nu}{E}\,\mathrm{tr}\,(\underline{\underline{\sigma}}'^2) - \frac{\nu}{E}\,(\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\sigma}}')^2\right\}$$

$$= \frac{\delta p^2}{E}(1-\nu) \qquad (25)$$

La contribution $W^*_{\mathcal{Y}}$ du domaine $\mathcal{Y}$ à l'énergie élastique de contraintes vaut donc :

$$W^*_{\mathcal{Y}} = \frac{\delta p^2}{E}(1-\nu)\int_{\mathcal{Y}} d\Omega \qquad (26)$$

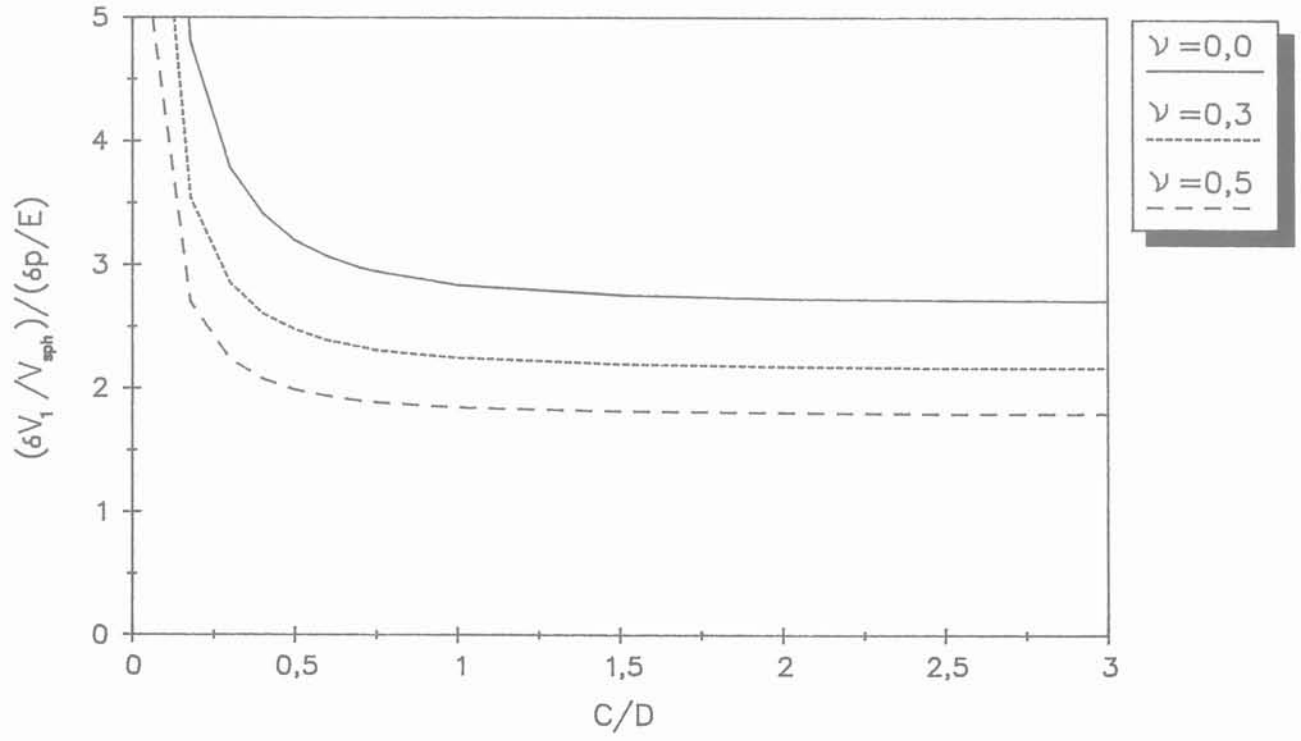


Fig. 7. — Majoration de la venue du sol au front de taille obtenue par le champ de contraintes 4.1.1.
Fig. 7. — Upper estimate of ground loss at the tunnel face obtained from stress field 4.1.1.

Le calcul du volume de $\mathcal{Y}$ est fourni en annexe. Dans le domaine $\mathcal{Y}'$, la densité volumique d'énergie élastique de contraintes vaut $\frac{1+\nu}{E}\,\delta p^2\,(\frac{R}{r})^4$. L'expression de la contribution de $\mathcal{Y}'$ à $W^*(\underline{\underline{\sigma}}')$ en résulte :

$$W^*_{\mathcal{Y}'}(\underline{\underline{\sigma}}') = \frac{1+\nu}{E}\,\delta p^2 R^4 \int_{\mathcal{Y}'} d\Omega/r^4 \qquad (27)$$

Le calcul de l'intégrale intervenant dans (27) est également détaillé en annexe. Finalement, en utilisant (26) et (27), la seconde inégalité de (15) s'écrit :

$$\delta V_1/V_{sph} \leq (\delta p/E)\,(3/2\pi)\left(4\pi - 17/3 + \vartheta + \nu\,(\vartheta - \frac{1}{3})\right) \qquad (28)$$

où

$$\vartheta = \int_0^{\pi/2} \frac{tdt}{sint} \qquad (29)$$

On observera que la majoration obtenue est, à la différence de (22), indépendante du rapport C/R (fig. 9). Comme on l'a annoncé, elle ne revêt d'intérêt que pour les faibles valeurs de ce rapport.

4.2. Cas de charge n° 2

4.2.1. Champ en coordonnées cylindriques

Le chargement de traction $-\delta p \underline{e}_r$ exercé sur le massif au niveau du tunnel possède la symétrie de révolution cylindrique autour de l'axe Ox. Il est naturel de compléter cette symétrie en cherchant tout d'abord à équilibrer la traction δp par un champ de contraintes nul en dehors du cylindre d'axe Ox de rayon R + C. Ce choix permet manifestement de respecter la condition aux limites en contraintes sur le plan y = R + C (plan libre de contraintes). Il reste à construire le champ $\underline{\underline{\sigma}}'$ dans la partie du massif située à l'intérieur du cylindre en question. On adopte le système de coordonnées cylindriques d'axe Ox.

Une idée consiste à construire, dans chacun des tronçons $x < -(L+e)$; $x \in]-(L+e), -e[$; $x > -e$ un état de contraintes planes parallèlement à Oyz, possédant de plus la symétrie de révolution cylindrique (fig. 10). Dans chacune de ces trois zones, le champ $\underline{\underline{\sigma}}'$ est alors, par définition, fonction de la seule variable r. Par ailleurs, la condition de symétrie cylindrique $(\frac{\partial}{\partial\Theta}(\underline{\underline{\sigma}}') = \underline{\underline{0}})$ combinée avec les équations d'équilibre impose que $\underline{e}_r$ et $\underline{e}_\Theta$ soient en tout point directions principales du tenseur $\underline{\underline{\sigma}}'(r)$. Enfin, la condition de contraintes planes parallèlement à Oyz assure la continuité du vecteur-contrainte $\underline{\underline{\sigma}}' \cdot \underline{e}_x$ (égal à $\underline{0}$) aux interfaces $x = -(L+e)$ et $x = -e$.

Dans les tronçons d'extension infinie $x < -(L+e)$ et $x > -e$, le choix $\underline{\underline{\sigma}}' = \underline{\underline{0}}$ est nécessaire pour la contribution de ces domaines à l'énergie élastique de contraintes soit finie. Elle est alors évidemment nulle. Ce choix assure évidemment la continuité de $\underline{\underline{\sigma}}' \cdot \underline{e}_r$ à l'interface r = R + C. Par ailleurs, il est statiquement admissible avec la condition de front de taille libre de contraintes.

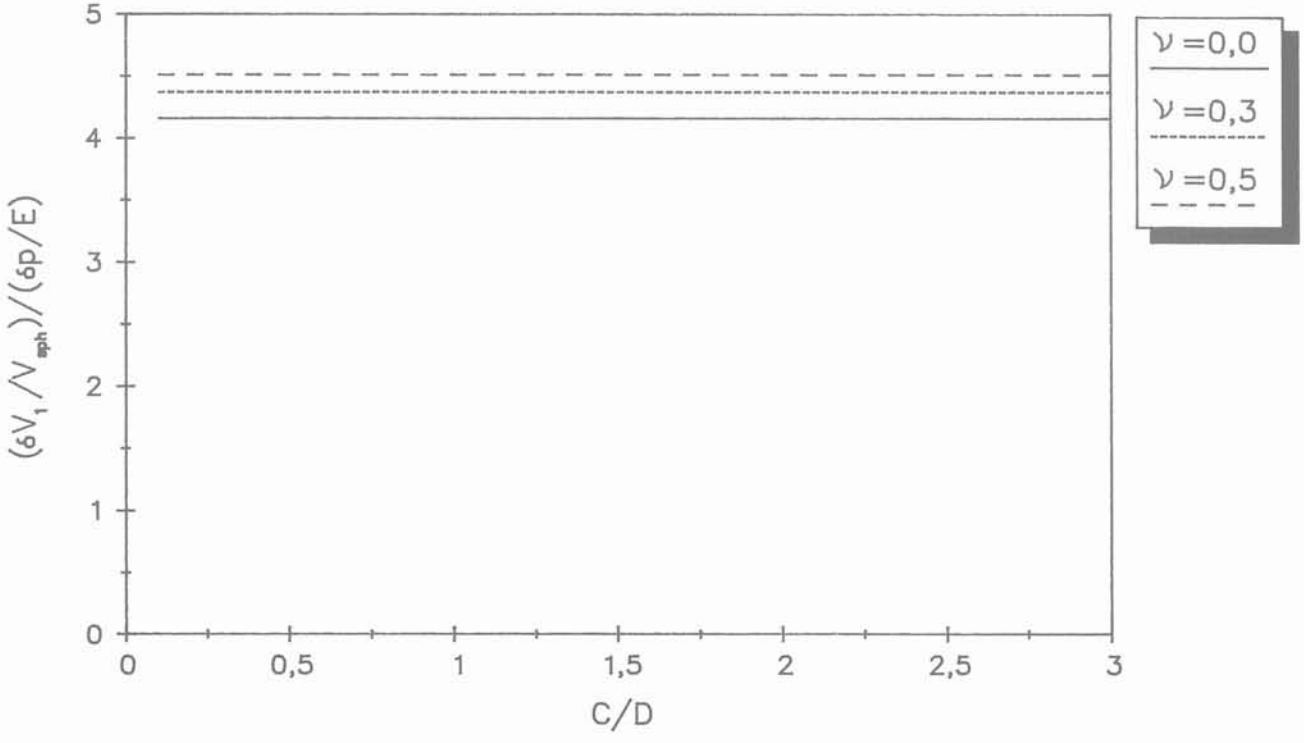


Fig. 9. — Majoration de la venue de sol au front de taille obtenue par le champ de contraintes 4.1.2.
Fig. 9. — Upper estimate of ground loss at the tunnel face obtained from stress field 4.1.2.

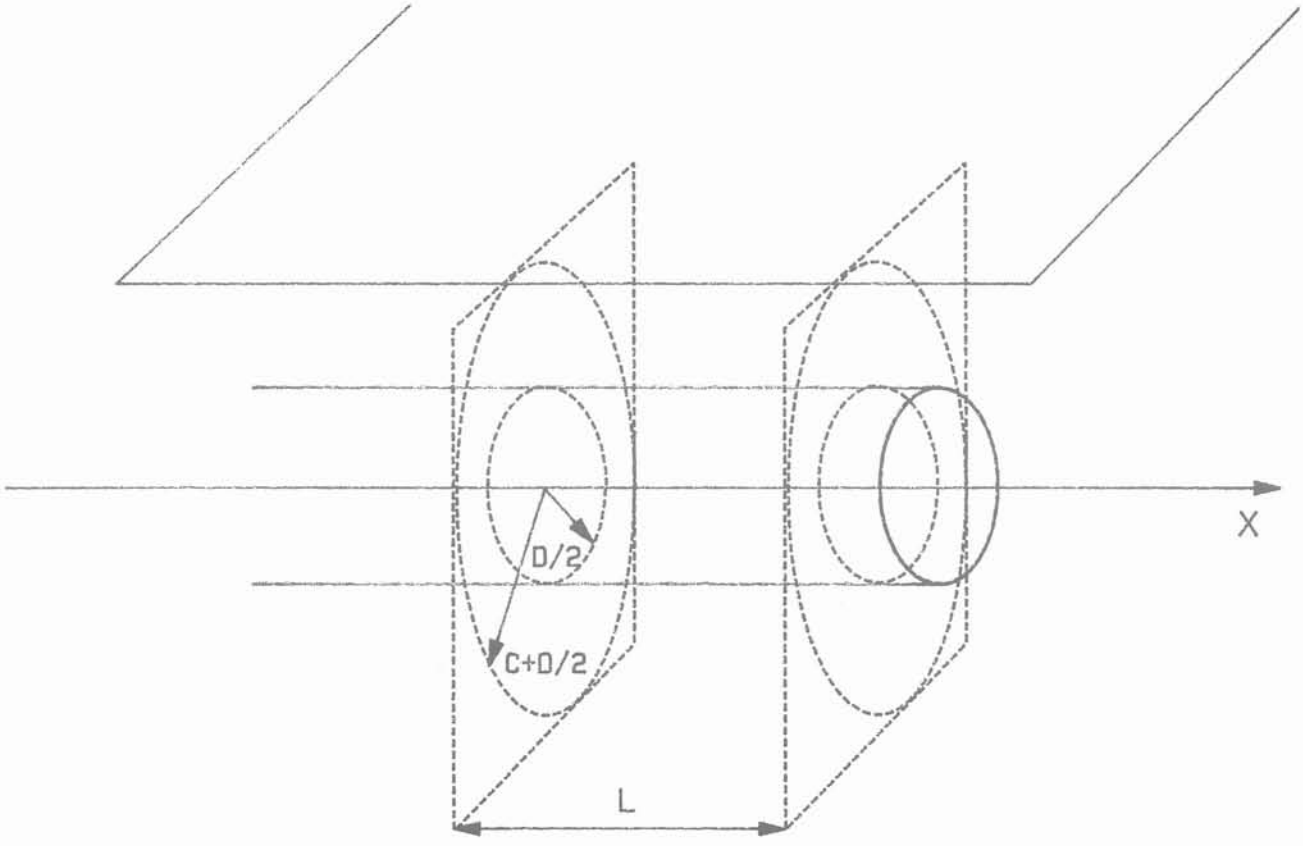


Fig. 10. — Géométrie relative au champ de contrainres 4.2.1.
Fig. 10. — Geometry relative to stress field 4.2.1.

Dans le tronçon médian $\mathfrak{X}$ défini par $x \in]-(L + e), -e[$ et $r \in]R, R + C[$, la forme la plus générale de $\underline{\underline{\sigma}}'$, dans le cadre des hypothèses de contraintes planes et de symétrie cylindrique, est la suivante :

$$\underline{\underline{\sigma}}' = f(r)\ \underline{e}_r \otimes \underline{e}_r + (rf'(r) + f(r))\ \underline{e}_\theta \otimes \underline{e}_\theta \qquad (30)$$

pour toute fonction f(r) compatible avec les conditions aux limites imposées sur les cylindres $r = R$ et $r = R + C$, c'est-à-dire :

$$f(R) = \delta p \qquad f(R + C) = 0 \qquad (31)$$

Le choix optimal de la fonction f minimise la contribution du tronçon $x \in]-(L + e), -e[$ à l'énergie élastique de contraintes. En vertu du principe de minimum de l'énergie complémentaire, il correspond nécessairement à la solution en contraintes planes du problème d'un cylindre circulaire soumis à la traction δp sur sa face interne ($r = R$) et libre de contraintes sur sa face externe ($r = R + C$), pour lequel on a classiquement :

$$f(r) = a + b/r^2 \qquad a = -b/(R + C)^2$$

$$b = \delta p\ \frac{R^2\ (R + C)^2}{(R + C)^2 - R} \qquad (32)$$

En résumé, le champ $\underline{\underline{\sigma}}'$ ainsi construit est le suivant :

$$r > R + C : \underline{\underline{\sigma}}' = \underline{\underline{0}}$$

$R < r < R + C$:

$x \in]-(L + e), -e[$:

$$\begin{cases} \sigma'_{rr} = a + b/r^2 \\ \sigma'_{\theta\theta} = a - b/r^2 \\ \text{autres } \sigma'_{ij} = 0 \end{cases}$$

$x \notin]-(L + e), -e[$: $\underline{\underline{\sigma}}' = \underline{\underline{0}}$ (33)

La contribution du tronçon médian $\mathfrak{X}$ à l'énergie élastique de contraintes $W^*(\underline{\underline{\sigma}}')$ coïncide avec $W^*(\underline{\underline{\sigma}}')$ et vaut :

$$W^*(\underline{\underline{\sigma}}') = \frac{1}{E}\left((1 - \nu)\ a^2\ (\int_{\mathfrak{X}} d\Omega) + (1 + \nu)\ b^2\ (\int_{\mathfrak{X}} d\Omega/r^4)\right) \qquad (34)$$

soit, en posant $\rho = 1 + C/R$:

$$W^*(\underline{\underline{\sigma}}') = \frac{(\delta p)^2}{E}\ \pi R^2 L \left(\frac{(1 + \nu)\ \rho^2 + (1 - \nu)}{\rho^2 - 1}\right) \qquad (35)$$

On observera que $\pi R^2 L$ correspond au volume V_{exc} excavé dans le déplacement du bouclier. L'inégalité de droite dans (15) fournit finalement :

$$\delta V_2/V_{exc} \leq 2\ (\delta p/E) \left(\frac{(1 + \nu)\ \rho^2 + (1 - \nu)}{\rho^2 - 1} \right) \qquad (36)$$

La représentation graphique de ce résultat est donnée par les courbes de la figure 11.

4.2.2. Champ en coordonnées sphériques

On adopte le système de coordonnées sphériques r, Θ, φ où le rayon r est compté à partir du point O' de l'axe Ox situé à mi-distance des plans x = − (L + e) et x = −e entre lesquels est appliquée la traction δp (fig. 12). On pose β = arctg $(\frac{L}{2R})$. On se

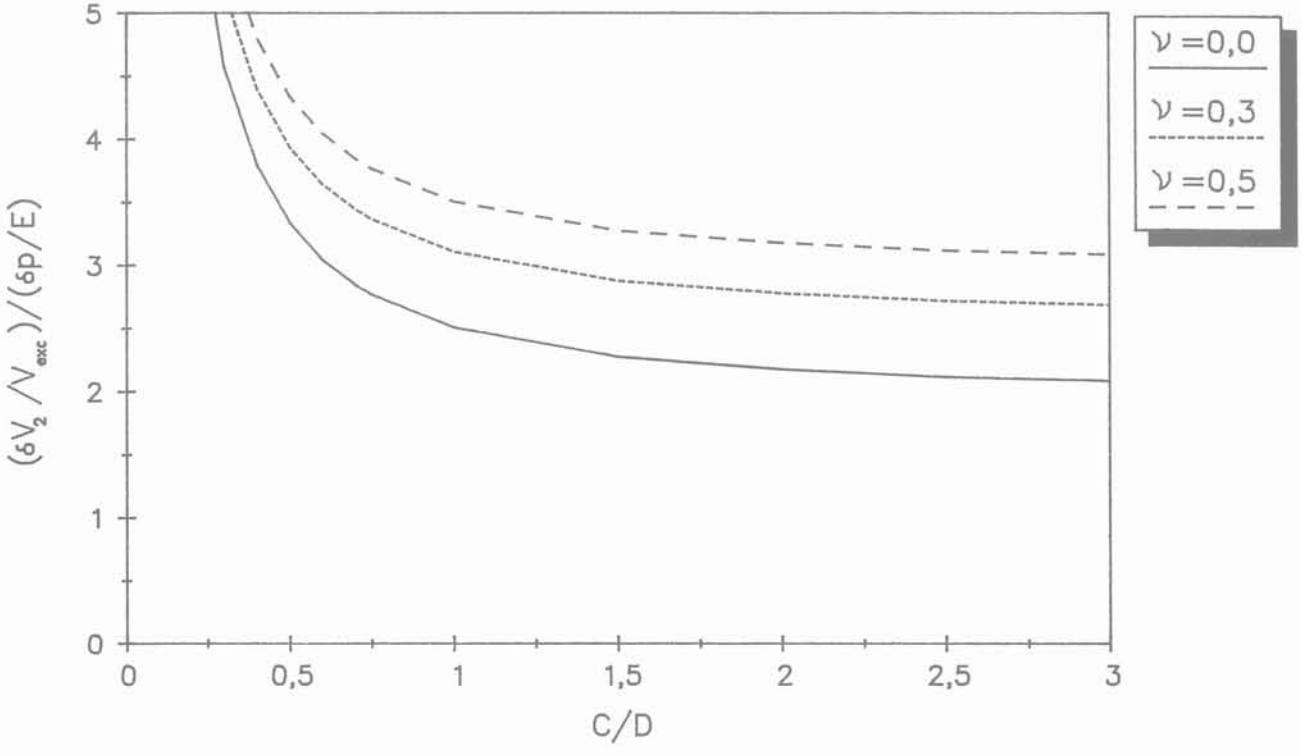


Fig. 11. — Majoration de la venue de sol à l'arrière du tunnelier obtenue par le champ de contraintes 4.2.1.
Fig. 11. — Upper estimate of ground loss at the shield tail obtained from stress field 4.2.1.

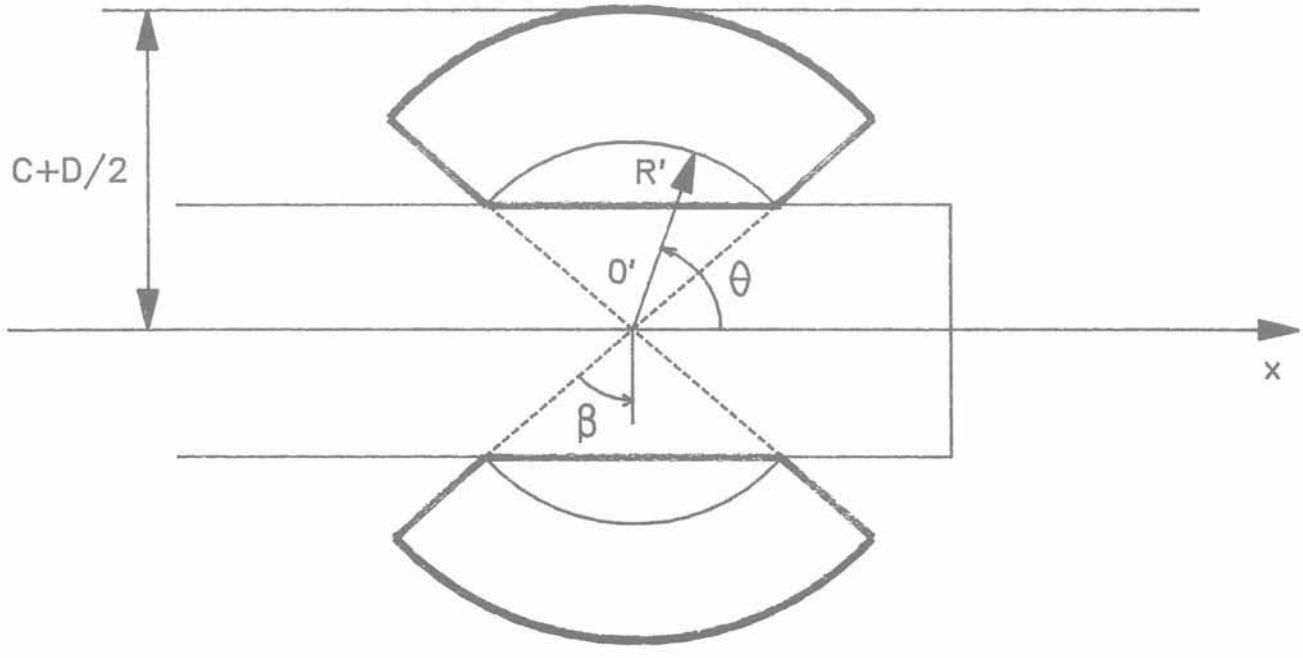


Fig. 12. — Géométrie relative au champ de contrainte 4.2.2.
Fig. 12. — Geometry relative to stress field 4.2.2.

propose d'équilibrer le chargement par un champ de contraintes nul en dehors de la région du massif définie par $r \leq R + C$, $\Theta \in [\frac{\pi}{2} - \beta, \frac{\pi}{2} + \beta]$ (délimitée en traits renforcés sur la figure 12) et possédant la symétrie de révolution autour de l'axe O'x. Par rapport au champ construit en 4.2.1., il s'agit qualitativement d'augmenter le volume du massif intéressé par la traction δp afin d'améliorer la majoration (36) lorsque la géométrie du problème rend peu réaliste l'hypothèse de contraines planes. Le champ $\underline{\underline{\sigma}}'$, indépendant de φ, est construit par morceaux de la manière suivante :

— pour $r \leq R'=R/\cos\beta$ (domaine $\mathcal{Z}$) ; le champ $\underline{\underline{\sigma}}'$ est constant égal à $\delta p \underline{\underline{1}}$.

— pour $r \in]R', R + C]$ (domaine $\mathcal{Z}'$) : on suppose que $\underline{e}_r$, $\underline{e}_\Theta$, et $\underline{e}_\varphi$ sont directions principales du tenseur $\underline{\underline{\sigma}}'(r,\Theta)$ et que σ'_{rr} est indépendant de Θ. Cette dernière condition est suggérée par la condition de continuité de σ'_{rr} à l'interface $r = R'$ entre $\mathcal{Z}$ et $\mathcal{Z}'$ qui s'écrit $\sigma'_{rr}(R') = \delta p$.

La forme la plus générale d'un champ de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}'$ s.a. vérifiant l'ensemble des hypothèses indiquées est la suivante :

$$\sigma'_{rr} = f(r)$$

$$\sigma'_{\Theta\Theta} = (f(r) + \frac{1}{2} rf'(r)) \left(1 - (\frac{\cos\beta}{\sin\Theta})^2\right) \quad (37)$$

$$\sigma'_{\varphi\varphi} = (f(r) + \frac{1}{2} rf'(r)) \left(1 + (\frac{\cos\beta}{\sin\Theta})^2\right)$$

pour toute fonction f(r) de classe C^1 vérifiant :

$$f(R') = \delta p \qquad f(R + C) = 0 \quad (38)$$

On observera toutefois que la construction proposée n'est possible que si $R' \leq R + C$, soit :

$$\frac{C}{R} \geq \sqrt{1 + (\frac{L}{2R})^2} - 1 \quad (39)$$

Les contributions de $\mathcal{Z}$ et $\mathcal{Z}'$ à l'énergie élastique de contraintes sont respectivement les suivantes :

$$W^*_{\mathcal{Z}} = \frac{\delta p^2}{2E} (1 - 2\nu)\, aR'^3 \quad (40)$$

et

$$W^*_{\mathcal{Z}'} = \frac{1}{2E}$$

$$\left(\frac{1}{2}[b(1 - \nu) + c(1 + \nu)] \int_{R'}^{R+C} r^4 f'^2\, dr\right.$$

$$- (1 + \nu)\, c \int_{R'}^{R+C} r^2 f^2\, dr$$

$$\left. - p^2 R'^3 [b(1 - 2\nu) + c(1 + \nu)]\right) \quad (41)$$

où a, b et c sont des fonctions sans dimension de l'angle β :

$$a = 4\pi\sin^3\beta \quad (42)$$

$$b = 4\pi\sin\beta$$

$$c = \pi\cos^2\beta\,(2\sin\beta + \cos^2\beta \ln\frac{1 + \sin\beta}{1 - \sin\beta})$$

Le choix optimal $\tilde{f}$ de la fonction f dans (37) réalise le minimum de $W^*(\underline{\underline{\sigma}}')$, c'est-à-dire celui de $W^*_{\mathcal{Z}'}$.

La détermination de $\tilde{f}$ est un problème classique de calcul des variations. On montre que cette fonction est solution de l'équation différentielle :

$$\tilde{f}'' + \frac{4}{r}\tilde{f}' + (d/r^2)\tilde{f} = 0 \quad (43)$$

et des conditions aux limites (38), où l'on a posé dans (43) :

$$d(\beta, \nu) = \frac{2(1 + \nu)\, c}{(1 + \nu)\, c + (1 - \nu)\, b} \quad (44)$$

Introduisant de plus les notations :

$$\gamma = \frac{R'}{R + C} = \frac{1}{\rho}\sqrt{1 + (\frac{L}{2R})^2}$$

$$\alpha = \frac{1}{2}(3 - \sqrt{9 - 4d}) \quad (45)$$

il est facile de voir que la solution de (43) et (38) est donnée par :

$$\tilde{f}(r) = \delta p \left(\frac{1}{1 - \gamma^{3-2\alpha}} (\frac{R'}{r})^{3-\alpha}\right.$$

$$\left. - \frac{\gamma^{3-2\alpha}}{1 - \gamma^{3-2\alpha}} (\frac{R'}{r})^{\alpha}\right) \quad (46)$$

Finalement, en utilisant l'expression précédente de $\tilde{f}$ dans (41), on obtient (voir annexe) une nouvelle majoration du rapport $\delta V_2/V_{exc}$ de la forme :

$$\delta V_2/V_{exc} \leq (\delta p/E)\, \mathfrak{M}(\nu, \rho, \frac{L}{R}) \quad (47)$$

qui, à la différence de (36), fait intervenir « l'élancement » L/R de la zone d'application de la traction δp. Une représentation graphique en est donnée à la figure 13. (47) constitue le résultat optimal lorsque l'on explore toute la classe des champs de contraintes de (37)-(38). On rappelle cependant que son domaine de validité est délimité par la condition (39).

6. SYNTHÈSE DES RÉSULTATS

La figure 14 rassemble les résultats obtenus dans le cas de charge n° 1 au moyen du champ de contraintes en coordonnées sphériques (trais fins) et du champ de contraintes en coordonnées cylindriques (trais renforcés). Sur l'ensemble des valeurs courantes du rapport C/D, le champ en coordonnées sphériques fournit le majorant le plus faible du rapport $\delta V_1/V_{sph}$. De plus, les variations de l'estimation ainsi obtenue de $\delta V_1/V_{sph}$ deviennent négligeables au-delà de la valeur C/D = 1. Il est alors légitime de considérer que $\delta V_1/V_{sph}$ ne dépend que du coefficient de Poisson. En calculant dans (23) la valeur asymptotique de $\mathfrak{M}$, on vérifie que cette dépendance est affine. Il est alors commode d'utiliser le diagramme de la

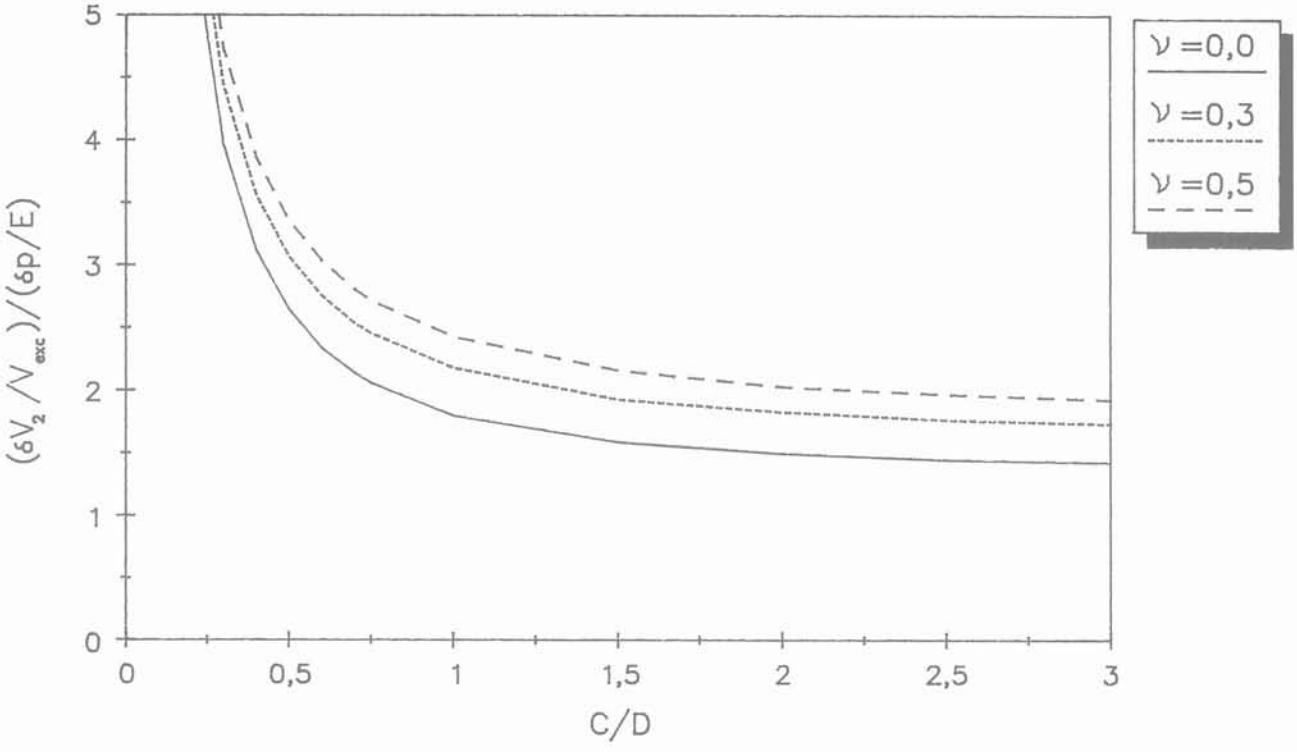


Fig. 13. — Majoration de la venue de sol à l'arrière du tunnelier obtenue par le champ de contraintes 4.2.2.
Fig. 13. — Upper estimate of ground loss at the shield tail obtained from stress field 4.2.2.

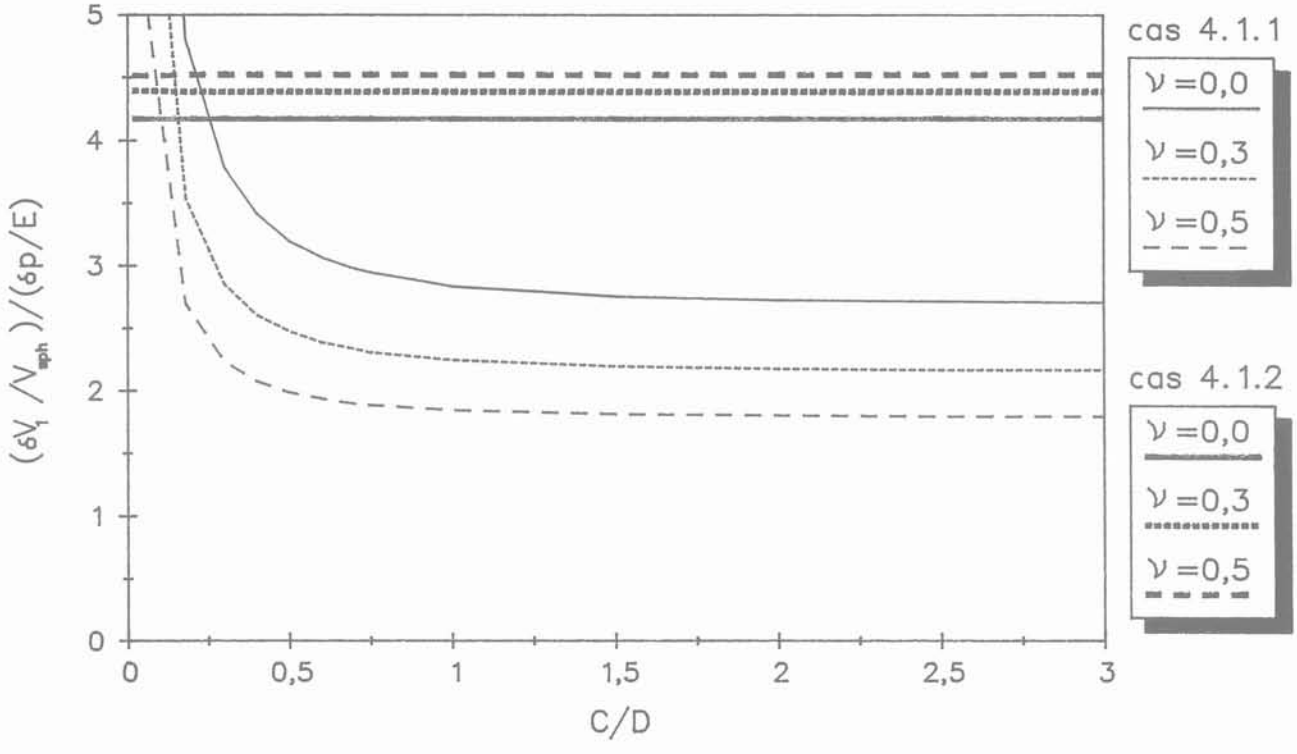


Fig. 14. — Comparaison des majorations obtenues par les champs 4.1.1. et 4.1.2.
Fig. 14. — Comparison between upper estimates obtained from stress fields 4.1.1 and 4.1.2.

figure 15 pour évaluer la venue de sol au front de taille.

Dans le domaine des faibles valeurs de C/D, l'effet de ce rapport sur la valeur du majorant de $\delta V_1/V_{sph}$ fourni par le champ sphérique doit être pris en compte. En particulier, $\mathfrak{M}$ présente une branche infinie pour la limite C/D→0. Pour les très faibles valeurs de C/D, c'est donc le champ en coordonnées cylindriques développé au paragraphe 4.1.2 qui fournit le majorant pertinent pour $\delta V_1/V_{sph}$.

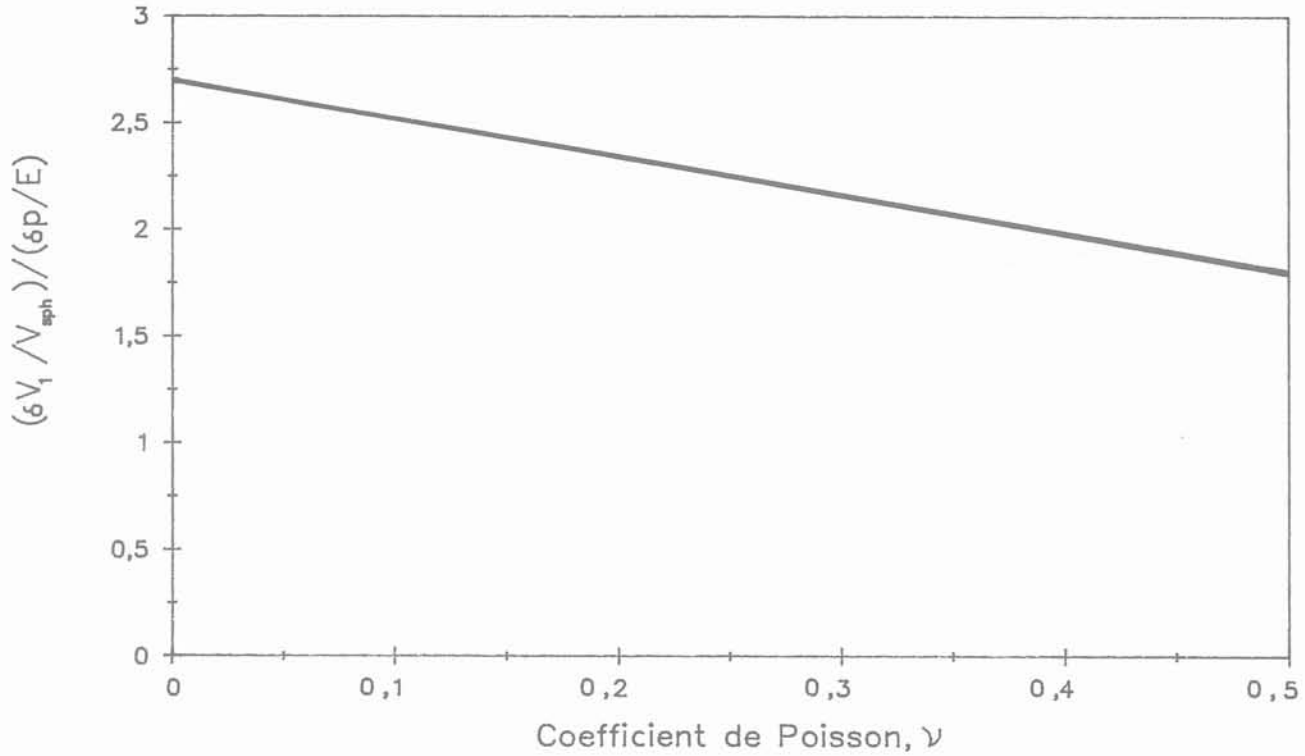


Fig. 15. — Influence du coefficient de Poisson sur la venue de sol au front de taille.
Fig. 15. — Influence of the Poisson's ratio on ground loss at the tunnel face.

La figure 16 rassemble de même les résultats obtenus dans le cas de charge n° 2 au moyen du champ de contraintes en coordonnées cylindriques décrit en 4.2.1. (traits fins) et du champ de contraintes en coordonnées sphériques décrit en 4.2.2. (traits renforcés) pour un « élancement » L/R = 1/3. Pour cette valeur, la condition (39) est vérifiée sur toute la gamme des variations usuelles du rapport C/D. Pour

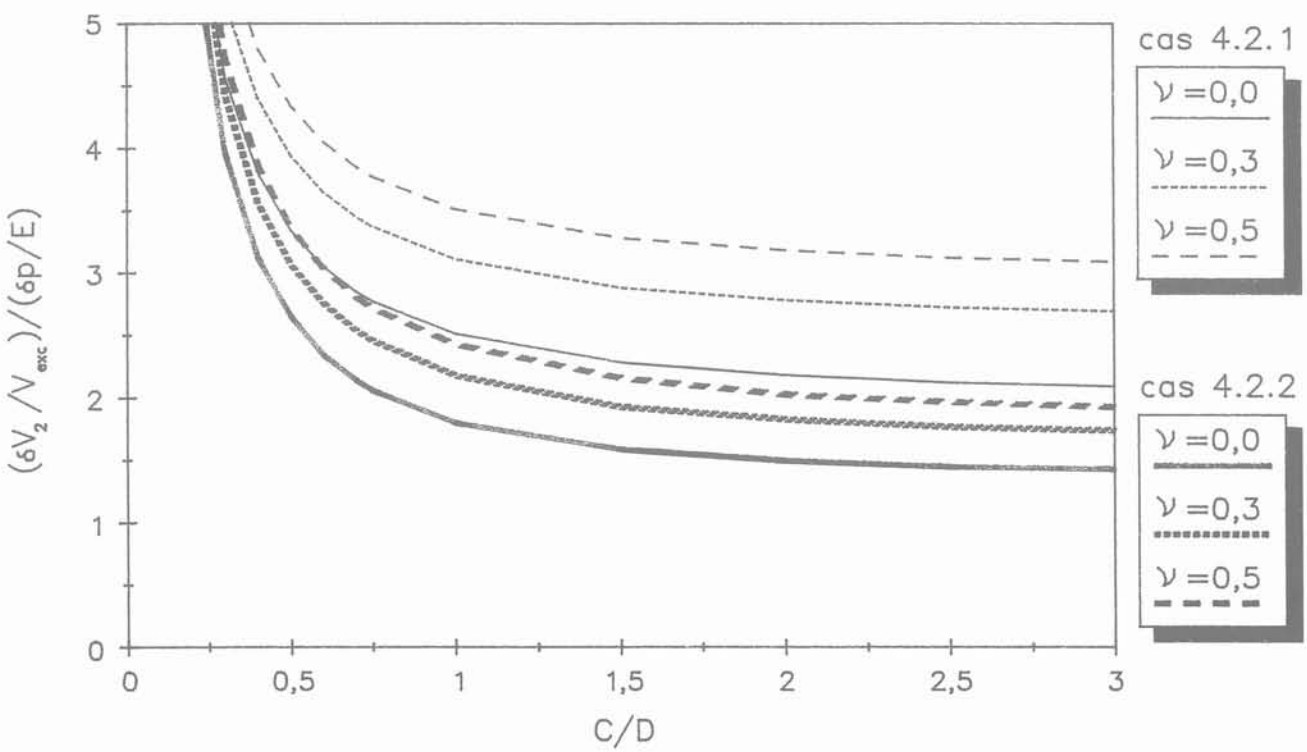


Fig. 16. — Comparaison des majorations obtenues par les champs 4.2.1 et 4.2.2.
Fig. 16. — Comparison between upper estimates obtained from stress fields 4.2.1. and 4.2.2.

toute valeur de ν, le meilleur majorant est alors fourni par le champ de contraintes en coordonnées sphériques. Certes, cette conclusion, de même que les courbes en traits renforcés, dépendent *a priori* de l'élancement. Toutefois, la valeur 1/3 adoptée pour la figure 16 correspond à l'ordre de grandeur le plus fréquemment rencontré dans la pratique. L'effet du paramètre C/D apparaît plus sensible qu'à la figure 14 et ne permet pas la simplification qui avait conduit à la figure 15.

7. APPLICATION NUMÉRIQUE

En s'appuyant sur la réflexion présentée au paragraphe 2.5., on se propose maintenant d'illustrer l'emploi des courbes des figures 14 et 16 en effectuant le calcul du tassement causé par le forage d'un tunnel avec les valeurs numériques suivantes :

— $H = C + D/2 = 15$ m ; $D = 6$ m ; $L = 1$ m ;

— $\gamma = 20$ kNm^{-3} ; $E = 60$ MPa ; $\nu = 0{,}5$.

Les pressions δp_1 et δp_2 à prendre en compte respectivement pour les calculs des contributions du front de taille et de la paroi latérale sont introduites sous la forme de fraction de la pression de référence γH :

$$\delta p_1 = x_1 \gamma H$$

$$\delta p_2 = x_2 \gamma H$$

Les figures 14 et 16 fournissent respectivement :

$$\delta V_1/V_{sph} = 1{,}79\ (\delta p_1/E)\ ;$$

$$\delta V_2/V_{exc} = 2{,}02\ (\delta p_2/E)\ ;$$

soit encore :

$$\delta V/V_{exc} = (3{,}58\ x_1 + 1{,}01\ x_2)\,\%$$

A titre indicatif, pour $x_1 = x_2 = 1/10$, la venue de sol δV représente 0,46 % du volume excavé avec une contribution prédominante du front de taille. En outre, le volume δV s'identifie au produit du volume de tassement S_T par unité de longueur excavée par la longueur excavée L :

$$S_T = (1{,}01\ x_1 + 0{,}28\ x_2)\,m^2$$

Finalement, on déduit de (5) la valeur du tassement maximal s_{max} :

$$s_{max} = (0{,}053\ x_1 + 0{,}015\ x_2)\,m$$

Si l'on fixe à nouveau $x_1 = x_2 = 1/10$, le tassement maximal résultant du creusement est de l'ordre de 7 mm. On obtiendrait un tassement dix fois plus élevé dans le cas d'un tunnel non revêtu et en l'absence de pression au front de taille ($x_1 = x_2 = 1$). Ces résultats soulignent la nécessité de prendre des dispositions visant à limiter les venues de sol : ajustement judicieux de la pression au front de taille, injection d'un coulis sous pression dans le vide interannulaire.

8. CONCLUSION

Dans le cadre de la théorie de l'élasticité, l'emploi du principe variationnel de minimum pour les contraintes a permis de majorer par voie analytique les volumes de sol débouchant dans une galerie au niveau du front de taille et à l'arrière de celui-ci. Dans le cas d'un matériau incompressible, ce travail a conduit de plus à une estimation des tassements causés par le forage d'un tunnel.

L'optimisation de la démarche passerait évidemment par une procédure numérique du type méthode des éléments finis en contraintes, dont la mise en œuvre pour une géométrie tridimensionnelle présente toutefois quelques lourdeurs.

BIBLIOGRAHIE

ATTEWELL P.B. (1977), *Ground movements caused by tunneling in soil.* International Conference « Large movements and structures », Cardiff, pp. 812-948.

CLOUGH G.W., SCHMIDT B. (1981), *Design and performance of excavations and tunnels in soft clays.* Soft Clay Engineering, Chapitre 8, pp. 569-631, E.W. BRAND and R.P. BRENNER Eds, Elsevier Scientific Publishing Company.

CORDING E.J., HANSMIRE W.H. (1975), *Displacement around soft ground tunnels.* 5th Panamerican congress on soil mechanics and foundation engineering, Buenos Aires, Session IV, Tunnels in Soil, pp. 569-633.

HABIB P. (1991), *Protection de l'environnement urbain par la prévention des dégâts de surface engendrés par les travaux souterrains.* Proceedings of the Conference on Soil and Rock Improvement in Underground Works, Milan, 1991, vol. II, pp. 511-518.

O'REILLY M.P., NEW B.M., (1982), *Settlements above tunnels in the United Kingdom ;* their magnitude and prediction. Tunnelling 82, pp. 173-182.

PECK R.B. (1969), *Deep excavations and tunneling in soft ground.* 7th international conference on soil mechanics and foundation engineering, State-of-the-Art Volume, pp. 225-290.

SAGASETA C., MOYA J.F., OTEO C.S. (1980), *Estimation of ground subsidence over urban tunnels.* 2nd International conference on ground movements and structure, Cardiff, pp. 331-344.

SALENÇON J. (1988), *Mécanique des milieux continus, tome II : Elasticité - Milieux Curvilignes.* Editions Ellipses.

ANNEXE

Paragraphe 4.1.2.

Le domaine $\mathcal{Y}$ peut être décomposé en deux volumes V^+ et V^- selon le signe de x :

$$x < 0 : \begin{cases} x^2 + z^2 \leq R^2 \\ y^2 + z^2 \geq R^2 \\ |y| \leq R \end{cases}$$

$$x > 0 : \begin{cases} x^2 + z^2 \leq R^2 \\ |y| \leq R \end{cases} \qquad \text{(A1)}$$

Le volume V^+, c'est-à-dire le sous-domaine correspondant à $x > 0$, n'est autre qu'un demi-cylindre d'axe Oy de rayon R et de hauteur 2R. Le calcul de V^+ est donc immédiat :

$$V^+ = \pi R^3 \qquad \text{(A2)}$$

Le volume V^- représente la partie du cylindre vertical d'axe Oy de rayon R et de hauteur 2R située dans le demi-espace $x < 0$ et à l'extérieur du cylindre horizontal d'axe Ox et de rayon R. En coordonnées cartésiennes, l'intégrale définissant V^- n'est autre que :

$$V^- = 4 \int_0^R dy \int_{-y}^0 (\sqrt{R^2 - x^2} - \sqrt{R^2 - y^2})\, dx \qquad \text{(A3)}$$

qui vaut :

$$V^- = R^3 \left(\pi - \frac{8}{3}\right) \qquad \text{(A4)}$$

La méthode de calcul adoptée pour l'intégrale intervenant dans (27) est la suivante :

$$\int_{\mathcal{Y}'} d\Omega/r^4 = \int_{-R}^{+R} dy \int_{\mathcal{Y}'_y} r dr d\Theta/r^4 \qquad \text{(A5)}$$

où le domaine d'intégration $\mathcal{Y}'_y$ est représenté à la figure (A1). Le contour en trait renforcé qui indique la frontière intérieure de $\mathcal{Y}'_y$ n'est autre que l'intersection d'un plan $y = Cte$ avec les deux cylindres de rayon R respectivement d'axe Ox et Oy. On observera que $\mathcal{Y}'$, évidemment symétrique par rapport au plan $z = 0$, est défini en coordonnés polaires de la manière suivante :

pour $\Theta \in [0, \pi - \Theta_y] \cup [\pi + \Theta_y, 2\pi]$: $r \geq R$

pour $\Theta \in [\pi - \Theta_y, \pi + \Theta_y]$: $r \geq r_y = R (\sin \Theta_y / \sin \Theta)$

Il vient donc :

$$\int_{\mathcal{Y}'_y} r dr d\Theta/r^4 = 2 \left(\int_0^{\pi - \Theta_y} d\Theta \int_R^{+\infty} dr/r^3 + \int_0^{\Theta_y} \left(\int_{r_y}^{+\infty} dr/r^3 \right) dy \right) \qquad \text{(A6)}$$

soit :

$$\int_{\mathcal{Y}'} d\Omega/r^4 = 2 \int_0^R \left(\pi - \Theta_y + \frac{\Theta_y - \sin\Theta_y \cos\Theta_y}{2 \sin^2 \Theta_y} \right) dy \qquad \text{(A7)}$$

et finalement :

$$\int_{\mathcal{Y}'} d\Omega/r^4 = \frac{1}{R} \left(2\pi - 3 + \int_0^{\pi/2} \frac{t\,dt}{\sin t}\right) \qquad \text{(A8)}$$

Paragraphe 4.2.2.

Le principe de calcul de $\tilde{f}$ consiste à observer que la dérivée de la fonction $\tilde{W}_g(x)$ de la variable réelle x :

$$x \to W^* (\tilde{f} + xg) \qquad \text{(A9)}$$

est nulle en $x = 0$, pour tout choix d'une fonction g s'annulant en R' et R + C. En effet, la fonction $\tilde{f} + xg$ définit alors par (37) un champ de con-

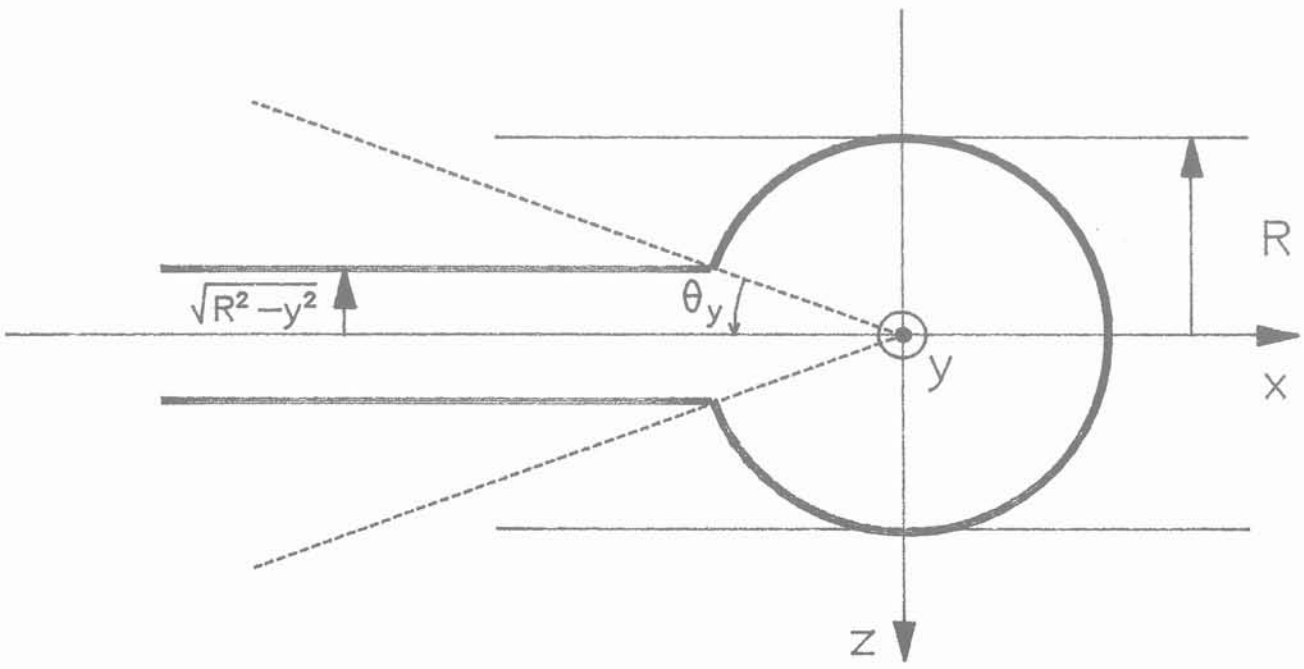


Fig. A1. — Section par un plan y = Constante de la géométrie relative au champ de contraintes 4.1.2
Fig. A1. — Horizontal section of the geometry relative to stress field 4.1.2.

traintes statiquement admissible avec δp. En vertu du principe de minimum de l'énergie complémentaire, $\tilde{W}_g(x)$ admet donc un minimum absolu en $x = 0$. La relation $\tilde{W}'_g(0) = 0$ s'exprime par :

$$\int_{R'}^{R+C} g \left(f'' + \frac{4}{r} f' + (d/r^2) f \right) du = 0 \qquad (A10)$$

Il reste à exploiter que le choix de la fonction g à support dans $]R', R+C[$ est arbitraire pour obtenir l'équation différentielle (43).

Les expressions des intégrales intervenant dans $W^*_{Z'}$, pour l'optimum $\tilde{f}$ sont les suivantes :

$$\int_{R'}^{R+C} r^2 \tilde{f}^2 \, dr = \delta p^2 \, R'^3 \, \mathcal{F}_0$$

$$\int_{R'}^{R+C} r^4 \tilde{f}'^2 \, dr = \delta p^2 \, R'^3 \, \mathcal{F}_1 \qquad (A11)$$

où l'on a posé :

$$\mathcal{F}_0 = \frac{1}{3-2\alpha} \frac{1 + \gamma^{3-2\alpha}}{1 - \gamma^{3-2\alpha}}$$

$$+ 2 \ln\gamma \frac{\gamma^{3-2\alpha}}{(1 - \gamma^{3-2\alpha})^2} \qquad (A12)$$

et :

$$\mathcal{F}_1 = \frac{1}{3-2\alpha} \frac{(3 - \alpha)^2 + \alpha^2 \gamma^{3-2\alpha}}{1 - \gamma^{3-2\alpha}}$$

$$+ 2 \alpha (3 - \alpha) \ln\gamma \frac{\gamma^{3-2\alpha}}{(1 - \gamma^{3-2\alpha})^2} \qquad (A13)$$

L'expression de la fonction $\mathfrak{N}$ est donc la suivante :

$$\mathfrak{N} = \frac{1}{\pi} \frac{R}{L} \left(1 + \left(\frac{L}{2L}\right)^2 \right)^{3/2}$$

$$\left(b \left[\frac{1 - \nu}{2} \mathcal{F}_1 - \frac{1 - 2\nu}{1 + \left(\frac{L}{2R}\right)^2} \right] \right.$$

$$\left. + c (1 + \nu) \left[\frac{1}{2} \mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_0 - 1 \right] \right) \qquad (A14)$$

Quelques réflexions sur les biais d'observation lors des essais sur les modèles réduits de forage

Some thoughts about biassed observations during the testing of small scale models of wellbores

F.-J. SANTARELLI
Elf Aquitaine*

Rev. Franç. Géotech. n° 59, pp. 33-41 (avril 1992)

Résumé

Cet article présente quelques réflexions sur les biais et la réalité des observations qui peuvent être faites lors d'essais sur des modèles réduits de forages. Après une introduction qui expose l'importance de tels tests dans un contexte industriel, il liste les principales géométries utilisées. L'étude systématique des machines et conditions d'essais fait apparaître les biais potentiels que ces systèmes d'essais peuvent engendrer dans leurs diverses configurations. Une série d'exemples illustratifs est ensuite présentée dans les domaines de l'effet d'échelle et des modes de rupture.

Abstract

This paper presents some thoughts about the bias and the reality of the observations which can be made during the testing of small scale wellbores. After an introduction which explains the importance of such tests in an industrial environment, it lists the different geometries used. A systemetic study of the testing machines and of the testing conditions highlights the potential areas where bias may occur during the observations. A series of illustrative examples are given in the fields of scale effects and failure modes.

* 64018 Pau Cedex.

1. INTRODUCTION

La pratique pétrolière se caractérise peut être plus que tout autre domaine d'application de la mécanique des roches par une difficulté extrême à accéder directement à l'objet étudié qui est situé à grande profondeur. De ce fait, les seuls moyens d'observation de l'ingénieur sont les méthodes indirectes (diagraphies instantanées ou différées, géophysique, etc.). Le problème de la stabilité des parois, par exemple, qui nous occupera ici se produit dans des trous ayant un diamètre de l'ordre de 20 à 45 cm. Ceci rend délicate la détermination des causes des mécanismes d'instabilité dont les paramètres sont souvent incertains.

Face à ce problème, il apparaît très important d'être capable de travailler sur des modèles physiques, le plus souvent à échelle réduite, pour pouvoir appréhender cette réalité. Ceux-ci offrent l'intérêt de permettre l'isolation et le contrôle des paramètres et ainsi d'identifier les réponses du système soumis à une sollicitation parfaitement connue. On notera aussi que les résultats obtenus sur ces modèles sont les seuls éléments véritablement capables de permettre l'évaluation et la validation des modèles de calcul à vocation de dimensionnement.

Néanmoins, il convient de garder présent à l'esprit le fait que le modèle réduit est toujours différent de la réalité qu'il est censé représenter. En effet, entre la sollicitation théorique et la roche, se trouve la machine d'essais qui, de par sa nature, peut induire de nombreux artefacts qui, s'ils ne sont pas reconnus, peuvent conduire à une conception erronée de la réalité. Ces concepts erronés seront particulièrement dangereux, d'une part parce qu'ils proviennent d'un biais de l'observation et non pas de la modélisation, et d'autre part parce que les données limitées des cas de terrains permettront difficilement de détecter l'erreur.

Le but de cette présentation est donc de cerner les enjeux dans ce domaine des essais sur modèles réduits. Pour ce faire, la réalité de l'ingénieur sera d'abord présentée avec ses implications technico-économiques, et les divers paramètres du problème de la tenue des parois seront listés. Une revue des divers systèmes de test sera ensuite faite, et les applications, avantages et inconvénients de chacun présentés. Enfin l'application de ces concepts sera illustrée par des exemples concrets dans deux domaines particuliers : celui de l'effet d'échelle et celui des modes de rupture. Dans chaque cas, un exemple d'artefact et un exemple de réalité seront présentés. Notons ici que ce qui est alors considéré comme une réalité est un résultat qui n'a pas pu être relié à un artefact lié au système d'essais et qui semble donc correspondre à une réaction vraie de la roche. Néanmoins, il convient d'apprécier que de nouvelles investigations pourraient transformer cette réalité en artefact.

2. LE PROBLÈME DE TENUE DES PAROIS EN PRATIQUE

Dans la pratique, les instabilités de parois en forage ont un impact économique fort dans la mesure où ils représentent en moyenne un surcoût de 10 à 20 % pour la réalisation de l'ouvrage. Ce surcoût est critique dans le contexte du développement de champs marginaux et/ou difficiles comme ceux situés dans les domaines des hautes pressions et des hautes températures qui poussent la technologie jusque dans ses derniers retranchements. Le besoin de moyens pour juger de façon fiable de la faisabilité d'un puits devient alors crucial. Dans ce domaine peut-être plus que dans d'autre, une connaissance des mécanismes de déstabilisation des parois de l'ouvrage se révèle donc chaque jour plus importante comme le mentionnait le rapport d'une commission internationale s'occupant entre autres de ces problèmes (MAURY, 1987).

Les principaux paramètres pouvant entraîner une déstabilisation des parois d'un puits, dont l'action de certains a été clairement mise en évidence par l'analyse de cas de terrains, sont listés par GUENOT (1987) qui mentionne :

— les contraintes en place souvent anisotropes qui entraînent des comportements souvent très différents pour des puits de déviations et d'azimuts de déviation différents (MAURY et SAUZAY, 1987) ;

— la densité de la boue qui peut être soit trop faible et entraîner un écaillage de la paroi du trou pouvant aller jusqu'à son effondrement ou trop importante et entraîner une fracturation de la formation ;

— la nature de la réponse de la roche qui peut être soit fragile, soit ductile, soit réactive chimiquement et qui présente donc toute une gamme de comportements possibles ;

— la température qui, par le biais de gradients entre le puits et la formation, pourra y générer un surcroît de chargement et contribuer à une déstabilisation (GUENOT et SANTARELLI, 1989) ;

— la composition chimique du fluide de forage (boue) qui sera plus ou moins agressive vis-à-vis de la réactivité et de l'altérabilité des formations traversées (évaporites, argilites, etc.) ;

— les caractéristiques physiques du fluide de forage qui selon sa viscosité, sa teneur en solide, sa rhéologie pourra contribuer à la tenue ou à la rupture de la formation ;

— le régime de circulation du fluide de forage et les manœuvres du train de tiges qui peuvent jouer un rôle déstabilisateur en créant des cycles de surpression/dépression souvent très néfastes ;

— enfin l'outil de foration et la vitesse d'avancement.

A cette liste de paramètres qui gouvernent plutôt la tenue du puits en termes de ruptures matricielles doit aussi s'ajouter une autre liste de paramètres qui induisent des instabilités localisées (par exemple des mouvements sur discontinuités) qui ont été mises en évidence très récemment dans les puits pétroliers par les observations de MAURY et SAUZAY (1989), mais qui restent encore insuffisamment étudiées.

A cette série de paramètres, il convient d'opposer la très grande difficulté à observer et donc à diagnostiquer en temps opportun une instabilité qui pourrait se révéler fatale pour la suite des opérations comme le montre le cas vécu rapporté par GUENOT (1990). Une autre conséquence de la difficulté d'observation est le fait que les paramètres du problème ne sont

souvent connus qu'avec une grande marge d'incertitude, même si diverses méthodes permettant une estimation indirecte des propriétés de la roche existent (SANTARELLI et al., 1991). Un autre point augmentant la difficulté de prévoir les instabilités de parois est le caractère relativement fruste des modèles de prédiction et ce malgré de nombreux développements récents (MC LEAN et ADDIS, 1990).

On comprend donc l'intérêt grandissant porté par l'industrie pétrolière aux essais sur modèles réduits de forage dans le but :

— d'observer les causes, les signes précurseurs et la manifestation de la rupture d'une paroi dans des conditions de chargement et de géométrie aussi représentatives que possible des conditions réelles ;

— de tester la validité et le domaine d'application des modèles de prédiction ;

— de mettre à l'épreuve diverses solutions pour remédier à ces instabilités tels des additifs pour fluide de forage modifiant ses caractéristiques physiques et/ou chimiques, etc.

Les trois sections suivantes vont donc passer en revue les divers systèmes permettant de tester des modèles réduits de forage.

3. LES TUBES ÉPAIS (OU « CYLINDRES CREUX »)

Les tests sur tubes épais ont été pratiqués depuis le début du siècle soit sur des roches (ADAMS, 1912), soit même sur des monominéraux (BRIDGMAN, 1918). Il s'agit alors de tester des éprouvettes cylindriques de roches contenant une cavité cylindrique coaxiale (fig. 1). L'éprouvette peut ainsi être chargée simultanément par une pression extérieure, une pression intérieure et une force axiale (HOSKINS, 1969) voire également par un gradient de température entre les parois internes et externes du tube (JOHNSON et GANGI, 1980), etc.

En ce qui concerne la géométrie des tubes épais, et notamment le rapport du rayon extérieur de l'éprouvette sur le rayon de la cavité (r_o/r_i), l'étude expérimentale de ROBERTSON (1955) indique qu'il existe un seuil dont la valeur est 3 environ. Lorsque r_o/r_i est inférieur à 3, le comportement du tube à la rupture est violent et s'apparente alors à celui d'une coque. Lorsque r_o/r_i est supérieur à 3, le comportement à la rupture fait alors apparaître une phase d'écaillage de la paroi de la cavité qui s'initie pour des charges inférieures à celles provoquant la ruine définitive de l'éprouvette (fig. 2). DAEMEN et FAIRHURST (1970) indiquent des valeurs pour la pression d'initialisation de l'écaillage en paroi qui varient entre 0,6 et 0,85 fois la pression d'effondrement du tube. Plus récemment, KOOJMAN et al. (1991) indiquent, grâce à des observations sous scanner, des valeurs de 0,88 fois la pression de ruine définitive de l'éprouvette. Il convient néanmoins de signaler que même si le rapport r_o/r_i est supérieur à trois, l'analogie d'un tube épais avec une cavité souterraine n'est pas parfaite. En effet, pour certaines conditions rhéo-

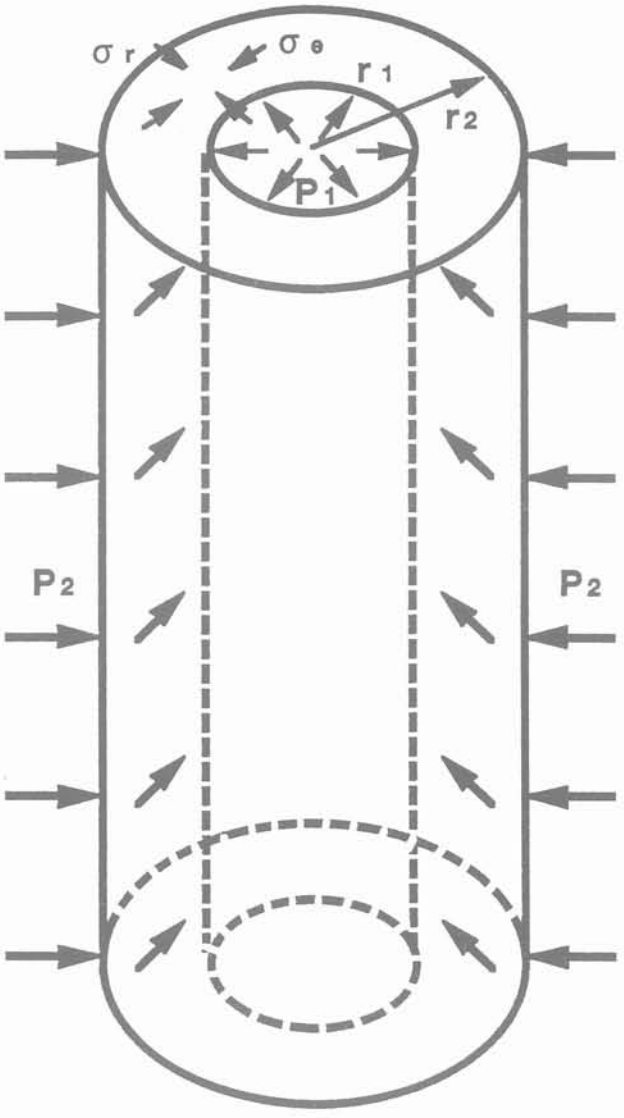


Fig. 1. — Schéma de principe des tubes épais.
Fig. 1. — Schematic of a thick walled hollow cylinder.

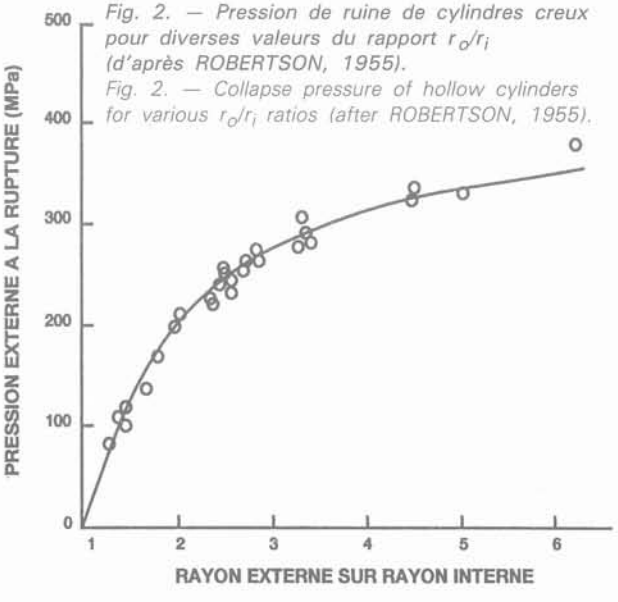


Fig. 2. — Pression de ruine de cylindres creux pour diverses valeurs du rapport r_o/r_i (d'après ROBERTSON, 1955).
Fig. 2. — Collapse pressure of hollow cylinders for various r_o/r_i ratios (after ROBERTSON, 1955).

logiques du matériau, on peut calculer que le rayon d'influence d'une excavation souterraine peut être très important : par exemple 15 à 40 fois le rayon du trou pour un milieu particulaire, et jusqu'à 30 à 50 fois pour un milieu viscoplastique (DUSSEAULT, 1991). On conviendra aisément que de tels rapports r_o/r_1 sont difficilement utilisables au laboratoire et que le caractère fini de l'épaisseur du tube devra nécessairement être pris en considération pendant l'analyse et la modélisation des résultats des essais.

La longueur de l'éprouvette est habituellement choisie sur la base des méthodes recommandées par la SIMR (1981) pour les tests monoaxiaux et triaxiaux, c'est-à-dire un élancement de deux.

Parmi les avantages de cette géométrie, il convient de signaler que l'adaptation d'une cellule triaxiale classique pour effectuer des essais sur tubes épais est tout à fait minime à la seule condition que celle-ci ait été prévue pour recevoir des éprouvettes de taille suffisante (SANTARELLI, 1987). L'instrumentation de l'intérieur de la cavité qui est longtemps restée un problème a maintenant été réalisée de diverses manières que ce soit par jauges de déformations (SANTARELLI et BROWN, 1989), par mesure des variations de volume du fluide dans la cavité (COOK, 1970), ou enfin par l'utilisation d'extensomètres de type cantilever aujourd'hui disponibles commercialement. Finalement, l'essai sur tube épais présente l'avantage important d'être relativement peu affecté par le frettage losque le plateau par lequel la charge est appliquée suit la géométrie de l'éprouvette (BROWN et al., 1972).

Parmi les inconvénients de ce type d'essai, il convient de noter la difficulté d'observer la paroi de la cavité pendant le test et ainsi de déterminer avec précision le point d'initialisation de la rupture. Comme cette initialisation se produit souvent de façon très locale comme l'illustre la photo de la figure 3, elle n'a souvent aucun impact décelable sur la courbe de convergence moyenne de la cavité. Seule une mesure par jauge très locale ou un système d'image scanner permettent alors de la détecter. Un autre problème pratique concernant les tubes épais est celui de la concentricité de la cavité avec l'éprouvette qui ne peut jamais être parfaitement réalisée. Bien que GAY (1973) ait démontré que la perturbation liée à une faible excentricité soit très faible en termes de contraintes, il a été argumenté qu'elle pourrait néanmoins avoir beaucoup plus d'importance lorsque l'on traite du développement de la rupture. En effet, elle vient alors ajouter un défaut à la structure et pourrait ainsi conditionner le lieu où la rupture vient s'initialiser. Pourtant, les modes d'initialisation de l'écaillage autour de tubes épais pour plusieurs types de roches rapportés par SANTARELLI et BROWN (1989) montrent que la texture de la roche joue un grand rôle dans ce domaine, les conditions expérimentales même imparfaites ne jouant alors qu'un rôle plus ou moins secondaire.

4. LES ESSAIS SUR BLOCS

Si on se réfère à la liste des paramètres pouvant entraîner une instabilité en paroi du puits, on se rend immédiatement compte que la géométrie du tube épais est incapable de reproduire l'effet d'un état de contraintes en place anisotrope. Pour ce faire, il est nécessaire d'utiliser une machine triaxiale vraie et de tester des blocs dans lesquels on a, au préalable, percé une cavité cylindrique.

Fig. 3. — Initialisation de l'écaillage au mur d'un tube épais de grès carbonifère.
Fig. 3. — First signs of spalling at the wall of a thick walled hollow cylinder of carboniferous sandstone.

Diverses machines ont ainsi été développées. Il s'agissait au départ de simples cadres biaxiaux (KAISER et MORGENSTERN, 1981) puis de véritables machines triaxiales vraies basées sur le principe d'une application de la charge soit par piston (HENRY, 1988), soit par vérin plat (BANDIS et al., 1987). Suivant la technologie choisie, ces machines présentent des capacités très variables tant par la taille des blocs testés (13 cm d'arête pour la machine utilisée par HAIMSON et HERRICK (1985) jusqu'à 75 cm d'arête pour celle de HALLECK et al. (1988)) que par la charge maximum qu'elles peuvent appliquer. Notons que ce dernier point est tout à fait critique dans la mesure où les roches autour des cavités cylindriques vont se rompre pour des charges qui correspondent à des contraintes calculées par élasticité linéaire qui sont souvent très supérieures à la résistance à la compression uniaxiale de la roche (GUENOT, 1987).

Les problèmes liés à l'utilisation de telles machines sont assez nombreux et ont surtout été étudiés par ceux qui tentaient d'appliquer une charge biaxiale ou triaxiale à des prismes de roche. On notera tout d'abord celui du centrage de la charge qui est détaillé par MASO et LERAU (1980).

Le problème du frettage imposé par les pistons de charge à l'échantillon est lui aussi crucial. Par exemple, BROWN (1974) a démontré, en utilisant des plateaux à brosse, que l'effet apparent de la contrainte intermédiaire sur la résistance à la compression d'une roche essayée en conditions biaxiales était très fortement dépendant de la technique utilisée pour appliquer la charge (fig. 4). Une étude a été menée par SOBOLEV et al. (1978), utilisant l'interférométrie holographique pour cartographier la déformation à la surface de plaques de pyrophyllite testées en conditions biaxiales ; elle illustre parfaitement les conséquences d'un frettage mal maîtrisé. Ils montrent en effet que pour des contraintes appliquées variant entre 50 et 80 % de la charge ultime, la déformation se concentre essentiellement le long d'une croix de Saint-André reliant les coins de l'échantillon et est donc parfaitement hétérogène. ONAISI et al. (1990) ont montré l'influence du frettage, sur les modes de rupture obtenus dans des blocs percés d'un trou et testés en conditions monoaxiales, en faisant varier le rapport hauteur sur largeur de leurs éprouvettes.

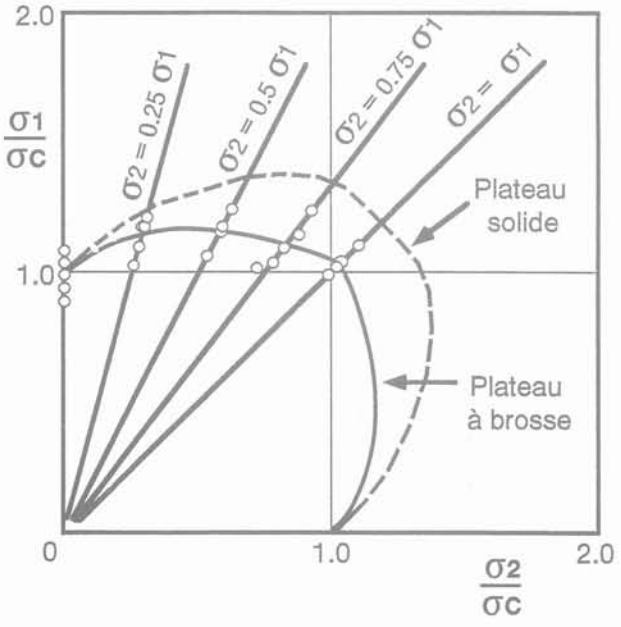


Fig. 4. — Variation apparente de la résistance du marbre de Wombeyan avec la contrainte intermédiaire pour deux types de frettage (d'après BROWN, 1974).
Fig. 4. — Apparent variation of the strength of Wombeyan marble with the intermediate principal stress for two types of end effects (after BROWN, 1974).

A ces problèmes techniques vient s'ajouter le fait qu'il est très difficile de travailler en température et avec une pression de pore non nulle dans les blocs. D'autre part, il convient de reconnaître que ce type d'équipement est extrêmement coûteux et donc encore assez peu répandu.

5. LES BANCS DE FORAGE

MAURY (1987) indique que l'état de la roche en paroi de galerie tel qu'il a pu être influencé par le creusement est un paramètre fondamental mais encore très mal apprécié pour la stabilité d'une excavation souterraine. Les deux méthodes d'essai envisagées ci-dessus peuvent difficilement tenir compte de cette action de forage et l'industrie pétrolière a été amenée à développer des moyens expérimentaux spécifiques pour étudier, entre autres, ce type de phénomène. Le principe du banc de forage sera donc présenté ici, car il vient en quelque sorte compléter la panoplie des moyens d'investigation.

Dans ce type de machines schématisé sur la figure 5, une éprouvette de roche cylindrique de grande dimension est placée dans une cellule triaxiale et est soumise à une pression de confinement et à une pression de pore. Le piston utilisé pour appliquer la charge axiale est creux permettant ainsi le passage d'une tige et d'un outil de forage. Les conditions de forage d'une roche non seulement en termes géomécaniques (contraintes en places, pression de pore et température) mais aussi en termes de paramètres de forage (pression, température et débit de la boue, poids sur l'outil, vitesse de rotation, etc.) peuvent ainsi être reproduites.

Un tel banc de forage peut être utilisé soit directement pour simuler les conditions de forage soit avec des trous borgnes préforés dont on étudiera le comportement à long terme sous l'effet de diverses sollicitations. Par exemple, SALISBURY et al. (1991) utilisent un tel système pour étudier l'influence de la circulation d'un fluide à base d'eau dans un trou foré dans une argilite. Les principaux inconvénients de cette géométrie sont ceux qui ont été présentés dans la section consacrée aux tubes épais. Un problème particulièrement difficile dans le cas des bancs de forage est celui de l'instrumentation du trou. En effet, une boue de forage est un fluide abrasif, conducteur, corrosif en pression et en température, très hostile à tout instrument de mesure.

Après cette revue des moyens expérimentaux disponibles pour tester les modèles réduits de forage, por-

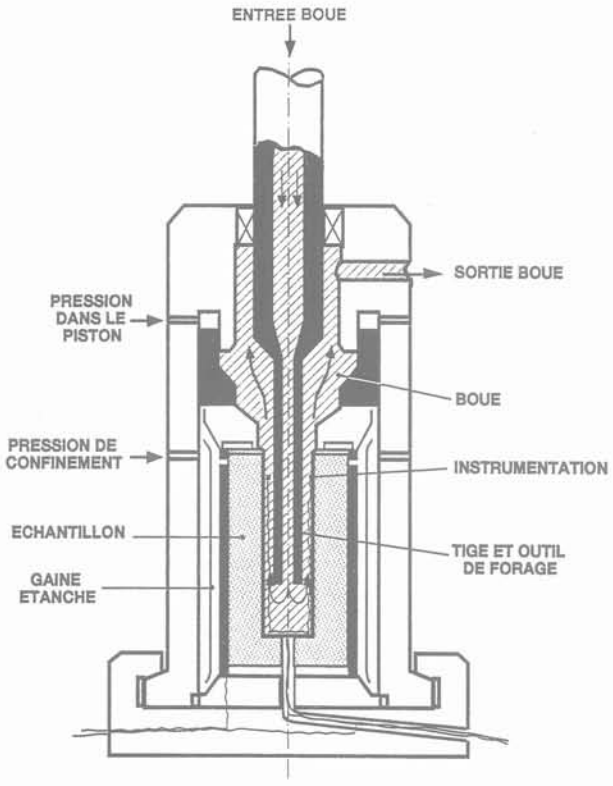


Fig. 5. — Schéma de principe d'un banc de forage.
Fig. 5. — Schematic of a drilling bench.

tons notre attention sur la signification des résultats obtenus lors de telles études et notamment sur la part d'artefacts dus aux conditions expérimentales qu'ils peuvent contenir.

6. EXEMPLE 1 : L'EFFET D'ÉCHELLE

Un premier exemple est celui de l'effet d'échelle. En mécanique des roches, il a été reconnu depuis longtemps que la taille de l'éprouvette testée pouvait grandement influencer la valeur des résultats d'essais telle celle de la résitance. En effet, on peut penser que plus le volume de roche testé est important et plus il y a de chances que celui-ci contienne des défauts qui vont venir l'affaiblir, et donc plus la valeur mesurée de la résistance du matériau sera faible (WEIBULL, 1939). Ce phénomène, souvent étudié et vérifié expérimentalement, (HABIB et VOUILLE, 1966 ; BERNAIX, 1969, etc.) a donc conduit de nombreux auteurs à suggérer que les trous de petit diamètre étaient plus stables que ceux de gros diamètre. Diverses séries d'essais visant à quantifier cet effet ont donc été menées.

HAIMSON et HERRICK (1989), ont utilisé des blocs cubiques de calcaire d'Alabama contenant une cavité cylindrique en leur centre. Dans tous les cas, le rapport entre l'arête du cube et le diamètre de la cavité était égal à 5. Le chargement était appliqué suivant l'une des faces du cube par une machine d'essai classique. Ils ont ainsi observé que pour des diamètres de trou variant entre 2 et 12 cm, la charge nécessaire pour provoquer l'apparition d'un écaillage en paroi variait de plus de 1 à 3 (fig. 6).

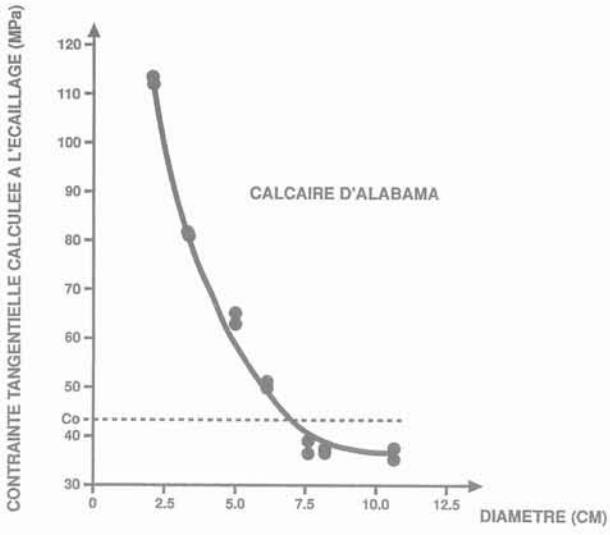


Fig. 6. — Effet d'échelle enregistré pendant des essais monoaxiaux sur blocs de calcaire d'Alabama (d'après HAIMSON et HERRICK, 1989).
Fig. 6. — Scale effect measured during uniaxial tests of Alabama limestone blocs (after HAIMSON and HERRICK, 1989).

RINGSTADT (1990) a réalisé une série d'essais sur des tubes épais de grès. Pour toutes les éprouvettes, le rapport entre le rayon de l'éprouvette et celui de la cavité était égal à 4. Pour un rayon de cavité variant entre 1,25 et 5 cm l'une des deux roches testées montrait un effet d'échelle faible (rapport de 1 à 1,3) alors que l'autre n'en montrait aucun (fig. 7).

Ces résultats apparemment contradictoires peuvent être clairement analysés lorsqu'on compare les conditions expérimentales utilisées par les deux auteurs suivant la méthode développée par BROWN et GONANO (1975). En effet, un effet d'échelle peut être grandement exagéré par l'utilisation d'un système expérimental imparfait notamment en termes de frettage. Or l'appareillage utilisé par HAIMSON et

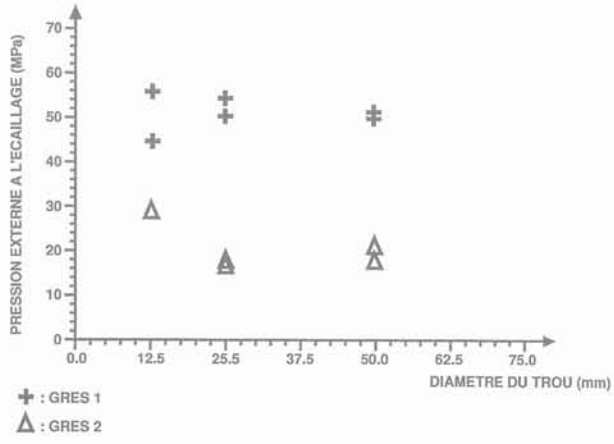


Fig. 7. — Effet d'échelle enregistré pendant des essais sur tubes épais de deux grès. Mesures réalisées par IKU, Norvège (d'après RINGSTADT, 1990).
Fig. 7. — Scale effect measured during hollow cylinder tests on two sandstones. Measures performed at IKU, Norway (after RINGSTADT, 1990).

HERRICK (1989) est très proche de celui de l'essai monoaxial classique. L'utilisation d'une éprouvette cubique avec un rapport élancement largeur de 1 est donc tout à fait défavorable et il y a de très fortes chances pour que la répartition des contraintes dans le bloc ait été très fortement perturbée par les conditions de frettage. Au contraire, les conditions de tube épais utilisées par RINGSTADT (1990) sont bien meilleures en terme de frettage. L'effet d'échelle très important rapporté par HAIMSON et HERRICK (1989) apparaît donc comme un artefact lié au matériel expérimental utilisé, alors que celui mesuré par RINGSTADT (1990) semble beaucoup plus proche d'un véritable comportement du matériau. D'une certaine façon, l'étude de KOOIJMAN et al. (1991) vient confirmer ce résultat et ce, bien que l'effet d'échelle qu'ils mesurent à partir d'essais sur tubes épais de grès de Castlegate soit plus important que celui rapporté par RINGSTADT (1990).

7. EXEMPLE 2 : MODES DE RUPTURE

Un autre exemple d'artefact est fourni par l'étude des modes de rupture susceptibles de se produire en paroi de puits et tels qu'on peut les observer lors d'essais sur tubes épais. Récemment, plusieurs auteurs (PERIE et GOODMAN, 1989 ; SANTARELLI et GUENOT, 1990) rapportaient la formation de fractures en extension suivant des plans r-z dans les essais sur tubes épais. Pour tenter de vérifier la réalité d'un tel mode de rupture dans les conditions de charge utilisées par SANTARELLI et GUENOT (1990), une autre série d'essais a été conduite sur la même roche avec la même géométrie, pendant lesquelles, la décharge de l'éprouvette était très soigneusement contrôlée de façon telle que la contrainte axiale n'excédât jamais la pression appliquée par le fluide de confinement. Aucune des éprouvettes ainsi testées ne présente alors ces fractures en extension montrant ainsi qu'elles n'étaient, dans ce cas précis, que des artefacts. Néanmoins, les conditions d'essais de PERIE et GOODMAN (1989) qui travaillaient volontairement avec une contrainte axiale bien supérieure à la contrainte tangentielle peuvent avoir engendré de telles fractures tout comme celle d'ailleurs utilisées par HOSKINS (1969).

Un autre type original de rupture obtenu sur un tube épais est présenté sur la figure 8. La paroi présente alors un gauchissement local se traduisant par la formation d'une structure périodique sans que le moindre signe de macrofissure ne soit apparent dans cette région. Une telle observation qui n'avait encore jamais été rapportée pourrait aisément être interprétée comme un artefact ou « un hasard de la nature ». Néanmoins, l'éprouvette utilisée lors de l'essai où une telle rupture s'est produite avait été instrumentée par six jauges de déformation dans le but d'obtenir pour chaque niveau de chargement une carte aussi précise que possible de la convergence de la paroi du tube épais (fig. 9). Or, il se trouve que le gauchissement local du mur a eu lieu exactement sous l'une de ces jauges, et il est alors aisé de déterminer à quel moment de l'essai celui-ci s'est produit (fig. 10) et d'affirmer qu'il ne peut s'agir d'un artefact.

Les conditions de pression et de température régnant en parois au moment où le gauchissement s'est produit suggèrent qu'il pourrait s'agir de l'expression d'une déformation se produisant au moins dans le domaine de transition fragile/ductile, voire dans le domaine ductile.

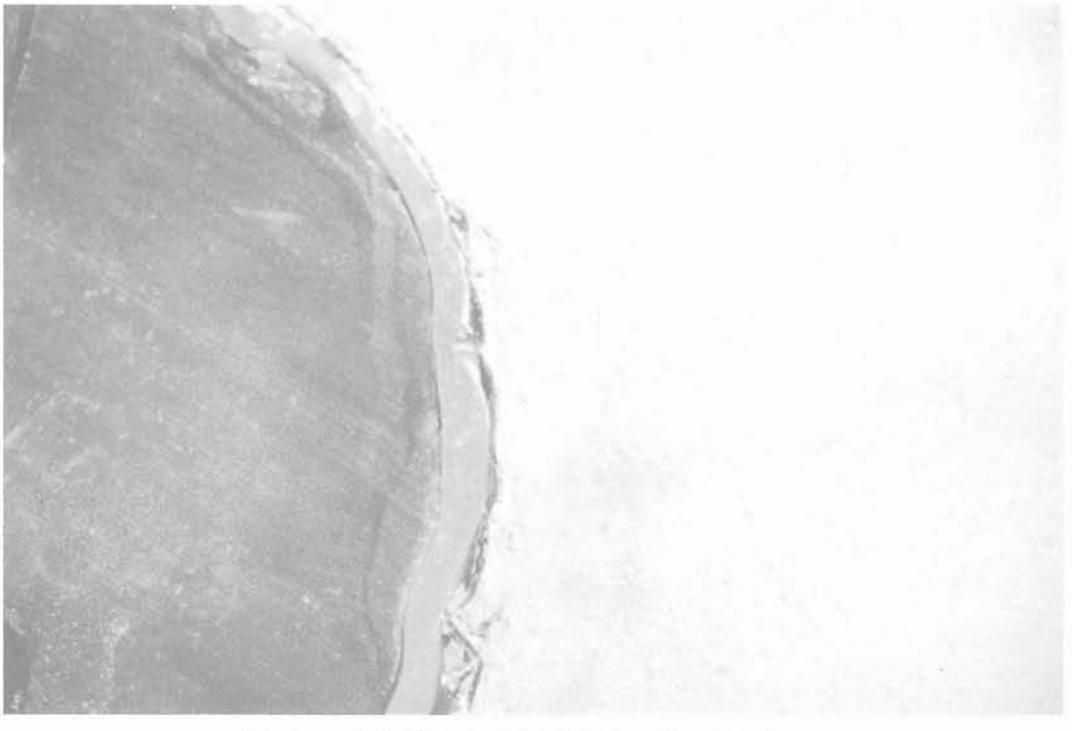


Fig. 8. — Gauchissement local du mur d'un tube épais.
Fig. 8. — Local buckling of the wall of a thick walled hollow cylinder.

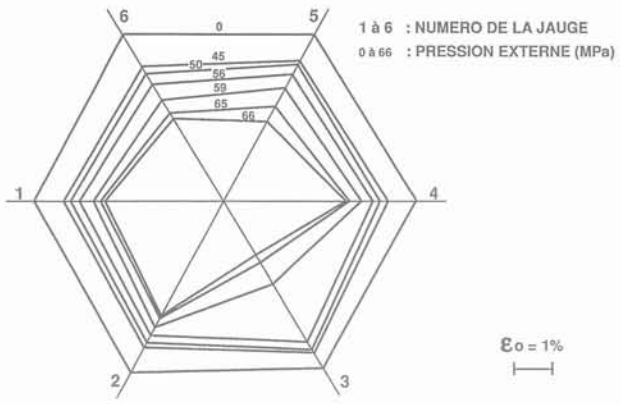


Fig. 9. — Profil de déformation du tube épais de la figure 8 sous divers niveaux de pression externe.
Fig. 9. — Convergence of the wall of the hollow cylinder from figure 8 for various outside pressures.

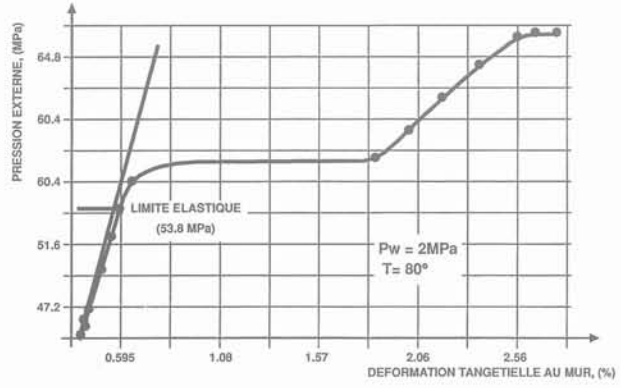


Fig. 10. — Déformation enregistrée par une jauge de déformation lors du gauchissement local du mur du tube épais de la figure 8 soumis à un accroissement monotone de la pression externe appliquée.
Fig. 10. — Strain measured by a gauge during the local buckling of the wall of the hollow cylindre of figure 8 submitted to a continuous increase of its external pressure.

8. CONCLUSION

Après avoir brièvement mis en lumière l'intérêt des essais sur modèles réduits pour approfondir notre compréhension des problèmes de tenue des parois, un tour d'horizon des moyens expérimentaux a été fait. Il a été montré que, bien qu'ils soient complémentaires, les trois grands types d'essais (tubes épais, blocs et simulateurs de forage) présentaient tous divers problèmes expérimentaux qui, bien que déjà reconnus dans d'autres domaines plus classiques de la mécanique des roches, n'étaient pas complètement résolus (instrumentation, frettage,...). En conséquence, l'analyse des résultats obtenus à partir de ces divers essais doit être faite avec un esprit critique certain dans le but de séparer ce qui pourrait procéder d'artefacts liés à un fonctionnement imparfait du dispositif expérimental et ce qui correspond effectivement à une réponse de la roche.

Plusieurs exemples illustratifs ont été présentés qui montrent que les principes à appliquer pour conduire et analyser les essais sur modèles réduits sont on ne peut plus classiques :

— s'assurer de l'homogénéité de la charge appliquée (que se passerait-il s'il n'y avait pas de cavité ?) ;

— instrumenter les essais autant que faire se peut sans craindre une redondance des mesures dans le but de déterminer le seuil d'apparition d'hétérogénéité du champs de déformation qui accompagne très souvent la rupture.

Enfin, notons que la nature, de par sa complexité, réserve sans doute encore bien des surprises dans ce domaine relativement nouveau de la mécanique des roches.

REMERCIEMENTS

L'auteur voudrait remercier ELF AQUITAINE pour l'autorisation de publier cet article. Divers partenaires industriels qui ont été impliqués dans la réalisation et/ou le financement de certains résultats présentés ici doivent aussi être remerciés (AGIP, BP, IKU, SHELL, STATOIL). Enfin, le Prof. DUSSEAULT, les Dr MAURY et FOURMAINTRAUX ainsi que MM. DARDEAU et GUENOT qui ont contribué par divers commentaires, idées et résultats à cet article sont aussi remerciés.

BIBLIOGRAPHIE

ADAMS F.D. (1912), *An experimental contribution to the question of depth of the zone of flow in the Earth's crust.* J. Geol., 20, pp. 97-118.

BANDIS S.C., LINDMAN J., BARTON N. (1987), *Three dimensional stress state and fracturing around cavities in overstressed weak rock.* Proc. 6th ISRM Congr., (G. HERGET et S. VONGPAISAL, eds.), BLAKEMA, 2, pp. 769-775.

BERNAIX J. (1969), *New laboratory methods of studying the mechanical properties of rocks.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 6 pp. 43-90.

BRIDGMAN P.W. (1918), *The failure of cavities in crystals and rocks under pressure.* Am. J. Sci., 45, pp. 243-269.

BROWN E.T. (1974), *Fracture of rock under uniform biaxial compression.* In Advances in Rock Mechanics, Proc. 3rd ISRM Congr., 2, Nat. Acad. Sci., Washington, pp. 111-117.

BROWN E.T., GONANO (1975), *An analysis of size effect behaviour in brittle rock.* Proc. 2nd Aust. New Zealand Conf. on Geomech., Inst. Engrs. Aust., Nat. Publ. No 75/4, pp. 139-143.

BROWN E.T., HUDSON J.A., HARDY M.P., FAIRHURST C. (1972), *Controlled failure of hollow rock cylinders in uniaxial compression.* Rock Mech., 4, pp. 1-24.

COOK N.G.W. (1970), *An experiment proving that dilatancy is a pervasive volumetric property of brittle rock loaded to failure.* Rock Mech. Engng. Geol., 2, pp. 181-188.

DAEMEN J.J.K., FAIRHURST C., *Influence of failed rock properties on tunnel stability.* In Dynamic Rock Mechanics, Proc. 12 th U.S. Symp. Rock Mech., (G.B. CLARK, ed.), Soc. Min. Engrs. AIME, New York, pp. 855-875.

DUSSEAULT M.B. (1991), (Communication personnelle).

GAY N.C. (1973). *Fracture growth around openings in thick walled cylinders of rock subjected to hydrostatic compression.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 10, pp. 209-233.

GUENOT A. (1987), *Contraintes et ruptures autour des forages pétroliers.*Proc. 6th ISRM Congr., (G. HERGET et S. VONGPAISAL, eds.), BALKEMA, 1, pp. 109-118.

GUENOT A. (1990), General report : *instability problems at great depth drilling boreholes and wells.* In Rock at Great Depth, Proc. ISRM/SPE Symp., (V. MAURY et D. FOURMAINTRAUX, eds.), BALKEMA, 3, pp. 1199-1208.

GUENOT A., SANTARELLI J.F. (1989), *Influence of mud temperature on deep borehole behaviour.* In Rock at Great Depth, Proc. ISRM/SPE Symp., (V. MAURY et D. FOURMAINTRAUX, eds.), BALKEMA, 2, pp. 809-817.

HABIB P., VOUILLE G. (1966), *Sur la disparition de l'effet d'échelle aux hautes pressions.* C. R. Ac. Sci., 21 mars.

HAIMSON B.C., HERRICK C.G. (1985), *In situ stress evaluation from borehole breakouts - Experimental studies.* In Research and Engineering Applications in Rock Masses, Proc. 26 th US Symp. on Rock Mech., (E. ASHWORTH, ed.), BALKEMA, Rotterdam, pp. 1207-1218.

HAIMSON B.C., HERRICK C.G. (1989), *Borehole breakouts and in situ stress.* Proc. Drill. Symp. 12th An. Energy Sources Conf. ASME, (J.C ROWLEY, ed.), ASME, New York, pp. 17-22.

HALLECK P.M., SAUCIER R.J., BERHRMANN L.A., AHRENS T. (1988), *Reduction of jet penetration in rock under stress.* Paper SPE 18245, 15 pp.

HENRY J.P. (1988), (Communication personnelle).

HOSKINS E.R. (1969), *The failure of thick walled hollow cylinders of isotropic rock.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 6, pp. 99-125.

JOHNSON B., GANGI A.F. (1980), *Thermal cracking of non uniformaly heated thick walled hollow cylinders of Westerly granite.* Proc. 21st US Symp. Rock Mech., pp. 197-206.

KAISER P.K., MORGENSTERN N.R. (1981), *Time dependent deformation of small tunnels : I. Experimental facilities.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 18, pp. 129-140.

KOOIJMAN A.P., VAN DEN ELZEN M.G.A., VEEKEN C.A.M. (1991), *Hollow cylinder collapse : measurement of deformation and failure in an X-ray CT scanner, observation of size effect.* In Rock Mechanics as a Multidisciplinary Science, Proc. 32nd US Symp. on Rock Mech., (J.C. ROEGIERS, ed.), Balkema, Rotterdam, pp. 657-666.

MASO J.C., LERAU J. (1980), *Mechanical behaviour of Darney sandstone (Vosges, France) in biaxial compression.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 17, pp. 109-115.

MAURY V. (1987), *Observation, recherches et résultats récents sur les mécanismes de rupture autour de galeries isolées.* Proc. 6th ISRM Congr., (G. HERGET et S. VONGPAISAL, eds.), BALKEMA, 2, pp. 1119-1128.

MAURY V., SAUZAY J.M. (1987), *Borehole instability : case history, rock mechanics approach and results.* Paper SPE/IADC 16051.

MAURY V., SAUZAY J.M. (1989), *Rupture de puits provoquée par glissement sur faille : cas vécu, mécanisme, remèdes, conséquences.* In Rock at Great Depth, Proc. ISRM/SPE Symp., (V. MAURY et D. FOURMAINTRAUX, eds.), BALKEMA, 2, pp. 871-880.

MC LEAN M.R., ADDIS M.A. (1990), *Wellbore stability analysis : a review of current methods of analysis and their field application.* Paper SPE/IADC 19941.

ONAISI A., SARDA J.P., BOUTECA M. (1990), *Experimental and theoretical investigation of borehole breakouts.* In Rock Mechanics Contributions and Challenges, Proc. 31st U.S. Symp. on Rock Mech., (W.A. HUSTRULID et G.A. JOHNSON, eds.), Balkema, Rotterdam, pp. 703-710.

PERIE P.J., GOODMAN R.E. (1989), *Evidence of new failure patterns in a thick walled cylinder experiment.* Proc. Drill. Symp. 12 th An. Energy Sources Conf. ASME, (J.C. ROWLEY, ed.), ASME, New York, pp. 23-27).

RINGSTADT C. (1990). (Communication personnelle).

ROBERTSON E.C. (1955), *Experimental study of the strength of rocks.* Bull. Geol. Soc. Am., 66, pp. 1275-1314.

SALISBURY D.P., RAMOS G.G., WILTON B.S. (1991), *Wellbore instability of shales using a downhole simulation test cell.* In Rock Mechanics as a Multidisciplinary Science, Proc. 32nd US Symp. on Rock Mech., (J.C. ROEGIERS, ed.), BALKEMA, Rotterdam, pp. 1015-1024.

SANTARELLI F.J. (1987), *Theoretical and experimental investigation of the stability of the axisymmetric wellbore,* PhD Thesis, University of London, 472 pp.

SANTARELLI F.J., BROWN E.T. (1989), *Failure of three sedimentary rocks in triaxial and hollow cylindrer compression tests.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 26 pp. 401-413.

SANTARELLI F.J., DUSSEAULT M.B., YASSIR N. (1991), *Rock properties for petroleum engineers. Problem statement.* Report of the ISRM/SPE Commission.

SANTARELLI F.J., GUENOT A. (1990), *Experimental observations of bifurcation phenomena in rocks.* In Rock at Great Depth, Proc. ISRM/SPE Symp., (V. MAURY et D. FOURMAINTRAUX, eds.), BALKEMA, 3, pp. 1563-1570).

SIMR (1981), *Rock characterization testing and monitoring ;* ISRM Suggested Methods, (E.T. BROWN, ed.), Pergamon Press, Oxford, 211 pp.

SOBOLEV G., SPETZLER, SALOV B. (1978), *Precursors to failure in rocks while undergoing anelastic deformations.* J. Geophys. Res., 83, pp. 1775-1784.

WEIBULL W. (1939), *A statistical theory of the strength of materials.* Ing. Vetenskaps Akad. Handl., 151, pp. 5-44.

INFORMATIONS

La société hellénique de Mécanique des Sols et des Fondations et le Comité français de Mécanique des sols organisent à Athènes, du 20 au 23 septembre 1993, un symposium sur les *sols indurés et les roches tendres* sous le patronage de la SIMSTF, de l'AIGI et de la SIMR.

Thèmes : Aspects géologiques et classification ; propriétés mécaniques ; fondations, excavations soutènements ; stabilités des pentes ; remblais ; tunnels et travaux souterrains.

Langues : anglais et français.

Correspondance : The Secretariat International Symposium on Hard Soils-Soft Rocks (Addr. Dr. N. KALTEZIOTIS) PO Box 20034 GR 118 10 ATHENS, GREECE.

L'université de Ljubljana organise un premier symposium international sur la *Construction des tunnels et des structures souterraines* à Ljubljana (Slovénie) du *24 au 26 juin 1992.*

Langues : anglais et allemand.

Correspondance : KOMPASS, Congresses and Special Events, Pražakova 4, 61000 LJUBLJANA, SLOVENIA.

La société portugaise de géotechnique et le LNEC organisent un symposium international *Eusock' 93* de la SIMR, à Lisbonne, du *21 au 24 juin 1993,* sur *les Problèmes de sécurité et d'environnement en mécanique des roches* et le *25 juin 1993,* un atelier sur les *Effets d'échelle dans les massifs rocheux.*

Correspondance : SPG c/o LNEC, Av. de Brasil 101, 1799 LISBONNE CEYDEY PORTUGAL.

Le comité français de Géologie de l'Ingénieur et le Bureau de Recherches géologiques et minières organisent à Montpellier, du *8 au 11 juin 1993,* un symposium international : *Géologie et confinement des déchets toxiques* avec le parrainage de l'Association internationale de géologie de l'Ingénieur.

Langues : français et anglais.

Correspondance : Michel BARRÈS, GEOCONFINE 93, Secrétariat BRGM, Dépt. « Environnement », BP 6009, 45060 ORLÉANS CEDEX, FRANCE.

Observations sur l'anisotropie hydraulique lors de la reconnaissance et de la construction de stockages souterrains de GPL en cavités minées

Observations of hydraulic anisotropy during the exploration and construction of underground storages of LPG in mined caverns

E. AMANTINI, P. GENESTE
GÉOSTOCK*

Rev. Franç. Géotech. n° 59, pp. 43-47 (avril 1992)

Résumé

Des phénomènes d'anisotropie de perméabilité ont été mis en évidence lors de la reconnaissance et de la construction de certains stockages souterrains de GPL (Gaz de Pétrole Liquéfiés) en cavité minée.

L'étanchéité hydraulique des stockages souterrains repose sur l'existence d'un écoulement dirigé vers l'intérieur de la cavité en tout point de sa paroi et à tout instant de son exploitation. La connaissance de la géométrie des écoulements est donc essentiellement au dimensionnement des projets de stockage de GPL : répartition spatiale des perméabilités, position des conditions aux limites.

L'hétérogénéité des milieux reconnus est souvent à l'origine de l'anisotropie de perméabilité qui se manifeste par une anisotropie dans la distribution des écoulements ; il peut s'agir d'hétérogénéité lithologique ou due à la fissuration.

Les phénomènes d'anisotropie hydraulique sont mis en évidence et quantifiés par des essais hydrogéologiques appropriés d'interférences verticale et horizontale entre forages.

Pour les stockages en cavités minées, l'influence de l'anisotropie de perméabilité des milieux étudiés est un facteur particulièrement important pour le dimensionnement et la conception. Des conditions défavorables d'anisotropie, par exemple un fort contraste Kh > Kv, peuvent amener à augmenter la distance entre unités, voire à réaliser des dispositifs artificiels afin de minimiser les effets des interférences hydrauliques horizontales (rideaux d'eau verticaux). Un tel contraste au niveau des galeries peut également introduire l'existence de phénomènes transitoires, imposant la définition et le respect strict de règles d'exploitation limitant notamment les vitesses de montée en pression du stockage.

Abstract

Certain phenomena of anisotropy in rock permeability have been highlighted during the exploration and the construction of some underground storages of LPG (Liquefied Petroleum Gas) in mined cavern.

The hydraulic tightness of the underground storages is based on the existence of a flow directed towards the cavern at every point of the wall during the whole duration of its operation. The geometric knowledge of the flow is essential in order to design LPG storage projects : spatial repartition of the permeabilities, position of the flow boundaries.

The heterogeneity of the explored medium is often responsible for the anisotropy of the permeability, which leads to an anisotropy of the flow ; the origin of the anisotropy can be lithologic, or due to the fissuration.

The phenomena of anisotropy are detected and quantified by appropriate hydrogeological horizontal and vertical interference tests between boreholes.

The influence of the anisotropy in the rock permeability of the considered medium is important when considering the design and dimensioning of the storages in mined caverns. Some unfavourable conditions of anisotropy, for instance a high variation Kh > Kv, can lead to an increase in the distance between two units, and in some cases the need to include artificial devices in order to minimize the effects of hydraulic horizontal interferences (vertical water curtain). Such a variation occurring at cavern level can also be responsible for transient phenomena, leading to the implementation of strict operating rules, limiting the maximum rate of pressure rise in the cavern.

* GÉOSTOCK, 7, rue E. et A.-Peugeot, 92563 Rueil-Malmaison (France).

1. RAPPEL DU PRINCIPE D'ÉTANCHÉITÉ HYDRAULIQUE APPLIQUÉ PAR GÉOSTOCK

Le stockage souterrain en cavité minée concerne notamment des produits issus du raffinage (GPL ou Gaz de Pétrole Liquéfiés) qui sont stockés à un état de pression correspondant à leur tension de vapeur pour laquelle coexistent les phases liquide et vapeur à une température dépendant des conditions géothermiques locales et des conditions d'exploitation.

Le confinement de ces produits est assuré par l'existence, en tout point de la paroi de la cavité, d'un gradient de potentiel hydraulique dirigé vers l'intérieur. Ce critère suppose, qu'à tout instant de l'exploitation, le potentiel hydraulique de la roche hôte au voisinage du stockage soit supérieur à celui de la cavité majoré de coefficients de sécurité.

L'application de ce principe suppose la permanence des écoulements entre la nappe et le stockage, donc une bonne connaissance de la géométrie des écoulements et des conditions aux limites.

A titre d'exemple, pour un propane commercial dont la tension de vapeur à 20 °C est de 0,75 MPa relatif, les études menées par GÉOSTOCK montrent que la profondeur d'implantation requise pour le toit de la cavité serait de l'ordre de 100 à 120 m selon les conditions hydrogéologiques locales et la valeur du terme de sécurité pris en compte, soit largement supérieure à 75 m dans l'hypothèse d'un niveau phréatique proche de la surface.

Afin de s'affranchir d'éventuelles variations du niveau piézométrique, il est parfois nécessaire d'avoir recours à des ouvrages artificiels constitués par des forages disposés dans un plan horizontal au-dessus des cavités (les rideaux d'eau) ; maintenus à un potentiel hydraulique constant, ils contribuent à assurer la permanence des écoulements vers le stockage.

La connaissance du contexte hydrogéologique est donc primordiale : répartition verticale des perméabilités, continuité latérale des horizons aquifères susceptibles d'occassionner des écoulements vers le stockage, identification des conditions aux limites (supérieure, inférieure et latérale).

2. EXEMPLES D'ANISOTROPIES DE PERMÉABILITÉ RENCONTRÉES

La reconnaissance du contexte hydrogéologique d'un projet de stockage de GPL impose la définition d'une échelle d'investigation appropriée. Le volume de roche reconnu est généralement d'environ 500 × 500 × 200 m, pour un volume de cavité de l'ordre de 200 000 m^3, le nombre de forages réalisés variant de 5 à 15.

Les contextes géologiques reconnus par GÉOSTOCK lors de la reconnaissance de sites en vue du stockage des GPL en cavité minée sont diversifiés :

— milieux sédimentaires : craie, calcaires, grès, shales ;

— milieux fissurés : schistes, roches métasédimentaires, gneiss, granite.

Les perméabilités rencontrées sont généralement comprises dans une gamme allant d'environ 10^{-5} m/s à 10^{-11} m/s.

Différents cas de contraste d'anisotropie de perméabilité ont été mis en évidence :

— Kv > Kh : roches fissurées de type granite, gneiss ou roches métasédimentaires présentant des joints verticaux prédominants ;

— Kh > Kv : cas de roches hétérogènes lithologiquement souvent d'origine sédimentaire (craie, shales, flyschs), l'anisotropie de perméabilité étant souvent due à la présence d'intercalations de niveaux subhorizontaux moins perméables.

Kv : composante verticale du tenseur de perméabilité ;

Kh : composante horizontale du tenseur de perméabilité.

3. MISE EN ÉVIDENCE IN SITU

3.1. Types d'essais mis en œuvre

Les essais hydrogéologiques couramment mis en œuvre lors des phases de reconnaissance consistent en plusieurs types d'essais réalisés en continu lors de l'avancement des foragaes :

— essais d'injectivité de type Lugeon, supposant l'établissement d'un régime permanent radial-circulaire entre le puits et la couche testée ; la zone faisant l'objet d'investigations est généralement réduite ;

— essais transitoires d'injection relaxation permettant de déterminer la transmissivité et le coefficient de peau (« skin ») (modification des caractéristiques de la roche au voisinage du forage due à la foration) ;

— essais d'injection et/ou de production de plus longue durée permettant de mettre en évidence d'évenutelles hétérogénéités ou la présence de conditions aux limites.

Ces types de test permettent de mesurer la composante horizontale (Kh) du tenseur de perméabilité au voisinage proche du forage.

Les essais d'interférence entre forages permettent de déterminer Kh à une échelle plus importante (de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres).

Les essais d'interférence verticale sont adaptés à la mesure de la composante verticale du tenseur de perméabilité (Kv) et du rapport d'anisotropie (Kv/Kh). Ces essais consistent en la mesure de variation de pression sur un ou plusieurs forages observateurs, induite à partir d'un forage injecteur (ou producteur) situé à une cote différente.

L'interprétation est effectuée en régime transitoire par calage des valeurs mesurées sur une loi théorique (fonction de Theis), avec la prise en compte d'une éventuelle influence des conditions aux limites, permettant ainsi de déterminer Kv.

3.2. Exemple (Corée du Sud)

Les résultats présentés concernent des essais d'interférence réalisés dans un contexte de gneiss fissurés dont la fissuration verticale induite une anisotropie importante de perméabilité. La figure 1 montre le dispositif utilisé permettant de tester la perméabilité d'un

linéament mis en évidence par reconnaissance géophysique :

— l'essai entre BL – 1 et T – 1 permet de mesurer la perméabilité verticale au sein du joint, Kv = $1{,}3.10^{-8}$ m/s (fig. 2) ;

— l'essai entre BL – 1 et BL – 5 permet de mesurer la perméabilité horizontale au sein du joint, Kh = $3{,}3.10^{-9}$ m/s, soit Kv/Kh = 4 (fig. 3) ;

— les mesures sur BH – 3, situé en dehors de la zone fissurée, indiquent l'absence d'interférence, ce qui démontre l'existence d'une très faible perméabilité de la roche en l'absence de fissuration (fig. 4).

On notera que les interprétations réalisées prennent en compte l'influence d'une condition à la limite supé-

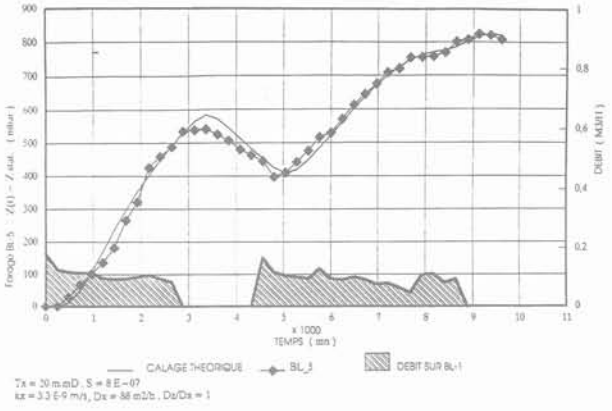


Fig. 3. — Interférence de BL-1 vers BL-5.
Fig. 3. — Interference test from BL-1 to BL-5.

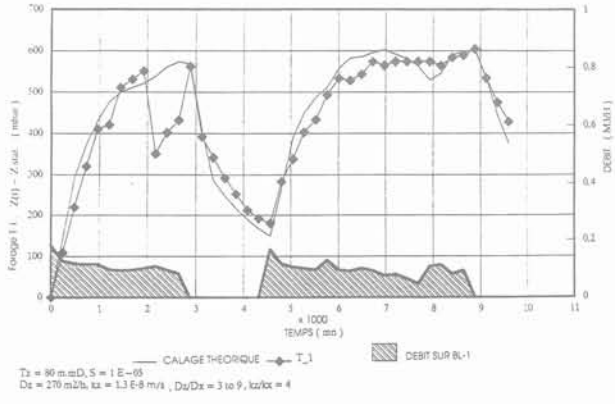


Fig. 2. — Interférence de BL-1 vers T-1.
Fig. 2. — Interference test from BL-1 to T-1.

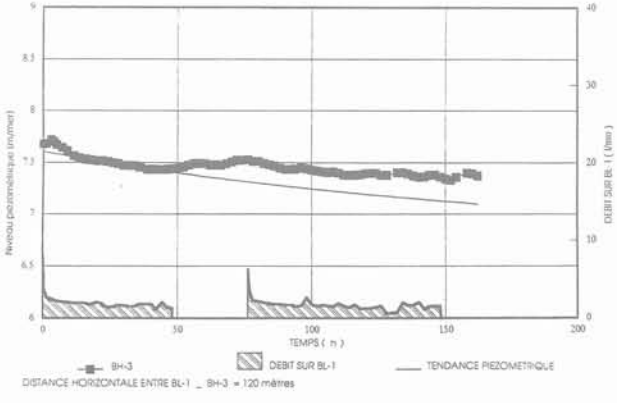


Fig. 4. — Evolution du niveau piézométrique de BH-3.
Fig. 4. — Evolution of the piezometric level of BH-3.

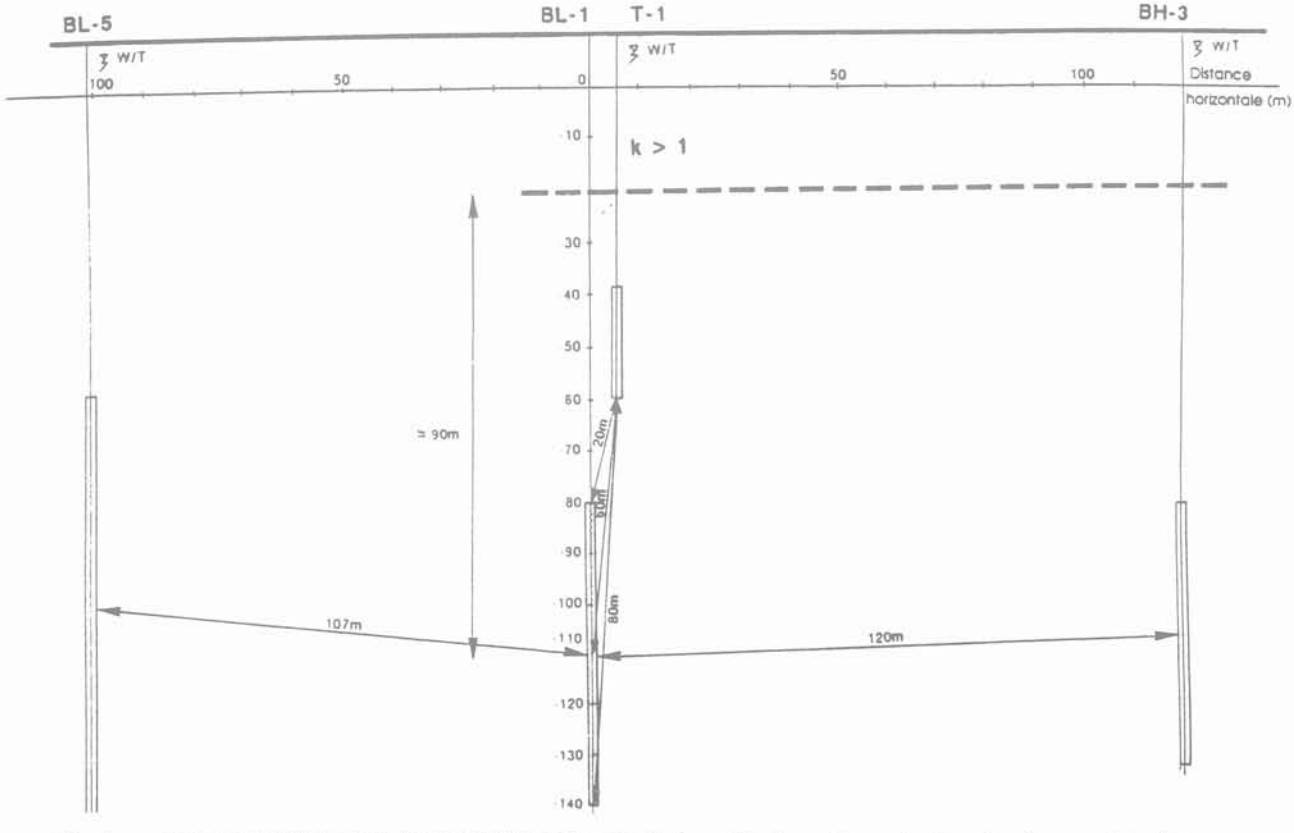


Fig. 1. — Test d'interférence de longue durée. Zone de BL-1. - Fig. 1. — Long duration interference test. BL-1 area.

rieure à potentiel constant (existence d'une zone superficielle altérée plus fortement perméable).

4. PRISE EN COMPTE DE L'ANISOTROPIE DANS LA CONCEPTION ET LE DIMENSIONNEMENT DES STOCKAGES EN CAVITÉS MINÉES

4.1. Théorie

L'équation de la diffusivité hydraulique en régime permanent, en l'absence de source et en deux dimensions (ce qui est le cas d'une coupe verticale entre deux cavités) s'écrit :

$$Kx\ d^2h/dx^2 + Ky\ d^2h/dy^2 = 0 \qquad (1)$$

avec :

h : potentiel hydraulique ;

Kx : perméabilité horizontale et Ky perméabilité verticale, si les axes Ox et Oy sont les deux directions principales d'anisotropie.

Si l'on fait apparaître le facteur A appelé coefficient d'anisotropie tel que :

$$A = \sqrt{Ky/Kx}$$

l'équation (1) devient :

$$d^2h/dx^2 + Ky/Kx\ d^2h\ /dy^2 = 0 \qquad (2)$$

Le problème anisotrope se ramène à un problème isotrope dans le nouveau système de coordonnées x' et y' tels que :

$$x' = A\ x \text{ et } y' = y$$

4.2. Conséquences sur la distance entre cavités

La présence de cavités voisines est à l'origine d'interférences hydrauliques dans le milieu qui pourraient être pénalisantes du point de vue de l'exploitation en raison de la diminution des gradients hydrauliques, en particulier lorsque les écarts de potentiel sont importants. C'est le cas notamment lorsqu'une cavité est à la pression atmosphérique (phase de construction) et la cavité voisine à sa pression maximale. La définition de la distance critique dont dépendent les interférences entre cavités est donc essentielle pour le dimensionnement d'un projet.

D'après l'équation (2), on constate que le rapport d'anisotropie (Kx/Ky) influe directement sur la distance, ce qui implique les constatations suivantes :

— en cas de composante horizontale plus forte (Kx > Ky), la distance géométrique réelle D entre cavités sera équivalente sur le plan hydraulique à une distance fictive (Df) plus faible et telle que Df = D $\sqrt{(Ky/Kx)}$. L'effet de l'anisotropie reviendra dans ce cas à rapprocher artificiellement les deux cavités et donc à accroître l'importance des phénomènes d'interférences. En l'absence de prise en compte des phénomènes d'anisotropie, l'éloignement des cavités d'une distance D théorique obtenue à l'aide d'un modèle homogène et isotrope conduirait, en pratique, à des limitations dans l'exploitation des cavités qui ne pourraient être exploitées indépendamment l'une de l'autre ;

— dans le cas contraire (Kx < Ky), l'effet est favorable, ce qui minimise les interférences et permet de rapprocher les deux cavités d'où une exigence domaniale moindre.

Dans le cas où existeraient des contraintes d'implantation ne permettant pas d'éloigner les cavités autant que les calculs le montrent, il est alors nécessaire d'avoir recours à des remèdes artificiels. Un rideau d'eau vertical entre les deux unités est alors implanté. Son rôle est de constituer une condition limite verticale à potentiel hydraulique constant, minimisant ainsi les interférences éventuelles entre les stockages en assurant la sécurité hydraulique requise.

La détermination in situ du coefficient d'anisotropie est donc primordiale quant à l'implantation de deux cavités voisines et au calcul de la distance critique à respecter dans un contexte hydrogéologique donné, d'autant plus que les dispositifs artificiels peuvent être sujets à évolution dans le temps (phénomènes néfastes de colmatage par exemple).

4.3. Conséquences sur les consignes d'exploitation

Certains cas d'anisotropie de perméabilité conduisent à adapter l'exploitation en fonction des contraintes hydrogéologiques. C'est le cas d'un contexte pour lequel une anisotropie de type Kh/Kv = 10 est observée au niveau de la cote des galeries. Le test d'étanchéité final (phase de pressurisation à l'air de longue durée) nécessaire à la réception du stockage, a permis de mettre en évidence l'existence de phénomènes transitoires à proximité immédiate de la paroi. Ces phénomènes sont dus à une distorsion des courbes équipotentielles dont l'origine, dans ce cas particulier, est la présence de bancs peu perméables introduisant une hétérogénéité responsable de l'anisotropie.

La prise en compte de tels phénomènes impose en exploitation la définition d'une vitesse maximale admissible de montée en pression de la cavité, et le respect strict de ces règles en cours d'exploitation.

Dans le cas où la prise en compte d'un contraste d'anisotropie défavorable entraînerait des contraintes d'exploitation trop sévères, il serait alors nécessaire d'avoir recours à des remèdes du type rideau d'eau par exemple.

5. CONCLUSION

Les investigations hydrogéologiques menées par GÉOSTOCK lors de la reconnaissance de site en vue du stockage de GPL en cavité minée ont permis de rencontrer une diverstité de configurations d'anisotropie de distribution de perméabilités. La mesure du coefficient d'anisotropie est essentielle pour le dimen-

sionnement des cavités (pressions de fonctionnement, distance critique entre unités, règles d'exploitation) et nécessite donc des moyens d'investigation hydrogéologiques appropriés et adaptés à l'échelle du projet.

BIBLIOGRAPHIE

BEREST P. et al. (1983), *Etanchéité des stockages souterrains de GPL en galeries non couvertes.* 5 th int. Congress on Rock Mechanics, Melbourne.

FONTAN G. et AMANTINI E. (1989), *Le confinement des gaz stockés en cavités minées par leur environnement hydrogéologique.* Symp. on Current development and trends in underground storage of natural gas and LPG, Paris.

FONTAN G., *Underground storage and environmental protection.* Int. symp. Rockstore, Sweden.

THÈSES

THÈSES SOUTENUES EN GÉOLOGIE DE L'INGÉNIEUR À L'ÉCOLE DES MINES DE PARIS DURANT L'ANNÉE 1991

VAN HASSELT B.

Evaluation qualitative du rôle de la texture dans le fluage du sel de l'Ain.

Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Géologie de l'Ingénieur. Responsable : LE CLEAC'H J.M.

L'étude qualitative du rôle de la texture dans le fluage du sel Bressan est réalisée à l'aide d'une microcellule de fluage conçue pour permettre le suivi visuel de l'évolution texturale au cours d'essais de longue durée.

Il apparaît que :

— les différents taux de déformation pour les divers lithofaciès peuvent s'expliquer par la texture interne des matériaux (présence et répartition des inclusions fluides, des chevrons et des joints de grains), tandis que les différents modes de déformation (plastique, fragile) s'expliquent plutôt par leur composition minéralogique ;

— certains indices montrent que le sel laiteux pourrait présenter un comportement anisotrope.

XU J.

Simulation statistique de discontinuités et évaluation de la blocométrie de massif rocheux. Applications à l'analyse de l'écoulement et de la stabilité.

Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Géologie de l'Ingénieur. Responsable : COJEAN R.

Les discontinuités dans un massif rocheux jouent un rôle déterminant dans ses comportements mécaniques et hydrauliques. Leur prise en compte dans l'analyse mécanique et hydraulique nécessite un modèle conforme à leur distribution dans l'espace.

Cette étude développe un modèle numérique de massifs rocheux fissurés à deux et à trois dimensions comprenant :

1. une description statistique et une simulation de discontinuités ;

2. une étude géométrique et topologique du système de discontinuité (connectivité et identification des blocs discrets) ;

3. une caractérisation de la blocométrie naturelle ;

4. une modélisation d'écoulement de fluides dans le réseau de discontinuités ;

5. une analyse mécanique du système de blocs.

GALLEC C.

Effet des altérations sur les caractéristiques pétrophysiques du granite de Beauvoir. Relations entre les données diagraphique et les propriétés mesurées sur carottes.

Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Géologie de l'Ingénieur. Responsable : ARNOULD M.

Le granite de Beauvoir (Allier) est ici étudié du point de vue de ses propriétés pétrophysiques en relation avec les altérations. L'espace poreux du granite est analysé grâce à la mesure de sa porosité totale à l'eau et à la détermination de la taille des pores par porosimétrie au mercure. L'étude de l'espace fissural est abordée par des mesures de perméabilité au gaz et de dilatation thermique. Enfin, sont analysées les relations entre les mesures diagraphiques et les propriétés mesurées sur carottes. Une attention toute particulière a été portée sur la porosité neutron et sur la teneur en eau.

LE GUEN C.

Mesure de la perméabilité de roches très peu perméables et étude de son évolution sous sollicitations thermomécaniques. Application aux roches salifères du Bassin bressan.

Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Géologie de l'Ingénieur. Responsable : DEVEUGHELE M.

Pour mesurer les très faibles perméabilités, il est recommandé d'utiliser la méthode du « Pulse Decay » qui étudie la dissipation d'un incrément de pression. Un appareillage spécifique, couplé à une cellule triaxiale, a été réalisé ($10^{-22} < k < 10^{15}$ m^2).

Des essais thermomécaniques, avec mesure intermittente de la perméabilité, ont été réalisés sur les principaux lithofaciès de la série salifère du Bassin bressan. Les perméabilités initiales mesurées sont parfois peu représentatives à cause de la dégradation des échantillons. Par contre, l'évolution de la perméabilité semble être directement liée à la nature et à la texture du matériau et traduit bien son évolution texturale.

BOUCLY-NOROTTE V.

Evolution des caractéristiques mécaniqes et de la perméabilité de matériaux argileux sous l'effet de sollicitations thermiques.

Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Géologie de l'Ingénieur. Responsable : BILLIOTTE J.

L'étude des effets à long terme de la température sur des matériaux argileux de caractéristiques pétrographiques, pétrophysiques et géotechniques initiales différentes, est réalisée dans une cellule œdométrique spéciale.

Les matériaux sont soumis à des sollicitations thermiques (20°-110° C) au cours desquelles la déformation volumique et la perméabilité sont enregistrées. Parallèlement l'évolution de la texture est étudiée par porosimétrie au mercure et microscopie électronique à balayage. Des essais de laboratoires menés sur trois matériaux argileux il ressort :

— une analogie entre sollicitations mécanique et thermique ;

— une augmentation de la compressibilité et du tassement avec la température ;

— une conservation de l'intégrité de la texture.

Propagation d'ondes ultrasoniques dans les roches anisotropes

Ultrasonic waves propagation in anisotropic rocks

P. CUXAC, F. HOMAND
Laboratoire de Géomécanique, ENSG*

Rev. Franç. Géotech. n° 59, pp. 49-55 (avril 1992)

Résumé

Cet article présente des résultats sur les mesures par ondes ultrasoniques en milieu anisotrope. Dans un premier temps, l'étude de la propagation d'ondes ultrasoniques permet de déterminer le degré de symétrie et l'influence de divers paramètres (contrainte, saturation...). Dans un deuxième temps, les coefficients élastiques sont calculés. On constate une influence importante de la contrainte et du taux de saturation en eau, suivant une direction orthogonale au plan d'anisotropie. Les modules élastiques sont aisément calculés, et ce, avec une dispersion très réduite. Le principe de la biréfringence des ondes S, rappelé ici, peut permettre d'obtenir plus de renseignements sur l'anisotropie.

Abstract

This paper presents results from ultraconic waves measures in anisotropic media. First, the study of ultrasonic wave propagation permit the determination of symmetrical degree and the influence of differents parameters. The stiffness matrix are calculated. We establish an important influence of the stress and of the saturation rate in a direction orthogonaly to anisotropic plane. The elastic modulus are easily calculated with a reduced dispersion. The S wave scattering principle remind here, can permit to obtain more information about the anisotropy.

* Rue du Doyen-Marcel-Roubault, 54501 Vandœuvre-lès-Nancy.

1. INTRODUCTION

Selon l'échelle à laquelle on se place, toutes les roches sont anisotropes. Dans les études de mécanique des roches, il est important de pouvoir quantifier les anisotropies, mais également de déterminer leurs directions et leur nature (anisotropie planaire, linéaire...).

L'étude de la célérité d'ondes ultrasoniques permet, de façon rapide, une telle détermination avec une très bonne précision.

Les célérités d'ondes de compression et de cisaillement peuvent ensuite être utilisées pour le calcul de la matrice de raideur du matériau étudié.

2. PRÉSENTATION DES ANISOTROPIES ÉTUDIÉES

Nous présenterons des résultats obtenus sur des roches isotropes transverses ou orthotropes de révolution (système hexagonal) et sur des roches orthotropes (système orthorhombique).

Un matériau orthotrope de révolution est schématisé figure 1a avec la matrice de raideur correspondante. Il peut s'agir de roches possédant un plan de schistosité (S_1).

La figure 1b schématise un matériau orthotrope avec sa matrice de raideur. Il peut s'agir d'une roche à plan de schistosité ou de foliation (S_1) contenant une linéation minérale (L_1). Nous voyons donc que, selon la symétrie considérée, le nombre d'éléments indépendants dans la matrice de raideur sera différent.

On distinguera les roches à anisotropie planaire discontinue (schistes) des roches à anisotropie planaire continue (gneiss).

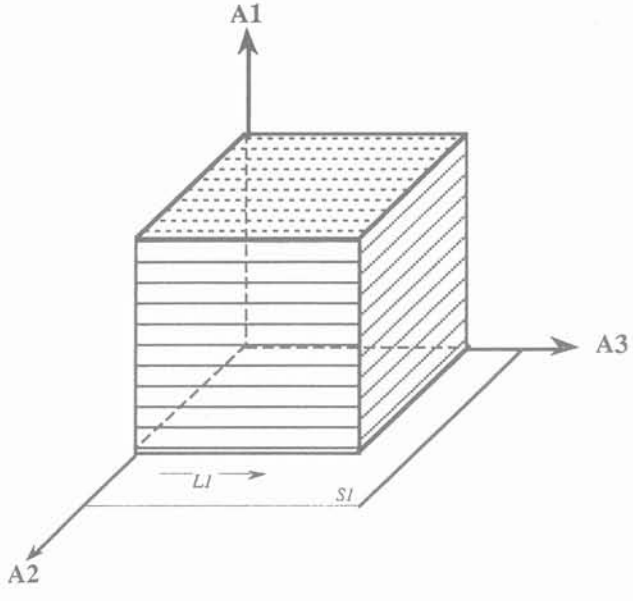
Afin de déterminer l'anisotropie, il est bon de mesurer les vitesses de propagation d'ondes suivant différentes directions sur un même échantillon. Pour cela nous avons confectionné des polyèdres à 18 ou 26 faces à partir d'échantillons cubiques. Les vitesses mesurées sont ensuite reportées sur un diagramme de WULFF. La connaissance des vitesses d'ondes P et S dans plusieurs directions permet de calculer la matrice de raideur.

3. ÉTUDE DES VITESSES DE PROPAGATION

3.1. Influence de l'anisotropie de structure

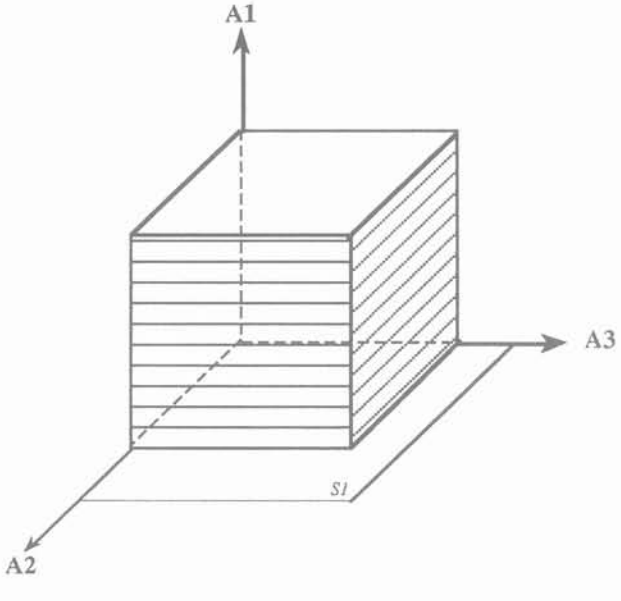
Nous présentons ici les résultats obtenus sur un schiste d'Angers et sur un gneiss de Bretagne (fig. 2a et 2b).

Dans le cas du schiste, on observe une vitesse minimale mesurée perpendiculairement au plan de schis-



$$C = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & & & \\ & C_{22} & C_{23} & & & \\ & & C_{33} & & & \\ & & & C_{44} & & \\ & & & & C_{55} & \\ & & & & & C_{66} \end{bmatrix}$$

Fig. 1a. — Corps orthotrope.
Fig. 1a. — Orthotropic solid.



$$C = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & & & \\ & C_{11} & C_{13} & & & \\ & & C_{33} & & & \\ & & & C_{44} & & \\ & & & & C_{44} & \\ & & & & & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} \end{bmatrix}$$

Fig. 1b. — Corps isotrope tranverse.
Fig. 1b. — Transversaly isotropic sold.

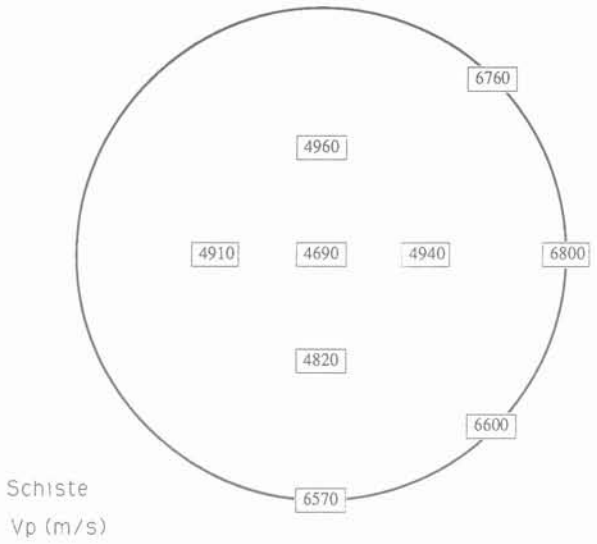


Fig. 2a. — Vitesses d'une onde P dans un schiste.
Fig. 2a. — P wave velocity in a slate.

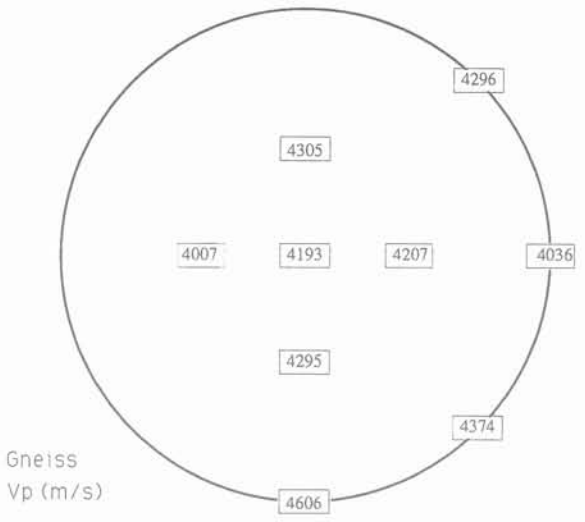


Fig. 2b. — Vitesses d'une onde P dans un gneiss.
Fig. 2b. — P wave velocity in a gneiss.

tosité. Dans ce plan, une direction est légèrement plus rapide. On a ici dominance de l'anisotropie planaire.

Dans le cas du gneiss, il apparaît un écart de vitesse important dans le plan de foliation représenté ici par le cercle extérieur du diagramme de WULFF. Pour cette roche, on constate donc une anisotropie linéaire très marquée.

GUYADER et al. (1986) déterminent la présence de deux types d'anisotropie à l'aide des deux paramètres suivants :

— anisotropie majeure :

$$\Delta M\ \% = 100 \left[1 - \frac{2\ V_3}{V_1 + V_2} \right]$$

— anisotropie mineure :

$$\Delta m\ \% = 100 \left[\frac{2\ (V_1 - V_2)}{(V_1 + V_2)} \right]$$

avec $V_1 > V_2 > V_3$.

On trouve ainsi, dans le cas du schiste une anisotropie majeure de l'ordre de 30 % et une anisotropie mineure de l'ordre de 5 %. Cette dernière anisotropie, due à une linéation minérale n'est décelable qu'à partir d'une étude microscopique minutieuse. La direction et l'intensité de cette anisotropie sont très constantes sur tous les échantillons testés.

Pour le gneiss, l'anisotropie due à la foliation est de 6,5 %, alors que la linéation induit une anisotropie de 14 %.

3.2. Influence de la saturation

La figure 3 donne les vitesses mesurées en immersion sur un polyèdre de schiste saturé.

La très faible porosité de ce matériau explique que les variations de célérité des ondes soient peu importantes (environ 5 %). En effet, la porosité déterminée par prise d'eau par saturation sous vide varie selon les échantillons de 0,5 à 1,7 %. Un essai de détermination de la porosité par porosimétrie au mercure n'a pas donné de bons résultats (n ≈ 0,14 %), l'accès aux « pores » étant de dimension trop réduite. Pour cette raison, l'anisotropie reste peu influencée par la présence de fluide.

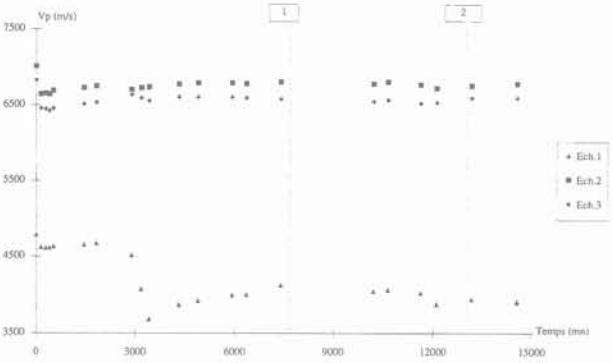


Fig. 3. — Evolution de la vitesse avec la désaturation de l'échantillon (1-2 : étuvage à 60° puis à 105 °C).
Fig. 3. — Velocity variation versus sample desaturation.

Pour des raisons expérimentales ces échantillons ont été stockés dans l'eau avant de subir différents essais à l'état « sec ». Nous avons alors utilisé les ultrasons afin de distinguer les éprouvettes sèches des éprouvettes encore partiellement saturées. Des mesures de célérité de l'onde P ont été effectuées dans le temps alors que l'échantillon séchait à l'air libre puis à l'étuve (fig. 3).

Au début, la variation de vitesse suit la diminution de saturation en eau de l'échantillon. Au bout d'un certain temps, alors que tout semble stabilisé, on peut observer une brusque chute de vitesse. Celle-ci ne s'observe que lorsque la propagation de l'onde se fait perpendiculairement au plan de schistosité. Ce phénomène se produisant environ au bout de 50 heures

de séchage correspondrait à un « décollement » de certains plans de schistosité lorsque les forces capillaires sont annulées ou trop faibles. L'étuvage à 60 °C puis 105 °C ne provoque par la suite aucun changement notable.

Les mesures de célérité en immersion permettent, par comparaison avec les mesures à sec de connaître « l'état » de la roche. En effet, plus la différence de ces deux vitesses sera élevée plus la proportion de vides dans l'échantillon sera importante ; ceux-ci pourront être des fissures.

Il faut cependant prendre garde aux effets induits par le couplage. En immersion il sera beaucoup plus facile à réaliser qu'à sec.

Durant nos travaux nous n'avons effectué des mesures que sur échantillons « secs » ou « totalement saturés » ; les guillemets utilisés trahissent l'incertitude dans laquelle nous nous trouvons de vérifier l'état de saturation avec exactitude. De même, des mesures à saturation intermédiaire n'ont pas été réalisées, car il ne nous est pas possible de contrôler précisément la quantité et la distribution de fluide dans la roche. Donnons toutefois l'exemple du grès de Massillon, cité par Bourbier et al. (1986) : la vitesse à saturation partielle est inférieure à la vitesse à sec elle-même inférieure à la vitesse à saturation totale. Cela serait dû à une interaction des deux effets cités plus haut, à savoir l'effet de densité et l'effet de compressibilité.

3.3. Influence de la contrainte

Les variations de vitesse en fonction de la contrainte dépendent du type d'onde considéré et de l'orientation du plan d'anisotropie.

Ainsi, dans le cas des éprouvettes à schistosité transversale (notées T) la vitesse augmente progressivement puis se stabilise, cette stabilisation se faisant à partir d'un seuil de 15 à 20 MPa coïncide avec la fermeture des fissures. Dans le cas d'éprouvettes à schistosité axiale (notées A) on n'observe pas une telle évolution, puisque les plans de fissuration se trouvent parallèles à l'axe de la contrainte principale et à la direction de propagation des ultrasons.

La figure 4 fait apparaître une augmentation de Vs plus importante que celle de Vp lorsque la direction de propagation (et donc d'application de σ_1) est orthogonale au plan d'anisotropie ; cependant elle se stabilise rapidement alors que Vp continue d'augmenter lentement.

La représentation graphique adoptée nécessite quelques explications. L'essai est réalisé en deux étapes ; d'abord on augmente les contraintes de façon à garder un état de contrainte isotrope. Une fois le confinement désiré atteint, on augmente le déviateur. Ainsi, sur tous les graphiques donnant l'évolution d'un paramètre en fonction de la contrainte, ces deux phases sont séparées par un trait plein, matérialisant la valeur du confinement.

Les échantillons A ne présentent pratiquement pas de variations de vitesse, la légère augmentation étant probablement à mettre sur le compte du couplage.

En ce qui concerne les valeurs d'anisotropie, on se rend bien compte qu'elles ne sont pas accessibles puisque au cours de l'essai nous n'avons qu'une seule direction de mesure. Si, toutefois, nous comparons les valeurs obtenues sur des échantillons d'orientation différente, il apparaît (fig. 5) que l'anisotropie de Vp diminue lentement durant tout l'essai alors que l'anisotropie de Vs chute aux faibles valeurs de contrainte, puis évolue comme le rapport des vitesses longitudinales.

En règle générale, on observe une augmentation des vitesses avec la contrainte du fait de la fermeture de fissures. Ainsi pour les roches anisotropes traitées, cet accroissement a lieu essentiellement lorsque l'onde se propage perpendiculairement au plan d'anisotropie correspondant plus au moins à un plan de fissuration.

La diminution de vitesse pouvant être liée à un endommagement de la roche, n'a pas été détectée, puisque nous nous sommes limités, dans la plupart des cas, à la phase élastique. De plus, notre montage expérimental ne permet pas d'étudier des signaux s'étant propagés parallèlement à la direction d'application de la contrainte. Cependant, quelques essais, menés jusqu'à la ruine de l'échantillon, n'ont pas montré une telle variation, la rupture se faisant de façon trop rapide.

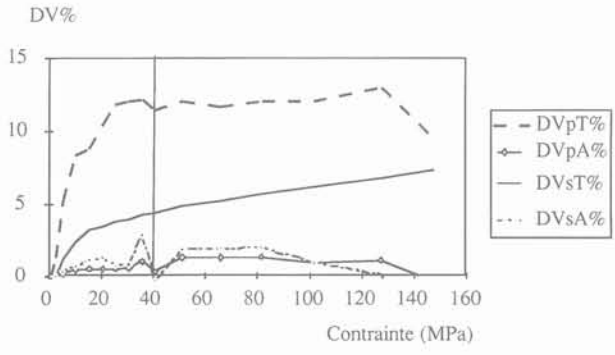


Fig. 4. — Variations de vitesse en fonction de l'état de contrainte (T : schistosité transversale ; A : schistosité axiale).
Fig. 4. — Velocity variation versus state of stress (T : transversaly schistosity ; A : axialy schistosity).

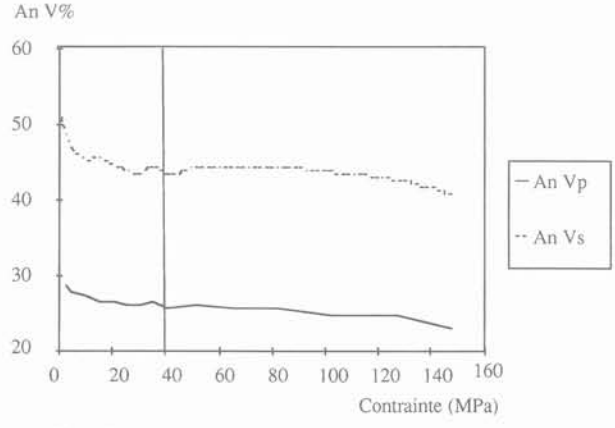


Fig. 5. — Evolution de l'anisotropie des vitesses en fonction de la contrainte.
Fig. 5. — Velocity anisotropy variation versus stress.

4. DÉTERMINATION DES MODULES ÉLASTIQUES

Les vitesses des ondes dans une roche sont fonction de ses paramètres élastiques. La détermination de ceux-ci par une méthode ultrasonique présente des intérêts évidents :

— cette méthode n'est pas destructive ;

— elle nécessite un appareillage léger facilement transportable ;

— les résultats sont quasi-immédiats.

Nous allons écrire la loi de HOOKE dans un milieu quelconque :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\ \epsilon_{kl} \qquad (6)$$

C_{ijkl} représente les raideurs élastiques. Ces éléments vérifient les relations :

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{klij} = C_{ijlk}$$

Ainsi, dans le cas le plus général, seulement 21 des 81 composantes du tenseur C_{ijkl} sont indépendantes.

En combinant les équations (6), (1) et (3) on peut écrire l'équation du mouvement sous la forme :

$$\left[\rho\ \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl}\ \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_j \partial x_k}\right] \qquad (7)$$

Une solution de cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$u_i = \Delta_i\ F\left(t - \frac{n_j x_j}{V}\right) \qquad (8)$$

Reportant (8) dans (7) : $C_{ijkl}\ n_k\ n_j\ \Delta_j - \rho\ V^2\ \Delta_i = 0$.

Posons $\Gamma ij = C_{ijkl}\ n_k\ n_j$, il vient alors : $\Gamma ij\ \Delta_j - \rho\ V^2\ \Delta_i = 0$ équation de CHRISTOFFEL.

— Γij est appelé tenseur de CHRISTOFFEL ou tenseur acoustique, celui-ci est symétrique ;

— $n_k\ n_j$ sont les composantes d'un vecteur unitaire n définissant la direction de propagation de l'onde ;

— Δ_i représente la polarisation de l'onde.

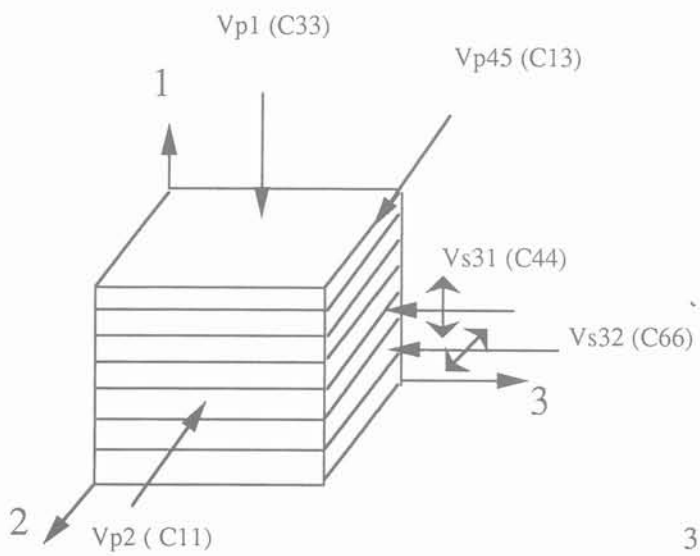
On montre que Δ_i est vecteur propre du tenseur Γ_{ij} et que celui-ci admet trois valeurs propres ρV_i^2 vérifiant : $\det(\Gamma ij - \rho V_i^2 \delta_{ij}) = 0$.

Donc, en un point d'un front d'onde existent trois directions de polarisation orthogonales, chacune étant associée à une vitesse V_i.

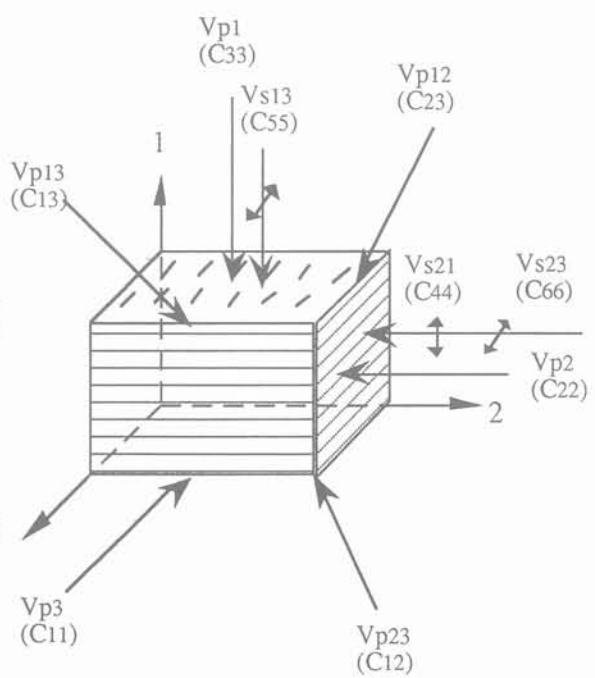
Selon la symétrie du matériau étudié, on détermine les directions de propagation et de polarisation nécessaires à la détermination de tous les paramètres élastiques. Les modules ainsi calculés sont dits dynamiques par opposition aux modules statiques obtenus lors d'essais en compression.

Les figures 6a et 6b montrent les directions de propagation et de polarisation minimales pour calculer la matrice de raideur. Entre parenthèses figurent les paramètres C_{ij} obtenus à partir des mesures ; à quelques exceptions près, ces valeurs ne sont pas directement accessibles par une seule mesure de vitesse.

Les tableaux I, II et III donnent les modules calculés pour le gneiss, le schiste et pour une argilite. Afin de simplifier les calculs et étant donné la faible valeur de l'anisotropie linéaire, le schiste et l'argilite ont été trai-



6 a



6 b

Fig. 6a et b. — Directions de propagation et de polarisation minimales nécessaires au calcul de la matrice de raideur d'une roche isotrope transverse (a) et orthotrope (b).
Fig. 6a et b. — Propagation and polarization directions necessarly to calcul elasticity tensor of a transversaly isotropic rock (a) and orthotropic rock (b).

Tableau I. — Modules dynamiques du gneiss.
Table I. — Dynamics modulus of gneiss.

E_1 = 43 740 MPa	G_{12} = 19 285 MPa	V_{12} = 0,20
E_2 = 43 470 MPa	G_{13} = 21 620 MPa	V_{13} = 0,14
E_3 = 58 350 MPa	G_{23} = 22 350 MPa	V_{23} = 0,13

Tableau II. — Modules dynamiques du schiste.
Table II. — Dynamics modulus of slate.

E_1 = 58 870 MPa	G_{21} = 15 080 MPa	V_{12} = 0,11
E_2 = 121 300 MPa		V_{23} = 0,15

Tableau III. — Modules dynamiques de l'argilite.
Table III. — Dynamics modulus of shale.

E_1 = 7 885 MPa	G_{21} = 5 995 MPa	V_{12} = 0,05
E_2 = 29 290 MPa		V_{23} = 0,08

tés en symétrie hexagonale. Les différentes valeurs montrent bien l'importance des anisotropies (les indices des modules se réfèrent aux axes de la figure 1).

Le tableau IV donne les coefficients de variation calculés sur les modules obtenus par ultrasons et par essais de compression sur le schiste. On constate que les modules dynamiques sont donnés avec un minimum de dispersion.

Tableau IV. — Disperson des mesures dynamiques et statiques.
Table IV. — Dispersion of dynamics and statics measures

	E_1	E_2	V_{12}	V_{23}	V_{21}
CV (%) Dyn	4	1,3	2	6,6	3,4
CV (%) Stat.	17	12	27	17	30

5. LA BIRÉFRINGENCE DES ONDES S

Terminons ce bref aperçu avec les méthodes basées sur la biréfringence de l'onde S. Rappelons que ces ondes sont polarisées dans un plan, le déplacement des particules se faisant perpendiculairement à la direction de propagation. Cela implique que, pour obtenir un signal optimum, les plans de polarisation des transducteurs émetteurs et récepteurs soient confondus. Considérons un matériau homogène et isotrope ; si nous faisons tourner le plan de polarisation d'une céramique piézoélectrique d'un angle β, le signal reçu va diminuer d'amplitude et s'annuler pour $\beta = 90° \pm 180°$. Il sera nul pour $\beta = 180° \pm 360°$.

Considérons maintenant un matériau contenant un plan d'anisotropie parallèle à la direction de propagation de l'onde. Lorsque plan d'anisotropie et plan de polarisation seront confondus, l'amplitude du signal et sa vitesse seront maximales, inversement lorsque les deux plans seront orthogonaux.

Pour une position intermédiaire, le signal va se décomposer en deux composantes, l'une polarisée selon le plan d'anisotropie, l'autre étant perpendiculaire. Ainsi, à la réception on aura deux signaux dont l'un sera d'amplitude et de vitesse supérieure à l'autre.

On peut également faire tourner le plan de polarisation d'un transducteur, l'éprouvette étant fixe. Si la roche présente une anisotropie, le signal va s'annuler pour un angle différent de 90°.

Ce phénomène, appelé biréfringence, peut permettre la détermination d'anisotropies et leur orientation. La figure 7 schématise ce phénomène.

On peut également, grâce à ce phénomène, accéder à un grand nombre de vitesses sur un même échantillon et remonter ainsi à la matrice de raideur.

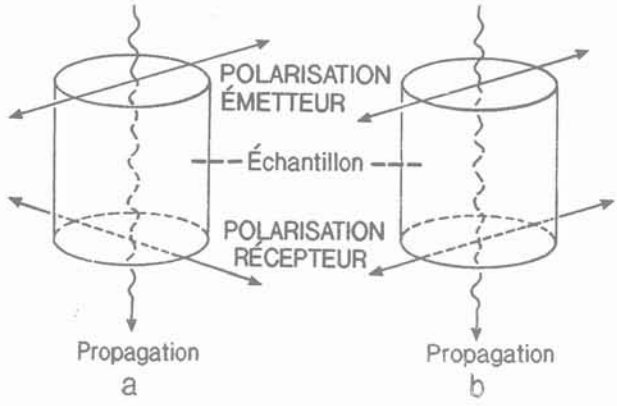


Fig. 7. — Principe de la biréfringence de l'onde S (d'après RASOLOFOSAON P.N.J. et al. 1989).
a : Polarités perpendiculaires ; b : Polarités parallèles.
Fig. 7. — S wave scattering principle.
a : perpendicular polarity ; b ; parallel polarity.

6. CONCLUSION

Les mesures par propagation d'ondes ultrasoniques sont faciles à mettre en œuvre et donnent très rapidement des résultats avec une précision remarquable. Elles sont bien adaptées à la détermination d'anisotropies. La matrice de raideur peut être calculée de façon relativement simple. Certains paramètres élastiques, difficilement déterminables à l'aide d'essais de compression, sont obtenus facilement (module de cisaillement).

L'étude de la biréfringence de l'onde de cisaillement peut apporter davantage de renseignements sur l'anisotropie.

Il faut, toutefois, prendre garde lors des mesures et lors de l'interprétation ; ce genre de mesure demande un soin extrême durant l'expérimentation.

BIBLIOGRAPHIE

ATTEWEL P.B. (1970), *Triaxial anisotropy of wave velocity and elastic moduli in slate and their concordance with fabric and tectonic symmetry*. Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr., vol. 7, pp. 193-207.

CRAMPINS S. (1985), *Evaluation of anisotropy by shear wave splitting*. Geophysics, vol. 50, n° 1, pp.142-152.

CUXAC P. (1991), *Propagation et atténuation des ondes ultrasoniques dans des roches fissurées et anisotropes*. Thèse INPL-ENSG.

CUXAC P., HOMAND F., HAMMADE E. et MOREL E. (1990), *Comportement mécanique d'un schiste ardoisier*. CR 25e colloque GRF et AUGC, Grenoble, pp. 101 et 112.

DIEULESAINT E. et ROYER D. (1974), *Ondes élastiques dans les solides. Application au traitement du signal*. Masson Editeur, Paris, 407 p.

GUYADER J. et DENIS A. (1986), *Propagation des ondes dans les roches anisotropes sous contrainte. Evaluation de la qualité des schistes ardoisiers*. Bulletin AIGI, n° 33, pp. 49-55.

LUCET N. et ZINSZNER B. (1989), *Effet de la pression de confinement sur l'atténuation intrinsèque des ondes de fréquences soniques. Méthodologie de laboratoire et résultats pour les roches non argileuses*. In Rock at Great Depth. CR Symp. Internat. Mec. Roches, Pau, pp. 257-264.

RASOLOFOSAON P.N.J. et ZINSZER B. (1989), *Effet de la relaxation des contraintes in situ sur l'anisotropie ultrasonore P et S des carottes de forage*. In Rock at Great Depth. CR Symp. Internat. Mec. Roches, Pau, pp. 305-312.

THÈSES DE DOCTORAT DE L'INSTITUT POLYTECHNIQUE DE LORRAINE SOUTENUES EN 1991 AU LABORATOIRE DE GÉOMÉCANIQUE DE L'ENSG

KANG YONG SHANG

Analyse des chroniques : application à l'évolution temporelle de l'exhaure minière dans le bassin lorrain.

Thèse de doctorat de l'INPL. Directeurs de recherche : CHAMBON C. et HOUPERT R.

L'analyse des chroniques présente deux aspects complémentaires : description et prévision.

L'analyse descriptive d'une chronique est une étape préliminaire à toute modélisation et prévision. Les outils descriptifs couramment utilisés sont : le corrélogramme, le corrélogramme croisé, le spectre énergétique et le spectre énergétique croisé.

La prévision d'une chronique présente souvent un intérêt principal. Elle peut se faire soit à partir des informations du passé sur la chronique elle-même, soit à partir d'une ou plusieurs autres chroniques, d'où on distingue les méthodes de prévision univariées et les méthodes de prévision multivariées.

Les méthodes de prévision univariées sont les méthodes de lissage, de décomposition et de Box-Jenkins (ARIMA). Ces méthodes peuvent convenir dans bien des cas, et en particulier dans le court terme, lorsqu'un phénomène continue sur son élan et ne change guère, dans cet horizon de temps. En revanche, elles peuvent s'avérer mal adaptées au moyen et au long terme.

Les méthodes de prévision multivariées cherchent à saisir et à mesurer l'influence d'une ou plusieurs chroniques explicatives sur la chronique en jeu Yt. Sans changer la généralité, on restreint notre propos au cas d'une seule chronique explicative Xt. Xt peut être considéré comme l'entrée d'un système et Yt la sortie. La relation de convolution entre Xt et Yt est généralement admissible. La fonction de transfert représente toutes les caractéristiques du système. On peut ainsi construire la sortie correspondante à toute entrée en convoluant celle-ci par la fonction de transfert, et pour cela, il faut connaître au préalable la fonction de transfert. Le problème de prévision se convertit alors souvent en un problème de déconvolution. Les méthodes de déconvolution classiques et couramment utilisées sont les méthodes spectrales et les méthodes du type *« problème inverse »*. Ces méthodes fonctionnent bien lorsque l'entrée et la sortie vérifient parfaitement une relation de convolution. Dans la pratique, cependant, les conditions de linéarité et d'invariance ne sont jamais parfaitement remplies et de plus, les observations d'entrée et de sortie sont souvent entachées d'erreurs. La relation de convolution doit s'écrire de façon à faire intervenir un terme résiduel. L'intervention du terme résiduel provoque une grande difficulté de déconvolution, puisqu'en fait, la solution n'est pas unique. C'est pour surmonter cette difficulté que quelques nouvelles méthodes ont été proposées récemment (méthode de projection, méthode géostatistique, etc.). Par ailleurs, il nous semble que la méthode de fonction de transfert de Box-Jenkins est très prometteuse, car elle combine les concepts de régression multiple aux modèles ARIMA, ce qui présente théoriquement un avantage décisif de cette méthode.

Comme une application de l'analyse des chroniques, l'analyse des données mensuelles d'exhaure minière dans le bassin ferrifère de Lorraine nous permet de distinguer deux types de mines : les mines stationnaires et les mines non stationnaires. Un modèle général reliant l'exhaure à ses principaux facteurs influents (pluie efficace et extraction cumulée de minerai) a été établi.

La non-stationnarité de l'exhaure dans le temps peut être expliquée par l'extraction cumulée de minerai. L'hétérogénéité de l'exhaure dans l'espace peut être expliquée généralement par les conditions géologiques locales et les conditions structurales peuvent expliquer en partie les anomalies.

Le modèle établi peut servir à prévoir l'exhaure minière à une date future ou à reconstituer les données d'exhaure.

Par ailleurs, il faut remarquer que dans la gestion du bassin, la sécheresse pose souvent de graves problèmes à l'alimentation d'eau potable. Il est important d'étudier les comportements spécifiques des nappes souterraines ou des mines vis-à-vis de la sécheresse annuelle ou pluriannuel. Un modèle d'intervention pourra être adopté. Il s'agira de formuler des critères sur la sécheresse, d'introduire des variables indicatrices, d'étudier les comportements de l'exhaure dans la période de transition.

CUXAC Pascal

Propagation et atténuation des ondes ultrasoniques dans des roches fissurées et anisotropes.

Thèse de doctorat INPL. Directeur de recherche : F. HOMAND

Les recherches présentées dans ce mémoire concernent l'application de la propagation d'ondes ultrasoniques à l'étude de roches fissurées et/ou anisotropes. Ce travail peut être décomposé en quatre grandes parties.

La première étape est basée sur l'étude des célérités des ondes compressionnelles et cisaillantes. Celles-ci permettent la détermination des anisotropies des roches aboutissant à une classification selon le degré de symétrie. Cette symétrie impose les directions de propagation et de polarisation nécessaires à la détermination des modules élastiques dynamiques.

Un montage dans une cellule triaxiale nous a permis d'étudier l'influence de la contrainte. Celle-ci se traduit par une augmentation des vitesses du fait de la fermeture des fissures. Cependant l'étude complète de l'évolution des paramètres élastiques avec la pression reste impossible dans le cas de roches anisotropes.

La deuxième partie aborde la détermination de l'atténuation d'une onde compressionnelle à partir de la méthode du rapport de spectres. Ces mesures réalisées sur roches fortement anisotropes montrent la nécessité de travailler en milieu confiné afin d'avoir un signal de bonne qualité. Le calcul d'atténuation est ensuite appliqué à la caractérisation d'un milieu isotrope fissuré. Un calcul de densité de fissuration relative est tout d'abord proposé à partir des célérités des ondes. Ensuite, à partir de nos essais, nous discuterons des diverses théories existantes. Il apparaît que nos résultats font intervenir un grand nombre de mécanisme qui ne peuvent être pris en considération par les différents modèles.

En milieu anisotrope, ces mesures sont rendues très difficiles par l'apparition de fissures dans le plan d'anisotropie rendant la roche beaucoup trop atténuante.

Enfin, l'étude de la propagation d'ultrasons durant un essai de traction directe permet de constater un endommagement précoce du grès étudié.

Le calcul des modules élastiques statiques à partir d'essais de compression constitue la troisième partie. L'influence de la pression de confinement et de l'orientation de l'anisotropie est mise en évidence.

Dans la dernière partie, nous comparons les modules élastiques obtenus par les deux méthodes. On constate une bonne corrélation des paramètres sauf lorsque la présence de fissures influe sur la mesure ; les modules dynamiques apparaissent alors supérieurs aux modules statiques.

Variations de résistance des sols compactés avec la pression interstitielle négative

Strength of compacted soils in relation to the negative pore pressure

J.-M. FLEUREAU
Chef de travaux
S. KHEIRBEK-SAOUD
Chercheur
Ecole centrale de Paris, Laboratoire de Mécanique (Sols, Structures et Matériaux), CNRS URA 850 & GRECO 90 Géomatériaux

Rev. Franç. Géotech. n° 59, pp. 57-64 (avril 1992)

Résumé

L'étude réalisée sur trois matériaux argileux dont les limites de liquidité sont comprises entre 40 et 82 % a montré qu'à contrainte totale constante, l'indice CBR pouvait s'exprimer comme une fonction puissance de la pression interstitielle négative (succion). Si l'on prend en compte les courbes d'humidification, cette relation permet de prévoir l'évolution de la résistance du sol compacté en cas de pluies ou d'inondation.

En outre, une étude statistique, effectuée sur de nombreux matériaux de chaussée a conduit à une classification des matériaux convenant bien à la réalisation des routes (matériaux contenant moins de 15 % de fins $< 80\ \mu m$), des matériaux mal adaptés (plus de 50 % de fins) et des matériaux intermédiaires nécessitant une étude plus approfondie.

Abstract

The study of three materials, whose liquid limits ranged from 40 to 82 % showed that, for constant total stresses, the CBR ratio could be expressed as a power function of the negative pore pressure (suction). Based on this relationship and on the knowledge of the wetting curves of the materials, it is possible to predict the evolution of the strength of a soil in the case of rain or submersion.

Moreover, a statistical study on many different road materials led to a classification of the materials well suited to road construction (materials containing less than 15 % fines $< 80\ \mu m$), those which were not acceptable (more than 50 % fines) and the intermediate materials, for which a specific study is required.

* Grande Voie des Vignes, 92295 Chatenay-Malabry.

1. INTRODUCTION

La résistance maximale d'un sol non saturé dépend à la fois des contraintes externes qui lui sont appliquées et de la pression interstitielle négative de l'eau (ou « succion »). Deux approches sont utilisées pour aborder le problème :

— soit en considérant les deux paramètres comme indépendants et en déterminant de façon empirique la résistance en fonction de ces deux paramètres (FREDLUND et MORGENSTERN, 1977 ; GULHATI et SATIJA, 1981 ; ESCARIO et SAEZ, 1986 ; TOLL, 1990) ;

— soit en définissant une contrainte effective fonction des deux paramètres.

Cette approche a été sévèrement critiquée dans la mesure où elle se révèlait apparemment incapable de rendre compte des variations de volume des sols faiblement saturés, et à cause des difficultés de détermination des paramètres de contrainte effective (BLIGHT, 1965 : MATYAS et RADHAKRISHNA, 1968). Récemment, BIAREZ et al. (1992) ont montré que la résistance d'un milieu granulaire pouvait s'exprimer en fonction d'une contrainte intergranulaire, définie comme la somme de la contrainte totale externe et d'une contrainte d'origine capillaire dont ils ont proposé une formulation analytique. Dans le cas d'un matériau saturé ou compacté à droite de l'Optimum Proctor Modifié, la contrainte capillaire n'est autre que la pression interstitielle négative et la définition de la contrainte effective de TERZAGHI est applicable (BIAREZ et al., 1991 ; FLEUREAU et INDARTO, 1992).

Lors de la construction d'une route, le sol support est mis en place dans des conditions voisines de l'Optimum Proctor Modifié et sa résistance peut être estimée, par exemple, à partir de l'essai CBR normalisé. L'intérêt de cet essai réside dans sa simplicité et dans l'expérience importante acquise lors de son utilisation pour la réalisation de routes dans le monde entier. La sensibilité du sol à l'eau est déterminée en mesurant la résistance CBR après immersion totale dans l'eau pendant 4 ou 7 jours. Ceci revient à étudier l'évolution de la résistance lorsque la pression interstitielle négative passe d'une valeur initiale de l'ordre de quelques centaines de kPa à une valeur finale nulle. Or, les mesures faites sous les routes ont montré que, dans les conditions réelles de fonctionnement d'une chaussée, la pression revenait rarement à 0 (SYLVESTRE, 1986 ; GEORGE, 1988). Par conséquent, l'essai classique d'immersion conduit généralement à surestimer les épaisseurs de couches.

L'objectif de l'étude présentée dans cet article est de replacer la résistance CBR dans l'ensemble des mesures de lois rhéologiques, d'examiner les variations de cette résistance en fonction de la pression négative sur un chemin d'humidification à partir de l'OPM et enfin, de définir les critères de choix des matériaux routiers selon leur sensibilité à l'eau.

2. MATÉRIAUX ET MÉTHODES

2.1. Identification des matériaux

Trois matériaux ont été fabriqués pour cette étude en mélangeant dans des proportions variables de l'argile et du sable. Ce sable est composé de 50 % de sable d'Hostun 70/270 (95 % de grains entre 70 et 270 μm) et de 50 % de silice SIKA 40M (100 % de grains inférieurs à 40 μm). Les caractéristiques des mélanges sont indiquées dans le tableau I.

2.2. Préparation des matériaux et mode opératoire

Tous les matériaux utilisés ont été préparés par compactage de poudres humides dans les conditions Proctor Modifié normalisées. Les poudres humides sont obtenues en mélangeant l'eau à la poudre sèche, puis en passant le mélange à travers un tamis de 5 mm d'ouverture, ce qui correspond à des diamètres de « mottes » de l'ordre de quelques millimètres dans l'échantillon final. Le poinçonnement CBR est fait sans surcharge, à une vitesse de 1 mm/min, d'une part immédiatement après le compactage, d'autre part

Tableau I. — Identification des matériaux étudiés.

	Matériau 1	Matériau 2	Matériau 3
Composition minéralogique	100 % kaolinite	80 % kaolinite 20 % sable	80 % bentonite 20 % sable
Granulométrie :			
% < 80 μm	100	93	93
% < 2 μm	59	68	60
D_{60} (μm)	20	10	20
D_{10} (μm)	env. 1,5	env. 0,6	env. 1
D_{60}/D_{10}	13	16	20
Plasticité			
W_L	40	52	83
W_P	20	24	30
I_p	20	28	53
γ_s/γ_w	2,65	2,65	2,73
I_G	20	17,7	20

après un mois et demi d'immersion de l'échantillon dans l'eau.

2.3. Mesure et imposition de la pression négative

Les chemins d'humidification à partir de l'OPM des différents matériaux ont été déterminés en imposant des pressions négatives données à des échantillons de petite taille par diverses méthodes (surpression d'air, plaques tensiométriques) et en mesurant les caractéristiques des matériaux — volume, teneur en eau — à l'équilibre. Ces mesures permettent de tracer les courbes de variation d'indice des vides et de degré de saturation en fonction de la pression négative $-u_w$ (BIAREZ et al., 1988).

Pour étudier les variations de résistance en fonction de la pression, une cellule CBR à surpression d'air a été construite. Cette cellule, équipée à la base d'une membrane cellulosique semi-perméable, permet d'imposer, à l'intérieur d'un échantillon de 15 cm de diamètre et 15 cm de hauteur, une pression négative comprise entre 10 et 2 500 kPa. Une fois l'équilibre atteint — généralement au bout de 1 à 2 mois —, la mesure de l'indice CBR est faite dans la même cellule, dans les conditions usuelles (PARAIRE, 1987). En outre, des mesures complémentaires de pression ont été faites à l'intérieur des échantillons compactés en utilisant la technique du papier-filtre (ZERHOUNI, 1991).

Dans ce cas, il suffit de placer le papier-filtre étalonné dans l'échantillon, avant le compactage. Une fois atteint l'équilibre de pression entre le papier-filtre et l'échantillon — de l'ordre de 3 à 5 jours —, la mesure de la teneur en eau de ce dernier permet de connaître, en se reportant à la courbe d'étalonnage déterminée dans les conditions de l'essai, la pression dans l'échantillon.

3. RÉSULTATS OBTENUS

3.1. Chemins d'humidification des matériaux étudiés

Les chemins d'humidification des matériaux 2 et 3 sont représentés sur les figures 1 et 2, où l'indice des vides est tracé en fonction de la pression négative imposée. Sur les mêmes figures ont été reportés les chemins de décompression œdométrique et les chemins de compactage à différentes teneurs en eau. On retrouve le fait que les chemins d'humidification et de décompression sont sensiblement parallèles, du moins tant que l'on ne descend pas à des valeurs de contraintes trop faibles (FLEUREAU et al., 1992). En fait, dans le cas du matériau 2, la différence importante entre les contraintes de préconsolidation, pour les courbes de décompression et d'humidification, permet d'expliquer l'écart entre les pentes des deux courbes (NASKOS, 1985). Il est donc possible, en première approximation, de déduire la relation entre la teneur en eau et la pression négative de la limite de liquidité du matériau (BIAREZ et FAVRE, 1975). On

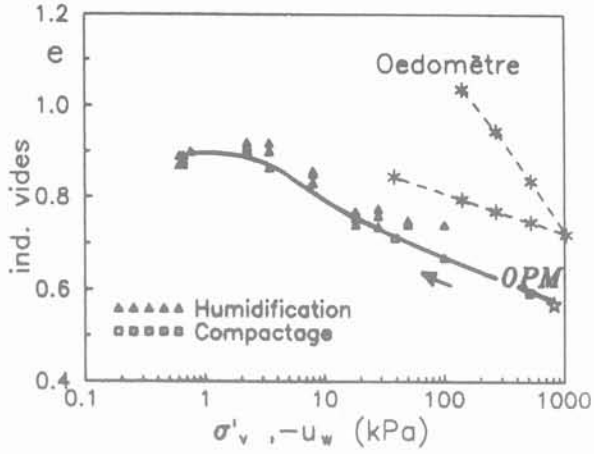


Fig. 1. — Comparaison entre les chemins d'humidification à partir de l'OPM, de décompression œdométrique et de compactage pour le matériau 2 (80 % kaolinite + 20 % sable).
Fig. 1. — Comparison between the wetting path starting from the MOP, the œdometric decompression and the compaction paths for material 2 (80 % kaolinite + 20 % sand).

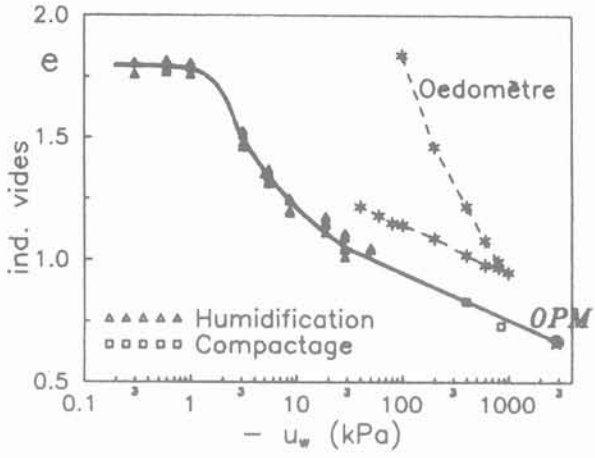


Fig. 2. — Comparaison entre les chemins d'humidification à partir de l'OPM, de décompression œdométrique et de compactage pour le matériau 3 (80 % bentonite + 20 % sable).
Fig. 2. — Comparison between the wetting path starting from the MOP, the œdometric decompression and the compaction paths for material 3 (80 % bentonite + 20 % sand).

remarque aussi que les points de compactage, pour les teneurs en eau supérieures à W_{OPM}, sont situés sur le chemin d'humidification, ce qui fournit un moyen simple d'obtenir la courbe d'humidification du sol compacté.

3.2. Résistance CBR des matériaux

Les figures 3 à 5 représentent les variations de différents paramètres mesurés après compactage en fonction de la teneur en eau : densité sèche, résistance CBR normalisée, pression négative. Dans tous les cas, la résistance CBR diminue lorsque la teneur en eau

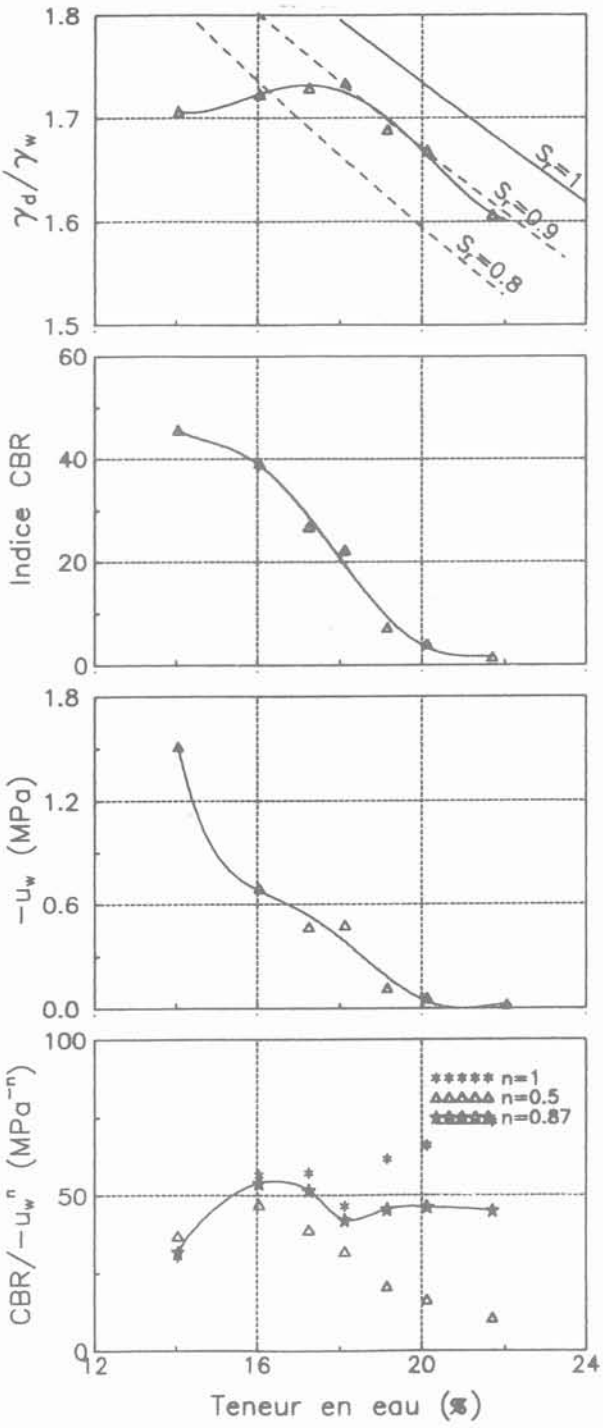


Fig. 3. — Courbes de compactage du matériau 1 : densité sèche, résistance CBR, pression négative et rapport CBR/$(-u_w)^n$ en fonction de la teneur en eau.
Fig. 3. — Compaction curves for material 1 : dry density, CBR strength, negative pressure and ration CBR /$(-u_w)^n$ vs water content.

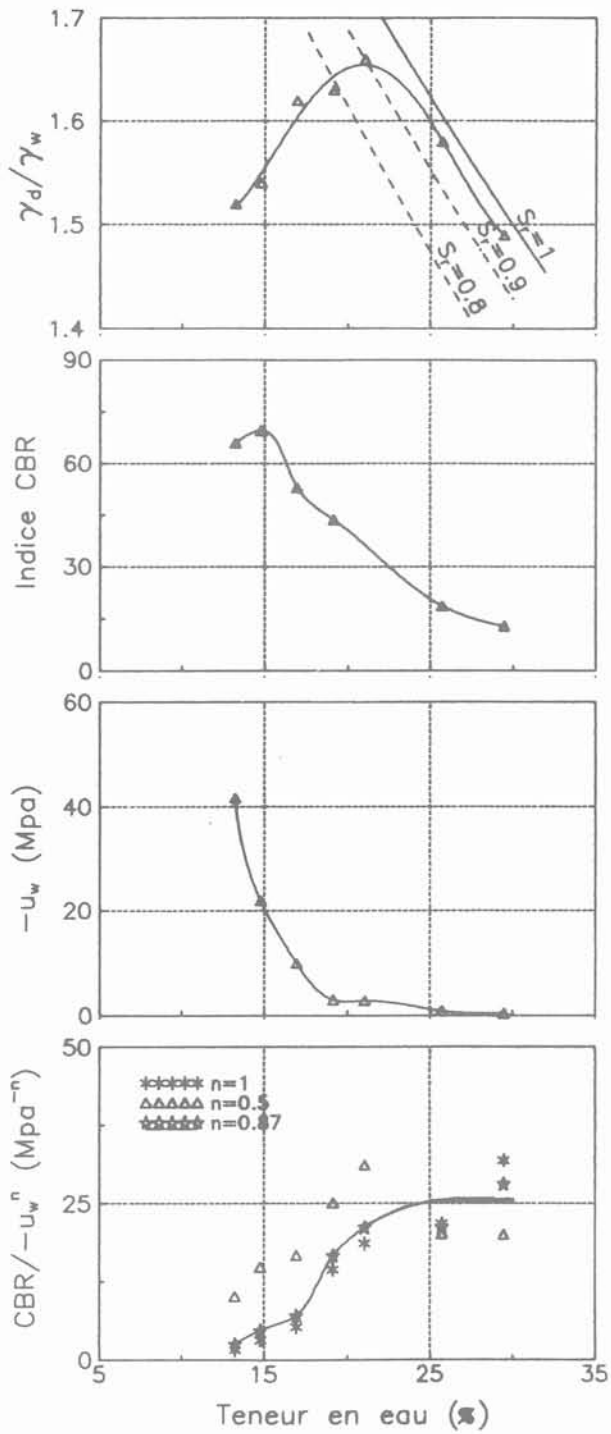


Fig. 4. — Courbes de compactage du matériau 3.
Fig. 4. — Compaction curves for material 3.

augmente, depuis un point situé largement (4 à 5 points) à gauche de l'optimum jusqu'à la quasi-saturation. Pour les teneurs en eau plus faibles, l'effet de la densité devient prépondérant et fait chuter la résistance. La pression négative, quant à elle, présente une allure exponentielle décroissante lorsque la teneur en eau augmente. Une corrélation a été recherchée entre la résistance CBR et la pression négative. La figure 6, sur laquelle ont été reportés les points expérimentaux des trois matériaux étudiés dans la partie décroissante des courbes CBR, montre que la résistance peut s'exprimer sous la forme :

$$CBR = A\ (-u_w)^n, \text{ avec } n = 0{,}87$$

Pour vérifier la validité de cette relation, on a tracé sur les figures 3 à 5 le rapport CBR/$(-u_w)^n$ en

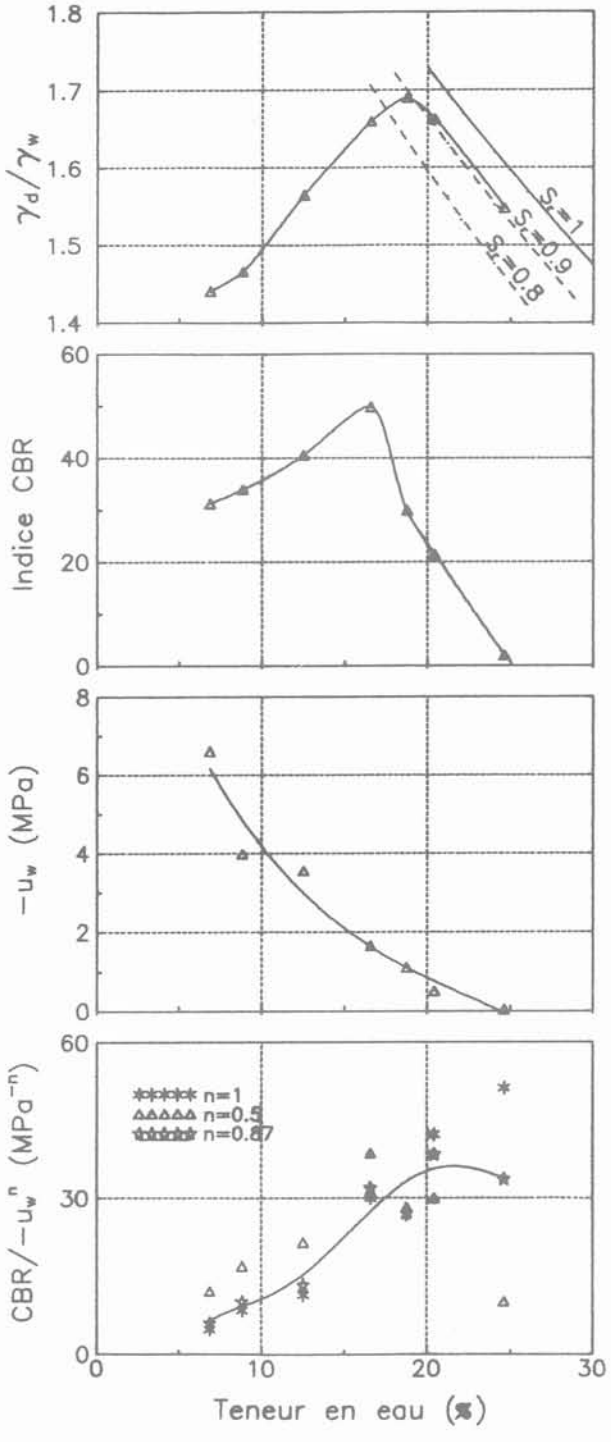


Fig. 5. — Courbes de comptage du matériau 2.
Fig. 5. — Compaction curves for material 2.

fonction de la teneur en eau. On constate que, dans tous les cas, la valeur n = 0,87 conduit à un rapport sensiblement constant. Cette valeur est intermédiaire entre les valeurs caractéristiques de la plasticité parfaite (n = 1) et de l'élasticité linéaire (n = 0,5).

En effet, si l'on considère l'enfoncement du piston CBR comme l'enfoncement d'une fondation, la relation de TERZAGHI montre que la force portante, à une profondeur donnée, est proportionnelle à la cohésion apparente du sol. Pour un matériau non saturé, cette cohésion capillaire résulte de la pression interstitielle négative sous le poinçon, et l'on a :

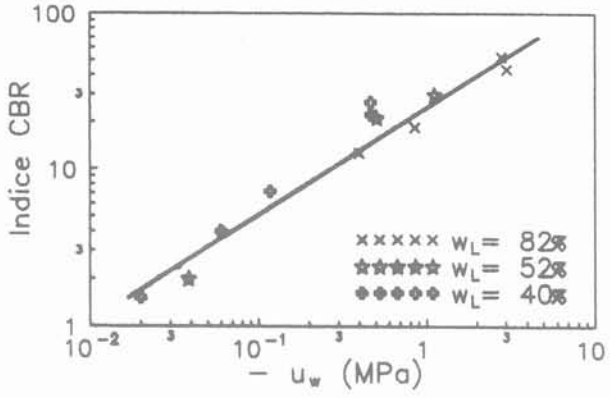


Fig. 6. — Corrélation entre la résistance CBR et la pression négative pour l'ensemble des 3 matériaux.
Fig. 6. — Correlation between the CBR strength and the negative pressure for the 3 materials.

$c_{cap} = -u_w \text{ tg } \phi'$; c'est-à-dire CBR = A $(-u_w)$ (TAIBI, 1992).

En revanche, si les déformations du sol sont élastiques linéaires, nous avons montré (BIAREZ et al., 1991) que le module d'Young était proportionnel à la racine carrée de la contrainte isotrope effective, c'est-à-dire, en première approximation, proportionnel à la racine carrée de $-u_w$ pour une contrainte totale faible. On peut donc écrire, en petites déformations :

$$CBR = A\ (-u_w)^{0,5}.$$

L'indice CBR apparaît donc comme la mesure d'un paramètre de la loi rhéologique du sol en moyenne déformation, dépendant de la pression interstitielle et de la contrainte intergranulaire.

3.3. Sensibilité à l'eau des matériaux routiers

Afin de compléter cette étude de la sensibilité à l'eau des matériaux routiers, des données complémentaires ont été rassemblées, provenant d'une part d'un chantier de route à Madagascar, d'autre part de différents chantiers de la région parisienne. Ces données comportent les mesures de caractérisation des matériaux (granulométrie, plasticité), ainsi que les valeurs, à l'Optimum Proctor Modifié, de teneur en eau, de densité sèche, d'indice CBR immédiat et après immersion du sol pendant quatre jours. La première conclusion de cette étude a été de confirmer les résultats de différents auteurs (ROMAN ALBA, 1973 ; NOIRET, 1973 ; FAVRE, 1974) montrant qu'il n'était pas possible de corréler l'indice CBR après compactage d'un sol avec les autres caractéristiques à l'OPM. Comme nous l'avons montré dans les paragraphes précédents, ceci traduit simplement le fait que l'indice CBR doit être corrélé avec la pression négative plutôt qu'avec les autres paramètres d'état. En revanche, la sensibilité à l'eau peut être déduite du CBR après immersion (CBR_{sat}). Compte tenu de l'hétérogénéité de l'échantillon étudié, qui contient à la fois des sables

propres et des argiles plastiques, le tracé du CBR_{sat} en fonction de la limite de liquidité ne permet pas de classer les matériaux car les points sont très dispersés (fig. 7). Le pourcentage (F) des fins inférieurs à 80 μm apparaît comme un paramètre beaucoup plus sélectif (fig. 8), de même que l'indice de groupe $(I_g)^*$ qui tient compte à la fois de la granulométrie et de la plasticité des matériaux (fig. 9).

Les figures 8 et 9 font apparaître l'existence de deux familles de points :

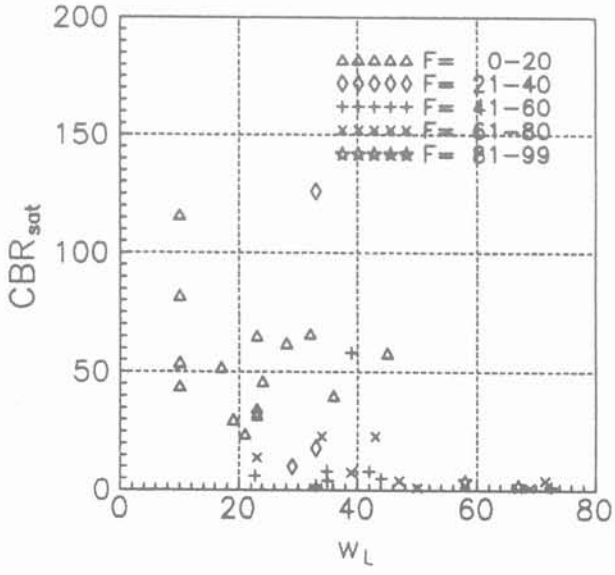


Fig. 7. — Corrélation sur un grand nombre de mesures entre la limite de liquidité et l'indice CBR après 4 jours d'immersion dans l'eau.

Fig. 7. — Correlation on a large number of data between the liquid limit and the CBR ratio after 4 days immersion in water.

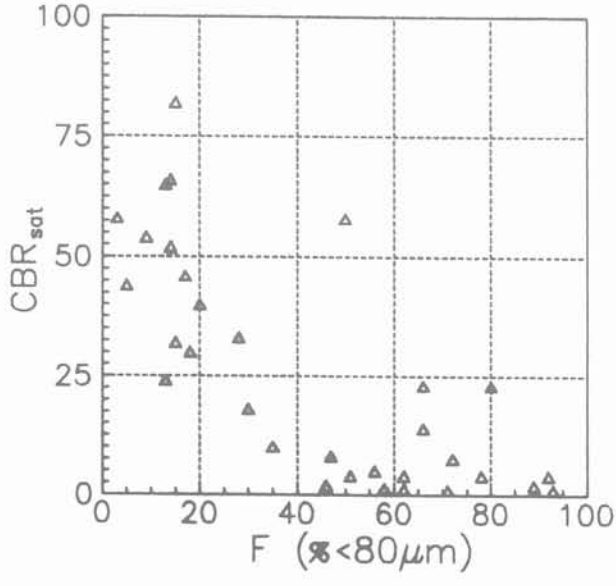


Fig. 8. — Corrélation entre le pourcentage de fins (< 80 μm) et le CBR après immersion.

Fig. 8. — Correlation between the percentage of fines (< 80 μm) and the CBR after immersion.

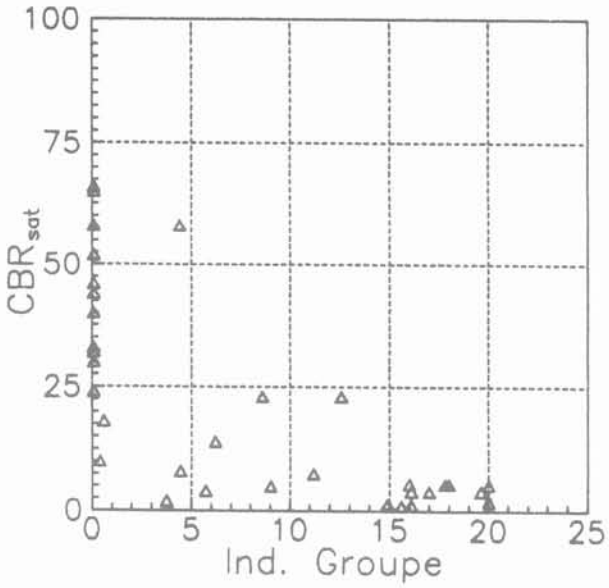


Fig. 9. — Corrélation entre l'indice de groupe et le CBR après immersion.

Fig. 9. — Correlation between the group index and the CBR after immersion.

— d'une part les matériaux dont l'indice de groupe est inférieur à 3, qui regroupent des sols à faible pourcentage de fins (F < 40 %) : ces matériaux sont peu sensibles à l'eau et conservent après immersion des valeurs élevées de résistance CBR (CBR > 25). Pour ces matériaux, l'indice de groupe est un mauvais paramètre de classement alors que le pourcentage de fins apparaît mieux adapté ;

— d'autre part les matériaux dont l'indice de groupe est supérieur à 5 ou dont le pourcentage de fins est supérieur à 40 %. On peut distinguer dans cette famille un premier ensemble de points ($5 < I_G < 15$) pour lesquels CBR_{sat} conserve des valeurs comprises entre 5 et 25, et un second ensemble ($I_G > 15$) correspondant à des CBR_{sat} inférieurs à 5. Pour ces derniers, le classement en indice de groupe devrait être remplacé par un classement en fonction des limites d'Atterberg. Bien entendu, ces derniers matériaux, très sensibles à l'eau, ne conviennent pas à la construction des chaussées.

4. CONCLUSION

En dépit de son caractère empirique, l'essai CBR apparaît, en raison même de sa simplicité, comme un

* L'indice de groupe est défini à partir des résultats des essais d'identification du sol, par la relation suivante :

$$I_G = 0{,}2\ a + 0{,}005\ a.c + 0{,}01\ bd$$

dans laquelle :

a. $F < 35$: $a = 0$; $35 < F < 75$: $a = F - 35$ F ; > 75 : $a = 40$
b. $F < 15$: $b = 0$; $15 < F < 55$: $b = F - 15$; $F > 55$: $b = 40$
c. $W_L < 40$: $c = 0$; $40 < W_L < 60$: $c = W_L - 40$; $W_L > 60$: $c = 20$
d. $I_P < 10$: $d = 0$; $10 < I_P < 30$: $d = I_P - 10$; $I_P > 30$: $d = 20$

essai mécanique bien adapté à l'étude des chaussées et de la sensibilité à l'eau des sols-supports, notamment dans les pays en voie de développement. Il permet également, en utilisant des corrélations, d'estimer approximativement la valeur du module élastique du sol à prendre en compte dans un calcul courant de vérification. Parallèlement, d'autres essais de laboratoire beaucoup plus sophistiqués (mesures en petites déformations, à la colonne résonnante, au triaxial cyclique) permettent de mesurer ce module beaucoup plus précisément, mais au prix d'une complexité parfois difficilement compatible avec l'étude d'une route. Ils apportent néanmoins des données indispensables pour la prise en compte de la non-linéarité des modules élastiques avec la contrainte ou de l'effet d'une humidification partielle de la chaussée, et ouvrent la voie vers les calculs de chaussée par éléments finis (ZERHOUNI, 1991).

Dans ce contexte, cet article apporte des éléments pour une meilleure utilisation des résultats de l'essai CBR, mais également, au-delà de l'essai CBR, une meilleure compréhension de l'effet de l'eau dans une chaussée ou dans une fondation de voie ferrée.

Pour les matériaux étudiés, les points de compactage à droite de l'OPM sont situés sur la courbe d'humidification du sol à partir de l'OPM, ce qui signifie que le chemin d'humidification du sol peut être approché par des essais de compactage à teneur en eau croissante. Cette courbe est sensiblement parallèle, dans le domaine des contraintes usuelles, à la courbe de décompression œdométrique et peut être estimée à partir des corrélations.

Dans ce domaine, où le concept de contrainte effective de TERZAGHI peut s'appliquer, une corrélation entre la résistance CBR et la pression négative a été établie :

$$CBR = A\ (-u_w)^n, \text{ avec } n = 0{,}87$$

A partir de cette relation, il est possible de prévoir l'évolution de la résistance CBR lors d'une humidification à partir des valeurs initiale et finale de pression négative.

La sensibilité à l'eau peut être étudiée à partir du CBR après immersion ; l'indice de groupe apparaît généralement comme le meilleur paramètre de classement des sols routiers à cet égard. Cependant, lorsque le pourcentage de fins est élevé, la limite de liquidité semble mieux adaptée.

Pour des sols tels que $F < 15\ \%$, le CBR après immersion est supérieur à 25. En revanche, lorsque $F > 50\ \%$, la probabilité d'avoir des CBR après immersion inférieurs à 5 est élevée et proscrit l'utilisation de ces matériaux pour les routes. Les matériaux intermédiaires ont des valeurs d'indice CBR après immersion qui décroissent lorsque la limite de liquidité et le pourcentage de fins augmentent.

BIBLIOGRAPHIE

BIAREZ J., FAVRE J.L. (1975), *Parameters filing and statistical analysis of data in soil mechanics.* Proceedings of the 2nd Int. Conf. on Application of statistics and probabilities in soil mechanics, Aachen. vol. 2, pp. 249-264.

BIAREZ J., FLEUREAU J.M., ZERHOUNI M.I., SOEPANDJI B.S. (1988), *Variation de volume des sols argileux lors de cycles de drainage-humidification.* Revue Française de Géotechnique, vol. 41, pp. 63-71.

BIAREZ J., FLEUREAU J.M., KHEIRBEK-SAOUD S. (1991), *Validité de* $\sigma' = \sigma - u_w$ *dans un sol compacté.* Proceedings of the 10th European conference on soil mechanics and foundation engineering. Firenze, Mai, vol. 1, pp. 15-18.

BIAREZ J., FLEUREAU J.M., TAIBI S. (1992), *Mechanical constitutive model of unsaturated soil made up by spheres,* soumis pour publication dans Geomaterials.

BLIGHT G.E. (1965), *A study of effective stresses for volume change, moisture equilibria and moisture changes in soils beneath covered areas.* Butterworth, Australia.

ESCARIO V., SAEZ J. (1986), *The shear strength of partly saturated soils,* Geotechnique, vol. 36, n° 3, pp. 453-456.

FAVRE J.L. (1974), *Corrélations entre les caractéristiques de compactage et les propriétés mécaniques du sol compacté.*Comptes rendus du colloque : la pratique du compactage, Expomat, Paris, 14 mai 1974, édité par J. BIAREZ & J.M. FLEUREAU, Ecole Centrale de Paris.

FLEUREAU J.M., SOEMITRO R., TAIBI S. (1992), *Behavior of an expansive clay related to suction.* Proceedings of the 7th International conference on Expansive soils, Dallas, Août.

FLEUREAU J.M., INDARTO (1992), *Comportement du limon de Jossigny remanié soumis à une pression interstitielle négative,* soumis pour publication dans la Revue Française de Géotechnique.

FREDLUNG D.G., MORGENSTERN N.R. (1977), *Stress state variables for unsaturated soils.* Journal of the Geotechnical Engineering Division, GT5, vol. 103, n° 3, pp.261-275.

GEORGE L.A. (1988), *Les effets de l'eau sur les chaussées, drainage et imperméabilisation. Comptes rendus du colloque : réhabilitation des réseaux routiers départementaux et communaux,* Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

GULHATI S.K., SATIJA B.S. (1981), *Shear strength of partially saturated soils.* Proceedings of the 10th International conference on Soil mechanics and foundation engineering, Stockholm, vol. 1, pp. 609-612.

MATHYAS E.L., RADHAKRISHNA H.S. (1968), *Volume change characteristics of partially saturated soils,* Géotechnique, vol. 18, pp. 432-448.

NASKOS N. (1985), *Quelques aspects du comportement mécanique de l'argile saturée consolidée sous fortes pressions.* Thèse présentée à l'Ecole Centrale de Paris, soutenue le 18 janvier 1985, pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur.

NOIRET Y. (1973), *Compléments sur l'analyse en composantes principales appliquées aux sols.* Bull.

Liaison Labo. des Ponts et Chaussées, n° 65, mai-juin.

PARAIRE J. (1987), *Essais de succion sur des éprouvettes de diamètre CBR. Relation portance-succion*. Bull. Liaison Labo. des Ponts et Chaussées, n° 147, janvier-février.

ROMAN ALBA R. (1973), *Proposition pour une nouvelle classification*. Bull. Liaison Labo. des Ponts et Chaussées, n° 65, mai-juin.

SYLVESTRE P. (1986), *Drainage routier, rôle de l'environnement hydrique*. Bull. Liaison Labo. des Ponts et Chaussées, n° 145, septembre-octobre.

TAIBI S. (1992), *Comportement hydraulique et mécanique des sols non saturés*. Thèse en cours à l'Ecole Centrale de Paris.

TOLL D.G. (1990), *A framework for unsaturated soil behaviour*. Geotechnique, vol. 40, n° 1, pp. 35-38.

ZERHOUNI M.I. (1991), *Rôle de la pression interstitielle négative dans le comportement des sols. Application au calcul des routes*. Thèse présentée à l'Ecole Centrale de Paris, soutenue le 7 janvier 1991, pour obtenir le titre de Docteur.

Prévoir l'évolution des mouvements de terrain

Forcasting of landslide evolution

J.-L. FAVRE*

Ecole Centrale de Paris, Laboratoire de mécanique des sols, structures et matériaux, CNRS, URA 850

E. GERVREAU** et J.-L. DURVILLE**

Laboratoire Central des Ponts et Chaussées.
Division géologie de l'aménagement et de l'environnement

Rev. Franç. Géotech. n° 59, pp. 65-73 (avril 1992)

Résumé

Le développement récent d'instrumentations permettant un suivi cinématique des glissements de terrain en continu a favorisé la mise au point de quelques méthodes de prévisions temporelles des mouvements de versants.

Des modèles univariés sont d'abord présentés : ils ne nécessitent que la connaissance d'un paramètre cinématique (déplacement ou vitesse) et permettent, dans certains cas, de prévoir l'évolution des mouvements, en particulier une éventuelle rupture.

Dans un deuxième temps est proposé un modèle explicatif orienté sur la cause hydraulique, capable de prévoir l'évolution future proche des vitesses de déplacement des versants sensibles aux variations climatiques.

Abstract

Recent progresses in monitoring of landslides allow to build up some movement forecasting techniques and methods for predicting the failure time of slope.

At first, we present univaried models which need only a time series of displacement data and permit, in some case, foreseeing movement or predicting the failure time.

In a second time an explicative movement model based on the hydraulic cause is proposed. It is able to forecast near future displacement evolution of a landslide influenced by rainfall.

* Grande voie des Vignes, 92295 Chatenay-Malabry Cedex.
** 58, boulevard Lefèbvre, 75732 Paris Cedex 15.

1. POSITION DES PROBLÈMES

Face aux versants naturels en mouvement les problèmes posés aux géotechniciens sont généralement formulés ainsi :

— prévoir l'évolution des déplacements (vitesses) au cours du temps ;

— évaluer le risque de rupture catastrophique à une date future qu'il faut estimer ;

— connaître l'effet de mesures confortatives sur le champ des vitesses et, en particulier, assurer la stabilisation ;

— calculer les sollicitations induites par les masses en mouvement sur les constructions existantes.

Sur ces points les méthodes d'analyse font cruellement défaut, même si quelques solutions sont proposées pour des cas particuliers. Ceci tient sans doute d'abord au développement relativement récent d'instrumentations propres à assurer un suivi cinématique des glissements, mais, même sur des sites instrumentés, les méthodes de prévision sont encore loin d'être totalement satisfaisantes.

L'objectif de la présente étude est de tenter d'apporter des éléments de réponses aux deux questions suivantes :

— quelle sera, au cours du temps futur proche, l'évolution des déplacements d'un versant en mouvement ?

— une brutale accélération du phénomène est-elle possible ? si oui, à quelle date la rupture est-elle plus probable ?

Une démarche purement phénoménologique nous est apparue très vite mal adaptée, car il est très difficile sur un versant naturel d'identifier et de modéliser l'ensemble des phénomènes en présence, surtout lorsqu'il s'agit d'un système qui évolue rapidement au cours du temps.

Nous avons retenu une démarche plus empirique, en utilisant des traitements de signaux temporels qui sont bien adaptés à la modélisation de systèmes évolutifs. Il s'agit d'une approche qui peut surprendre, car généralement les ingénieurs modélisent en termes de contraintes et de déformations. Nous avons cependant estimé qu'elle peut apporter des solutions intéressantes et nous allons tenter ici d'en mettre quelques unes en lumière.

2. LES MOUVEMENTS DE TERRAIN

Le vocable « mouvement de terrain », dans son acception courante regroupe des phénomènes d'instabilité de pentes, naturelles ou non, très variés tant en volume qu'en nature de matériau ou en mécanisme mis en jeu (fig. 1a à 1e).

En France tous ces types de mouvement sont rencontrés, mais les travaux présentés dans cet article concernent plus particulièrement les glissements plans et circulaires de pentes naturelles en mouvement. L'agent principal de ces phénomènes est la pesanteur ; les sollicitations au sens d'une analyse mécanique varient donc relativement peu. Ce sont de faibles variations de contraintes et de propriétés mécaniques au niveau de la surface de rupture qui expliquent les mouvements importants de certains versants instables.

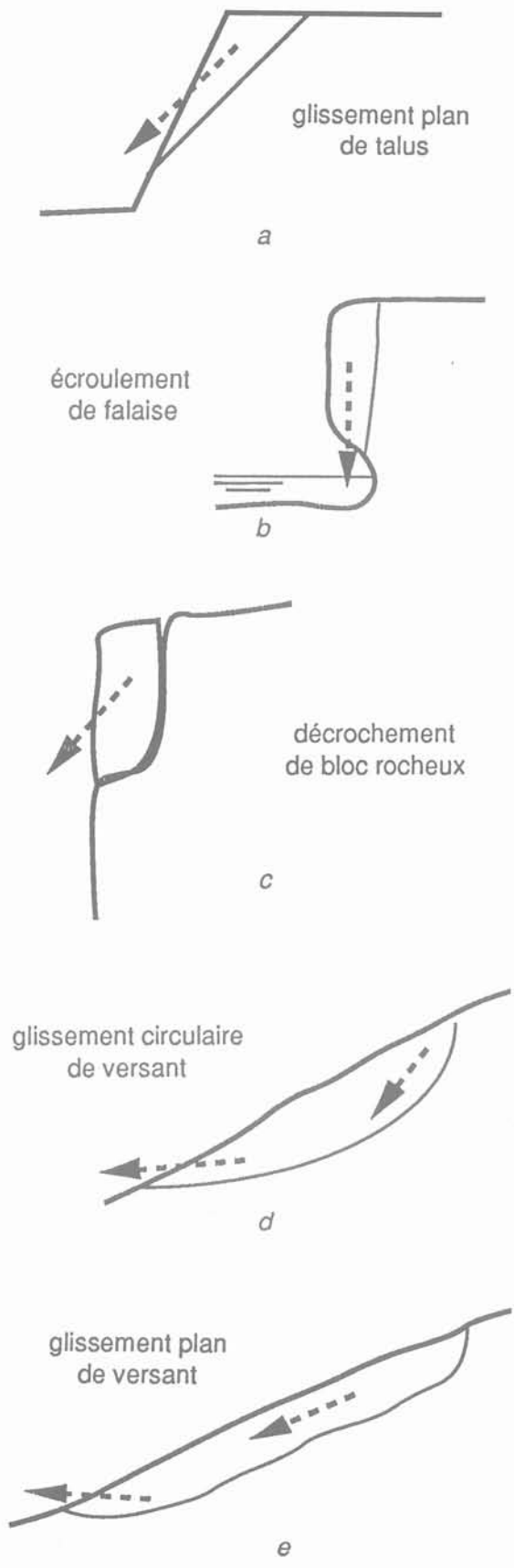


Fig. 1. — Quelques exemples de mouvements de versants.
Fig. 1. — Some examples of landslides.

3. ÉVOLUTION DES MOUVEMENTS DE TERRAINS

D'une manière générale la dynamique d'un mouvement de versant peut être décomposée en cinq phases (fig. 2).

Phase 1 : déplacements très lents n'entraînant pas de désordres importants ; les vitesses de déplacement observées sont presque constantes.

Phase 2 : apparition de mouvements plus importants ; la stabilité est mise en cause.

Phase 3 : rupture proprement dite.

Phase 4 : les vitesses diminuent, le versant s'achemine vers une position d'équilibre.

Phase 5 : le versant est stabilisé pour une durée indéterminée.

Dans la pratique il n'est pas toujours facile de savoir dans quelle phase du mouvement on se trouve à un instant donné sur un versant.

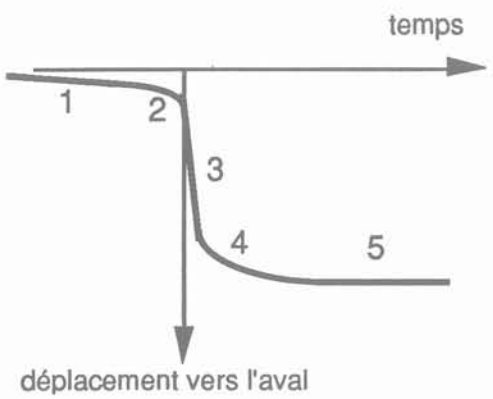


Fig. 2. — Schéma d'évolution des déplacements d'un versant instable.
Fig. 2. — Diagram of displacement evolution of a moving slop.

Les versants naturels en mouvement posent souvent des problèmes de sécurité des biens et des personnes. Le site le plus spectaculaire à cet égard actuellement est celui de La Clapière à Saint-Etienne-de-Tinée (Alpes-Maritimes) (fig. 3).

Cinquante millions de m^3 de roches gneissiques (voir figure 4) se déplacent vers le fond de la vallée avec des vitesses qui ont atteint 100 mm/j en 1987. Actuellement est observée une extension de l'instabi-

Fig. 3. — Localisation du site de La Clapière à Saint-Etienne-de-Tinée.
Fig. 3. — Location of the La Clapière landslide near Saint-Etienne-de-Tinée.

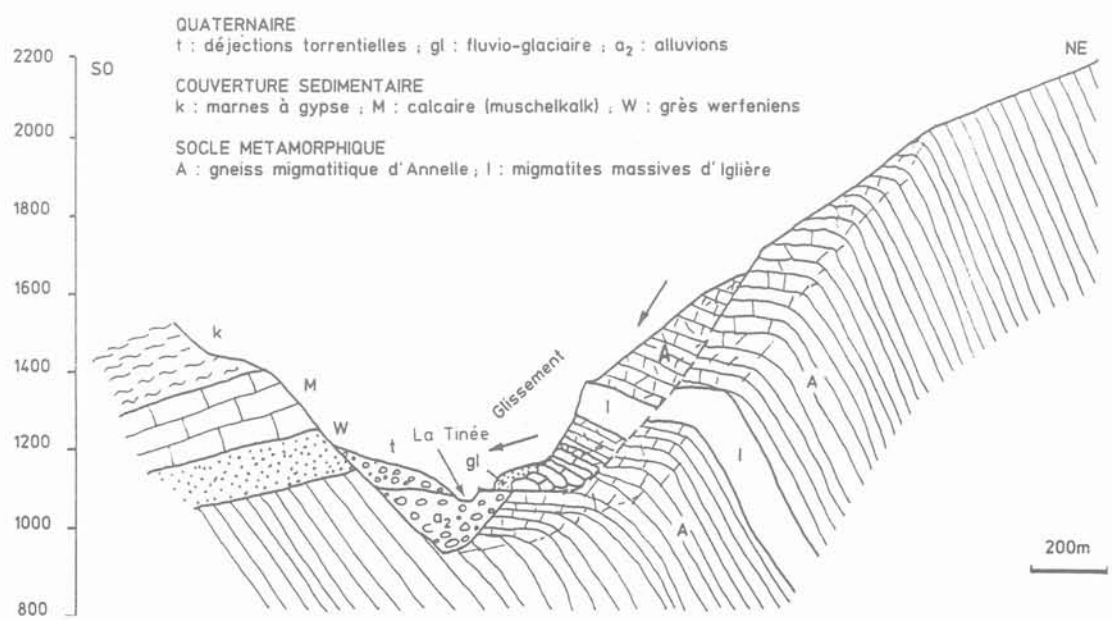


Fig. 4. — Coupe géologique à travers la vallée de la Tinée et le glissement. (Extrait de J.-P. FOLLACCI, 1987).
Fig. 4. — Geological cross-section of La Clapière landslide. (From J.-P. FOLLACCI, 1987).

lité par l'amont avec des vitesses de déplacement de l'ordre de 20 mm/j alors que celles du glissement principal sont redescendues à 10 mm/j environ.

D'après FOLLACCI (1987), un fauchage est apparu lors de la déglaciation du quaternaire, il a eu pour effet de fracturer la masse du gneiss, et d'accroître la porosité et la perméabilité du versant. Depuis une cinquante d'années, la surface de rupture actuelle s'est formée progressivement, et les déplacements cumulés atteignent aujourd'hui 80 m par endroit.

Sur la courbe d'évolution des mouvements depuis 1983 (fig. 5), on observe le paroxysme de 1987 et une composante périodique des vitesses qui correspond à des fluctuations saisonnières de conditions climatiques.

Le risque de rupture était jugé très élevé en 1987 ; malgré le ralentissement observé depuis, ce risque ne peut pas être écarté avec certitude aujourd'hui.

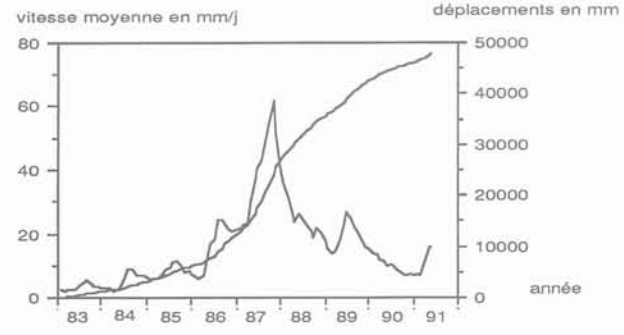


Fig. 5. — Evolution des déplacements et des vitesses de déplacement de janvier 1983 à mai 1991 du glissement principal de La Clapière.
Fig. 5. — Displacement and rate of displacement evolution from january 1983 to may 1991 of La Clapière landslide.

4. LA PRÉVISION TEMPORELLE DU MOUVEMENT

Certains mouvements de versant sont assez réguliers pour que leur observation pendant un intervalle de temps suffisant donne sur le futur une information assez complète. On procède alors à des techniques qui s'apparentent à des traitements de signaux univariés, donc sans tenir compte explicitement des facteurs de déclenchement ou d'évolution. Cette approche purement empirique donne dans certains cas de bons résultats en terme de prévision comme nous le verrons au paragraphe 4.1.

Cependant la plupart des mouvements sont sensibles à des causes extérieures diverses, et la prévision temporelle est basée sur l'existence de relations plus ou moins directes de cause à effet entre ces facteurs de déclenchement, eux-mêmes prévisibles ou non, et les mouvements (fig. 6)

Les facteurs externes qui gouvernent les mouvements sont nombreux et, parfois, difficiles à identifier ; très souvent la quantification de l'influence de chaque facteur pose des problèmes. Une modélisation de

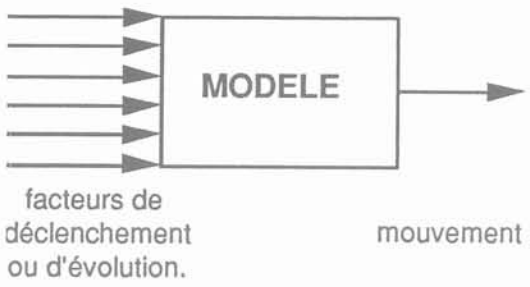


Fig. 6. — Schéma d'un modèle explicatif.
Fig. 6. — Diagram of explicative model.

l'ensemble des phénomènes en jeu n'est donc pas opérationnelle. De plus, les informations sur les versants naturels instables sont relativement peu nombreuses car coûteuses et même parfois techniquement inacessibles.

Nous proposons une solution dite pseudo-empirique qui constitue un compromis entre la volonté d'effectuer des analyses précises et fines et le désir d'obtenir des résultats directement exploitables dans un cadre décisionnel.

Ceci nous amène à parler, dans ce cas intermédiaire, de « boîte grise » qui sera décrite au paragraphe 4.2.

4.1. Modèles univariés

Les modèles de prévision univariés ou autoprogressifs admettent implicitement que le temps seul constitue l'index d'évolution prépondérant. Il s'agit de modèles de mise en œuvre économique car ils ne nécessitent la connaissance au cours du temps que d'un paramètre décrivant le mouvement, mais ce sont aussi les moins riches d'un point de vue analytique. Leur principe consiste à tirer de l'évolution passée des mouvements l'information pour prévoir l'évolution future. A court terme, c'est-à-dire à des horizons de quelques jours il est possible par ces méthodes d'obtenir de bonnes prévisions si le système mécanique que constitue le versant évolue de façon continue ou régulière, c'est-à-dire si les sollicitations et les propriétés mécaniques ne varient pas de façon erratique dans le temps. L'exploitation de ces modèles consistera simplement à faire de l'ajustement plus ou moins sophistiqué (modélisation) puis de l'extrapolation (prévision).

4.1.1. Modèles de prévision d'évolution des mouvements

Prenons à titre d'exemple le glissement du Vajont (Mont Toc, Italie) d'un volume de 250 millions de m^3 de roche fracturée marno-calcaire dont la rupture brutale a provoqué indirectement 2 000 morts le 9 octobre 1963 (voir J.A. CORBYN, 1982). La série des déplacements durant les huit semaines précédant la rupture a fait l'objet d'un ajustement polynomial de degré 3 (fig. 7), et des extrapolations ont été effectuées à partir du 1er octobre 1963.

On constate que les prévisions de déplacements sont inférieures aux observations ; cette divergence positive peut être interprétée de trois façons :

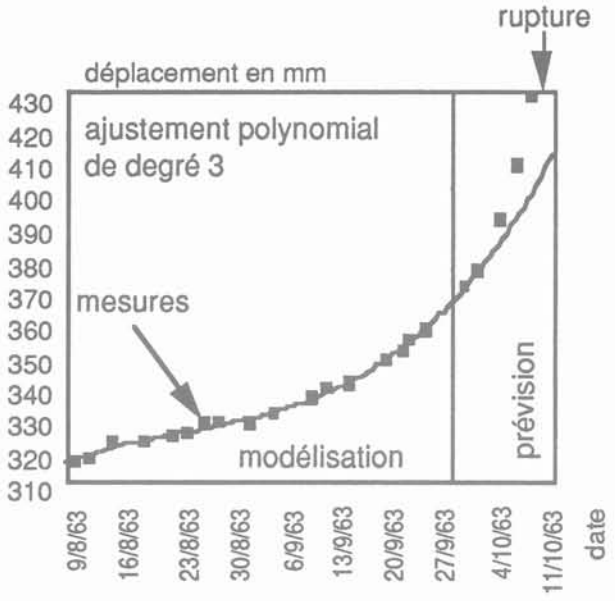


Fig. 7. — Evolution des déplacements du glissement du Vajont d'août 1963 jusqu'à la rupture.
Fig. 7. — Displacement evolution from 9 august 1963 to 9 october 1963, date of failure of the Vajont.

— l'équation ajustée est mal choisie (courbure insuffisante) ;

— le modèle univarié ne convient pas, et des facteurs d'évolution externes doivent être pris en compte ;

— l'évolution des mouvements laisse entrevoir une rupture imminente.

Dans ce cas les trois interprétations sont possibles, mais la deuxième est peut-être la meilleure. En effet, sur ce versant baigné en pied par une retenue d'eau, une vidange rapide a été décidée, de façon probablement inconsidérée, dès l'apparition de mouvements importants, ce qui a peut être précipité la rupture.

Il existe d'autres techniques de prévision plus performantes comme le lissage exponentiel double : pour des séries qui présentent une tendance linéaire croissante, on suppose que les observations peuvent être ajustées au voisinage de t = T par la droite y (T + t) = $a_0(T) + a_1(T).(t-T)$. La détermination des paramètres $a_0(T)$ et $a_1(T)$ se fait par calage sur les observations précédant le temps T, avec une pondération à l'aide d'un paramètre α qui favorise les mesures les plus récentes.

Dans la pratique l'utilisation de la méthodes consiste à caler le paramètre α à partir d'une série d'observations représentatives, puis à calculer les prévisions à l'horizon choisi lors du calage, à chaque nouvelle observation.

Nous avons testé cette méthode sur le glissement de Séchilienne (ANTOINE et al., 1987) (fig. 8). Pour la période relativement stable retenue ici on constate que la méthode a permis de dégager de bonnes prévisions ; en revanche, appliquée dans des périodes plus perturbées, elle ne donne pas de bons résultats.

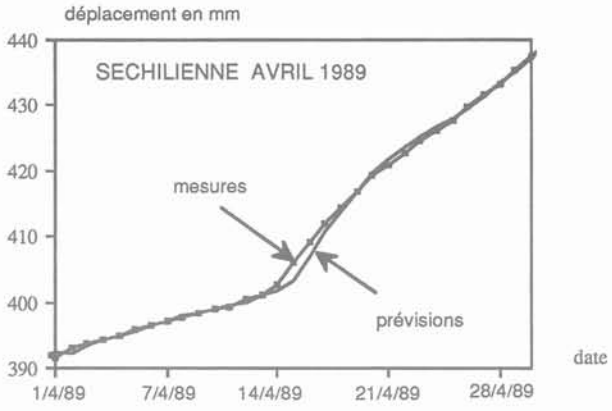


Fig. 8. — Prévision à l'horizon un jour des déplacements du glissement de Séchilienne par lissage exponentiel double.
Fig. 8. — One day horizon forecasts of displacement at Sechilienne landslide with double exponential smooth method.

4.1.2. Modèles de prévision de date de rupture

Nous présentons deux méthodes de prévision de date de rupture qui admettent pour hypothèse que la courbe de déplacement ou de vitesse en fonction du temps avoisine une asymptote verticale à l'approche de la rupture (B. VOIGHT, 1989).

La méthode de M. SAITO (1969) découle analytiquement de la relation suivante :

$$\log(t_r - t) = C - D \log (d\epsilon/dt)$$

où :

$\epsilon = \Delta l / l_o$

Δl : déplacement entre deux points de mesures ;

l_o : distance initiale entre deux points de mesures ;

$d\epsilon/dt$: vitesse de déformation dans la phase finale ;

t_r : temps où se produit la rupture ;

C et D : constantes.

Une construction graphique élégante (fig. 9) permet de prévoir la date de rupture t_r à partir du graphe représentant l'évolution des déplacements en fonction du temps.

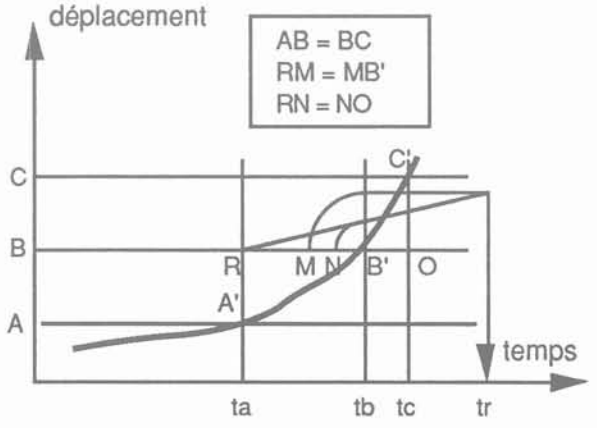


Fig. 9. — Construction graphique proposée par M. SAITO pour prévoir la date de rupture.
Fig. 9. — M. SAITO graphical construction to predict the time failure of landslide.

La méthode d'ASAOKA (1978) initialement énoncée pour les tassements maximaux dus à la consolidation des sols a été proposée par C. AZIMI et al. (1986) pour prévoir la date de rupture de glissement de terrain.

Le principe est de découper l'échelle des mouvements Y en intervalles égaux ΔY correspondant à des temps successifs croissant t_i dont les intervalles $\Delta t_i = t_i - t_i - 1$ tendent vers 0 si Y tend vers l'infini (fig. 10).

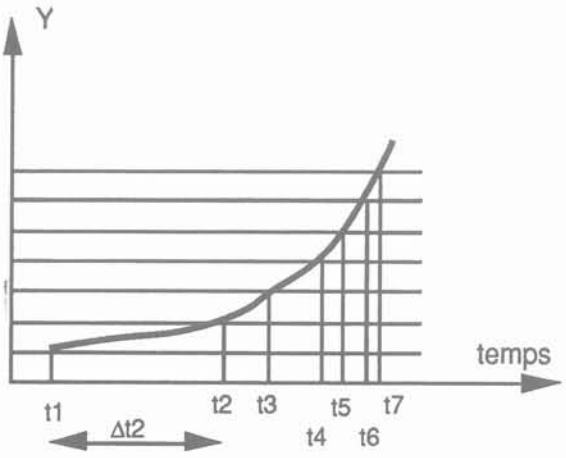


Fig. 10. — Découpage d'une courbe schématique de déplacement en intervalles ΔY égaux.
Fig. 10. — Schematical displacement curve before failure.

La prévision du temps de rupture t_r est l'intersection de la courbe $t - \Delta t$ avec l'axe $\Delta t = 0$ (fig. 11).

Les deux méthodes présentées ont été testées sur une dizaine de cas de rupture de versants (fig. 12, j : jour de la rupture). Nous constatons que les prévisions sont d'autant plus satisfaisantes que l'on est proche

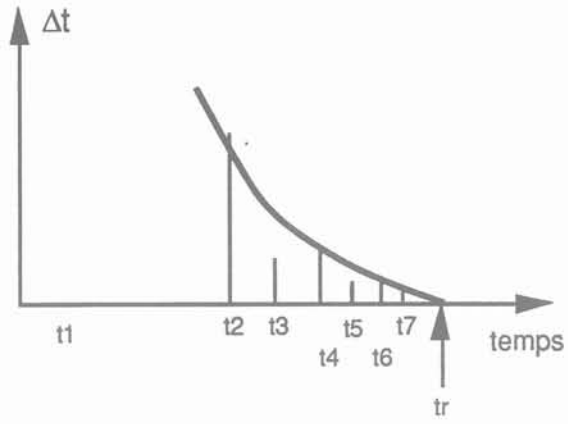


Fig. 11. — Variation de Δt permettant une prévision de rupture.
Fig. 11. — Δt evolution and time failure predicting.

de la date de rupture ; un suivi en continu paraît donc souhaitable.

4.2. Modèle multivarié orienté sur la cause hydraulique

Le modèle proposé est orienté sur la cause hydraulique qui est bien souvent prépondérante. L'eau agit sur la stabilité des versants, principalement par les variations de pressions interstitielles (piézométrie) au niveau de la surface de rupture.

La première phase de la modélisation consiste à déterminer la variable d'entrée, c'est-à-dire les apports d'eau dans le sol, à partir des précipitations.

Nous pouvons ensuite quantifier les liaisions apports d'eau-piézométrie, puis piézométrie-mouvement, pour constituer un modèle de comportement orienté sur la cause hydraulique. Nous présentons ci-dessous un exemple, baptisé « modèle à un réservoir ».

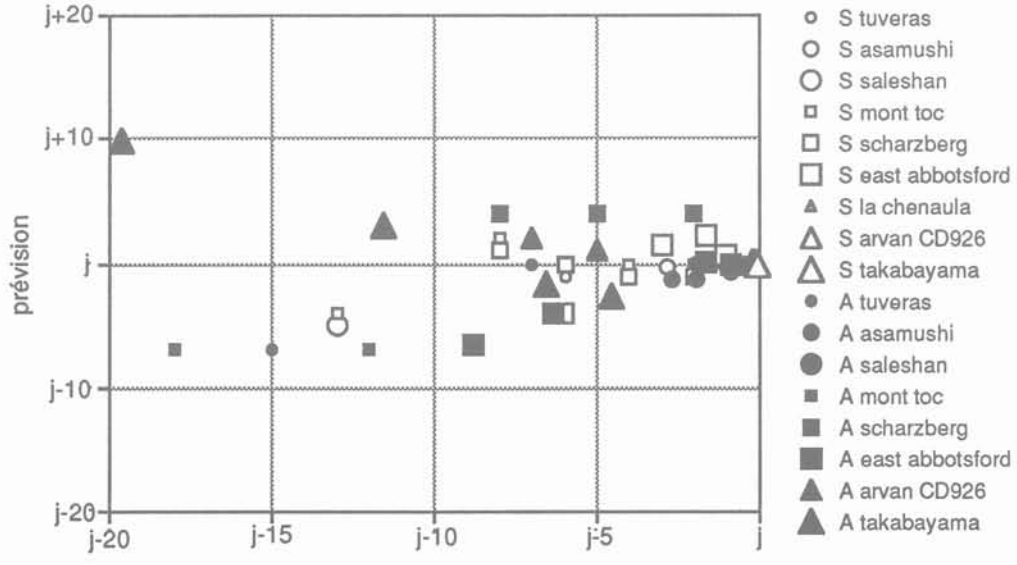


Fig. 12. — Résultats obtenus par les méthodes de M. SAITO et d'ASAOKA sur quelques cas de rupture.
Fig. 12. — results of M. SAITO and ASAOKA methods failure cases histories.

Fig. 13. — Schéma du modèle explicatif orienté sur la cause hydraulique.
Fig. 13. — Diagram of explicative model based on the hydraulic cause.

P : Apports d'eau en surface ;
H ; Paramètre piézométrique ;
V : Vitesse de déplacement.

La première partie du modèle permet de quantifier la liaison qui existe dans les versants entre les apports d'eau en surface et les niveaux piézométriques.

Il s'agit d'un modèle hydraulique simple : réservoir à surface libre, muni à sa base d'un orifice de vidange et alimenté par sa surface, ce qui nous permet de reconstituer un paramètre piézométrique.

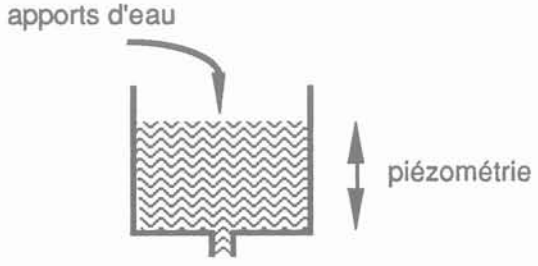


Fig. 14. — Schéma du modèle à un réservoir.
Fig. 14. — Diagram of reservoir model.

Le calcul itératif de la piézométrie H au temps i + 1 à partir des apports d'eau P enregistrés durant l'intervalle de temps unité et de la valeur piézométrique précédente H(i) est effectué grâce à la formule suivante :

$$H(i + 1) = (\sqrt{H(i)} - \beta)^2 + \alpha P(i)$$

β et α sont des paramètres de calage, respectivement coefficient de décharge et de recharge de nappe.

Utilisée isolément cette partie du modèle permet de prévoir les variations piézométriques d'un terrain avec des bons résultats.

La deuxième partie consiste à modéliser la liaison entre la piézométrie et la vitesse de déplacement de la masse en mouvement.

La relation retenue est linéaire, ce qui, d'un point de vue théorique peut correspondre à un comportement visqueux, les variations de niveau piézométrique se traduisant par des modifications d'état de contrainte au niveau de la surface de rupture.

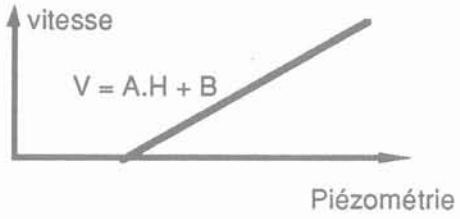


Fig. 15. — Modèle H-V.
Fig. 15. — Diagram of H-V model.

L'utilisation du modèle global ne nécessite pas la connaissance des niveaux piézométriques dans les versants. H n'est alors qu'un paramètre intermédiaire dont les variations sont supposées proportionnelles à la piézométrie réelle. Le calage des paramètres du modèle est effectué à partir des séries connues « Apports d'eau au massif » et « Vitesse ». Les valeurs des paramètres du modèle sont déterminées de manière à avoir la meilleure corrélation linéaire possible entre H(t) et V(t).

Pour le glissement de La Clapière sur la période mai 1990-octobre 1990 nous avons effectué un calage des paramètres du modèle global en retenant un temps de réponse du système égal à un jour (fig. 16 et 17).

Il convient ici de signaler les difficultés liées à la connaissance des apports d'eau au massif. En effet, ce sont les eaux infiltrées P qui conditionnent les niveaux de nappes et donc les mouvements, et nous mesu-

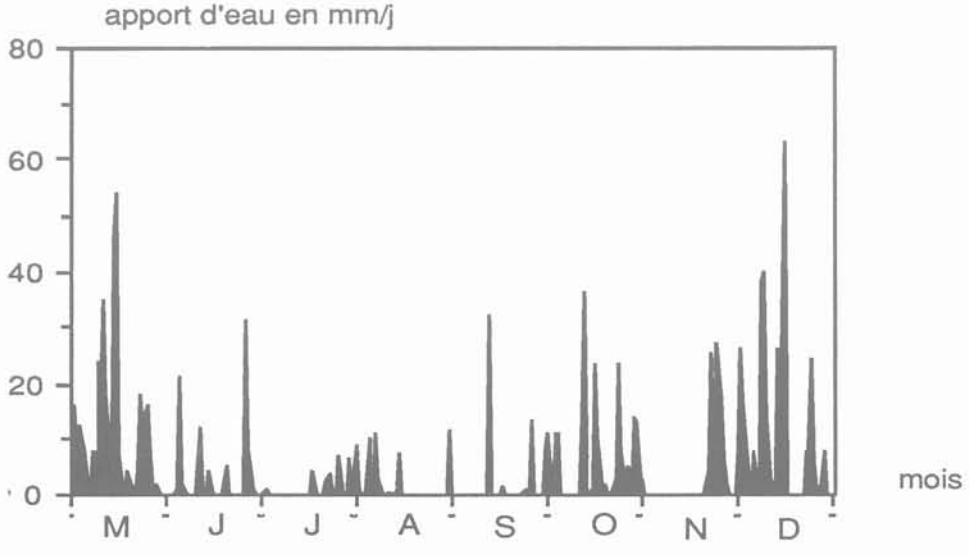


Fig. 16. — Apports d'eau au versant de La Clapière de mai 1990 à décembre 1990.
Fig. 16. — Water input at La Clapière from may 1990 to december 1990.

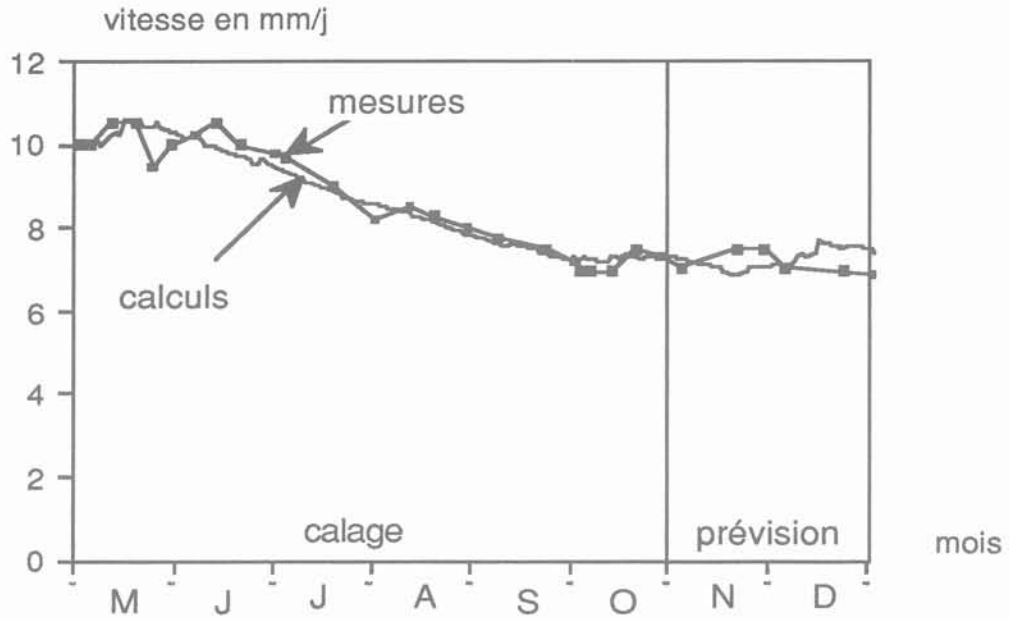


Fig. 17. — Vitesses mesurées et vitesses calculées du glissement de La Clapière de mai 1990 à décembre 1990.
Fig. 17. — Comparaison between observed and computed rate of displacement at La Clapière from may 1990 to decembre 1990.

rons en surface des précipitations ; ceci amène donc une connaissance indirecte et parfois imprécise de la quantité d'eau infiltrée dans le massif avec laquelle il faut bien caler le modèle (pour le versant de La Clapière nous avons retenu P = Pluies + fusion de neige).

Le coefficient de corrélation de calage est satisfaisant (proche de l'unité). Pour les mois de novembre et décembre 1990, nous avons effectué des prévisions (à l'horizon un jour) à partir des apports d'eau quotidiens.

La confrontation des prévisions aux observations sur ces deux mois montre une bonne coïncidence (fig. 17) mais durant cette période les apports d'eau ont été faibles.

Le site de La Clapière est en zone montagneuse (altitude : 1 100 m-1 700 m), par conséquent le versant est enneigé en période hivernale, ce qui réduit bien sûr les apports durant cette saison. En revanche, au printemps, il y a fusion du manteau neigeux, ce qui a pour conséquence une forte alimentation des nappes entraînant des accélérations du mouvement. De décembre 1990 à mai 1991, nous avons effectué un calage du modèle avec également une bonne corrélation (fig. 18 et 19).

Pour d'autres périodes, le calage et la prévision sont moins bons ; ceci s'explique généralement par une mauvaise estimation des apports d'eau au massif.

Le système mécanique modélisé évolue plus ou moins rapidement au cours du temps, cela se traduit au

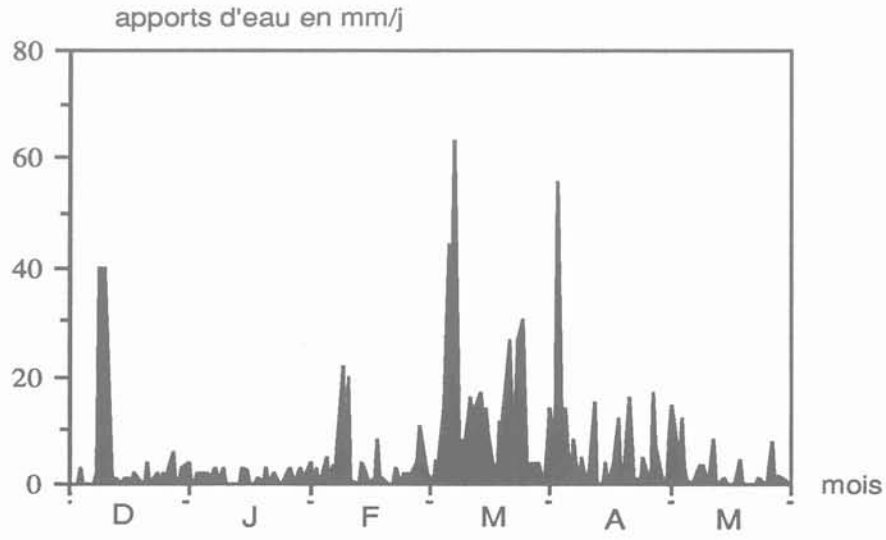


Fig. 18. — Apports d'eau au versant de La Clapière de décembre 1990 à mai 1991.
Fig. 18. — Water input at La Clapière slope from december 1990 to may 1991.

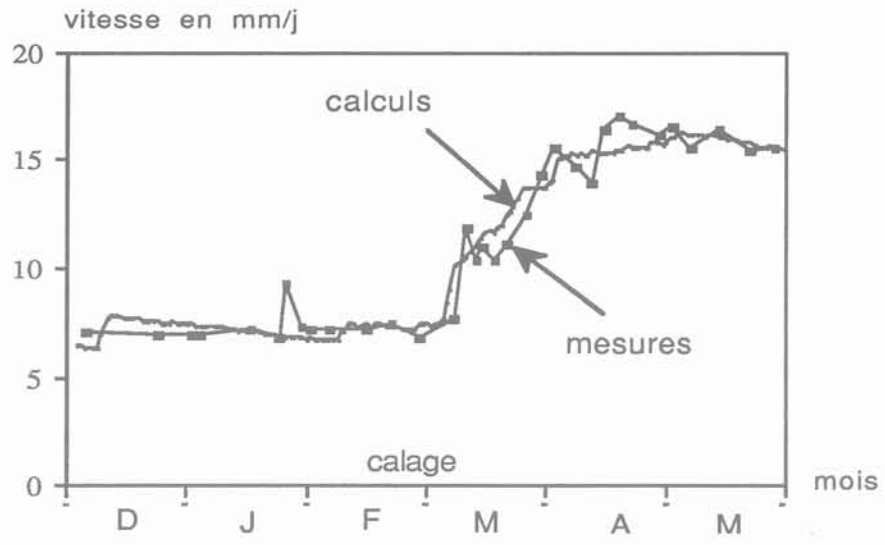


Fig. 19. — Vitesses mesurées et vitesses calculées du glissement de La Clapière de décembre 1990 à mai 1991.
Fig. 19. — Comparaison between observed and computed rate of displacement at La Clapière rate of from december 1990 to may 1991.

niveau des prévisions par une dérive progressive ; une « actualisation » du modèle doit être faite régulièrement : pour ce glissement nous avons retenu une période d'un mois.

5. CONCLUSION

Grâce au suivi en continu de mouvements de terrains, il est possible de modéliser les comportements de versants instables de façon relativement précise.

Nous avons vu qu'une démarche purement analytique n'est guère possible actuellement, mais une approche « pseudo-empirique », en partie appuyée sur la connaissance de phénomènes physiques connus dans les versants donne de bons résultats pour les cas étudiés.

La prévision temporelle des mouvements de versants constitue un enjeu important, car elle donne aux pouvoirs publics une information quantitative indispensable à une prise de décision lorsque des populations ou des biens sont menacés directement.

Les modèles de prévision proposés ici constituent le premier maillon du processus complet qui doit comporter une évaluation quantitative des risques générés par les mouvements des versants, et un système d'alerte aux populations.

REMERCIEMENTS

Les auteurs expriment leur reconnaissance à Jean-Paul FOLLACCI et Thierry GOUIN qui leur ont communiqué des données de mesures et ont participé aux interprétations.

BIBLIOGRAPHIE

ANTOINE P. et al. (1987), *Le menace d'écroulement aux ruines de Séchilienne (Isère)*. Bulletin de liaison des laboratoires des Ponts et Chaussées, n° 150, juillet-octobre, pp. 55-64.

ASAOKO A. (1978), *Observational procedure of settlement prediction, Soils and foundations*. vol. 18, n° 4, déc.

AZIMI C., DESVARREUX P. (1986), *Etude et prévision des mouvements de terrains*. XYZ, Revue de l'Association française de topographie, n° 28, sept., pp. 8-14.

CORBYN J.A. (1992), *Failure of a partially submerged rock slop with particular references to the Vajont rock slide*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., vol. 19, pp. 99-102.

FOLLACCI J.-P. (1987), *Les mouvements de La Clapière à Saint-Etienne-de-Tinée*. Bulletin de liaison des laboratoires des Ponts et Chaussées, n° 150-151, juillet-octobre, pp. 39-54.

GERVREAU E. (1991), *Etude et prévision de l'évolution des versants naturels en mouvement*. Coll. Etudes et recherches des laboratoires des Ponts et Chaussées, série géotechnique GT 47.

SAITO M. (1969), *Forecasting time of slope failure by tertiary creep*. 7e congrès international de mécanique des sols et travaux de fondation, Mexico, vol. 2, pp. 677-683.

VOIGHT B. (1989), *Deformation and failure-time prediction in rock mechanics*. Proc. of 30th US symposium Rock Mechanics, Morgantown, pp. 919-929.

PUBLICATIONS

Chez MASSON : *Volcanologie*, Jacques-Marie BARDINTZEFF, 1991, broché, 256 pages, 151 figures en noir, 8 planches en couleurs (16 photos), 16 × 24.

Le magma, de sa naissance à son émission, sert de fil conducteur à cet ouvrage, divisié en trois parties.

La première traite de la production du magma jusqu'à son séjour dans la chambre magmatique et des processus complexes qui s'y déroulent.

La deuxième partie aborde les dynamismes éruptifs et dans chaque cas l'auteur insiste sur l'approche physique des processus (paramètres chiffrés tels que taux d'émission magmatique, hauteur de la colonne éruptive...) et leurs modélisations possibles.

La troisième partie concerne l'Homme face aux volcans.

« L'autopsie » de l'éruption de 1979 de la Soufrière de Saint-Vincent permet de présenter un exemple de suivi scientifique. L'analyse des éruptions récentes (Mont-St-Helens, El Chichon, Nevado del Ruiz, Lac Nyos) donne un éclairage nouveau sur la prévision et la prévention des sept risques volcanogiques retenus.

L'aspect utile du volcanisme n'est pas oublié, le volcan constitue en effet une source de matières premières utiles (matériaux de construction, métallogénie) ou énergétiques (géothermie), ainsi qu'une source de santé et de loisirs.

Jacques-Marie BARDINTZEFF est professeur agrégé, Docteur d'état, rédacteur en chef de la revue « Géochronique » et membre du jury de l'agrégation.

Chez MASSON : *Les grandes structures géologiques*, Jacques DEBELMAS, Georges MASCLE, 1991, broché, 312 pages, 193 figures, 16 × 24.

La géologie des grandes structures telles que les chaînes de montagne, les bassins sédimentaires, les marges continentales, les dorsales océaniques ou les arcs insulaires, représente un domaine des Sciences de la Terre où des progrès considérables ont été enregistrés ces dernières années. Cependant tout cet ensemble de connaissances est resté jusqu'à présent dispersé dans des publications techniques et n'a fait l'objet que de mises au point plus ou moins partielles dans des revues de vulgarisation scientifique.

Les auteurs en présentant une synthèse basée sur leur enseignement à l'Université de Grenoble et leurs recherches personnelles tant en mer que dans les grandes chaînes de montagnes. Par ailleurs, leur participation à la préparation des concours de recrutement de l'enseignement secondaire ou au recyclage des professeurs de cet enseignement leur a fait mesurer la difficulté d'accès à ce domaine de connaissance faute d'un ouvrage de base.

C'est là l'origine de ce livre qui n'est pas un traité exhaustif mais une classification raisonné et une présentation aussi simple que possible des grands types de structure de notre globe. On suppose toutefois connus le vocabulaire et les notions de base de la géologie. Les problèmes tectonophysiques et géophysiques ne sont abordés que par les interprétations qu'ils permettent.

La simplification et la concision voulues du texte et de l'illustration entraînent bien évidemment une certaine schématisation, avec tous les risques que cette démarche comporte. Mais cette attitude permet seule une vison plus globale des phénomènes et facilite l'accès ultérieur aux publications plus spécialisées.

Une large bibliographie (arrêtée fin 1990) permet l'amorce d'un tel approfondissement.

Jacques DEBELMAS est agrégé de l'université, professeur à l'université Joseph-Fourier (Grenoble) et chargé de cours à l'ENS de Lyon.

Chez TECHNIP : *Rock Mechanics*, Ph. CHARLEZ (avec une préface de V. MAURY), 1991, relié, 17 × 24, 360 p., 140 figures.

S'il veut rencontrer les défits techniques du futur, le mécanicien des roches de demain aura besoin d'être autant mécanicien que géotechnicien.

Pour cette raison, sont présentés dans ce premier volume (une deuxième spécialement consacré aux applications pétrolières suivra) un certain nombre de concepts théoriques directement applicables à la mécanique des roches.

Après quelques rappels classiques de mécanique des milieux continus, les principales lois de comportement indépendantes du temps sont présentées depuis la plus simple (élasticité linéaire) jusqu'à la plus complexe (thermoporoélastoplasticité).

Finalement, la troisième partie traite de la notion de rupture tout d'abord à travers la théorie classique de la rupture fragile, puis avec les théories de l'endommagement et de la bifurcation. En particulier, le dernier chapitre est entièrement consacré au problème des bandes de cisaillement.

Cet ouvrage est destiné aux ingénieurs, professeurs, chercheurs et étudiants en géomécanique. Ils y trouveront un moyen rapide de faire le point sur des théories négligées ou oubliées.

DISCUSSION de l'article « Retrait-gonflement des argiles, proposition de méthodologie » par G. PHILIPPONNAT Revue française de géotechnique n° 57

E. FLAVIGNY

Institut de Mécanique de Grenoble*
Laboratoire « 3 S » : Sols, Solides, Structures

Rev. Franç. Géotech. n° 59, pp. 75-78 (avril 1992)

G. PHILIPPONNAT présente une caractérisation du retrait des matériaux argileux naturels à partir d'un essai de retrait sur des échantillons intacts qui sont soumis à une dessication. La discussion présentée ci-dessous aborde quatre points : le mode opératoire, la définition du coefficient de retrait linéaire R_1, le rôle de l'état initial sur l'évolution du retrait et enfin l'isotropie du retrait. Il est nécessaire de souligner auparavant que la définition d'une limite de retrait effective W_{RE} telle que celle de l'auteur peut prêter à confusion dans la mesure où le terme de « limite de retrait » se réfère à une des limites d'ATTERBERG W_R (normalisée, cf. ASTM D 427) effectuée sur un matériau remanié alors que l'essai présenté dans cette communication concerne un matériau intact soumis à la dessication depuis sa teneur en eau naturelle. Les termes entre ( ) renvoient au texte original de l'auteur tandis que les { } concernent cette discussion.

1. MODE OPÉRATOIRE

L'essai présenté est un essai au mercure pour la mesure du volume de l'échantillon. On peut noter qu'il est aussi possible d'utiliser la méthode d'évaluation du volume au toluène ou au Carbowax telle que développée par PELISSIER (1991). La mesure directe du retrait linéaire telle qu'elle est envisagée en figure (6) est aussi une solution. Le problème essentiel dans l'établissement des courbes de retrait présentées en figures (3) et (4) concerne l'homogénéité de l'échantillon : soumis à dessication dans l'atmosphère du laboratoire, il s'établit, surtout au début du séchage, un gradient de teneur en eau à l'intérieur de l'échantillon et les valeurs mesurées ne représentent qu'une valeur moyenne. Un procédé de séchage utilisant un dessicateur avec une humidité contrôlée permettrait de laisser l'équilibre hydrique de l'échantillon s'établir mais corrélativement augmenterait considérablement la durée de l'essai.

Par rapport à la détermination classique de la limite de retrait, la détermination de la limite de retrait effective W_{RE} suppose la mesure d'un nombre de points suffisant sur les deux branches de la courbe de retrait. Dans la détermination de la limite de retrait au sens d'ATTERBERG, on suppose qu'il n'y a plus de retrait pour une teneur en eau inférieure à W_R et les différences entre les valeurs de W_{RE} et W_R présentées en figure (3) à (6) peuvent être partiellement dues à cette cause : ceci est schématisé en figure {1a} et {1b}.

On peut aussi signaler que STAMATOPOULOS et KOTZIAS (1987) définissent un essai de gonflement sur un matériau intact mais partant d'un état desséché et en effectuant l'humidification. Ils définissent ainsi un indice FSI (Free Swell Index) qui est l'homologue du coefficient R_1.

2. COEFFICIENT DE RETRAIT LINÉAIRE

Le coefficient de retrait linéaire R_1 est en fait lié aux caractéristiques de teneur en eau et de poids volumique sec initiaux du sol : on peut montrer que le coefficient de retrait linéaire est, dans les hypothèses de l'auteur, c'est-à-dire pour un sol initialement saturé et le restant dans la phase de définition du coefficient R_1.

$$R_1 = \frac{\gamma d}{3\gamma w} \qquad \{1\}$$

γd et γ_w désignant le poids volumique sec du sol et le poids volumique de l'eau.

* BP 53 X, 38041 Grenoble Cedex.

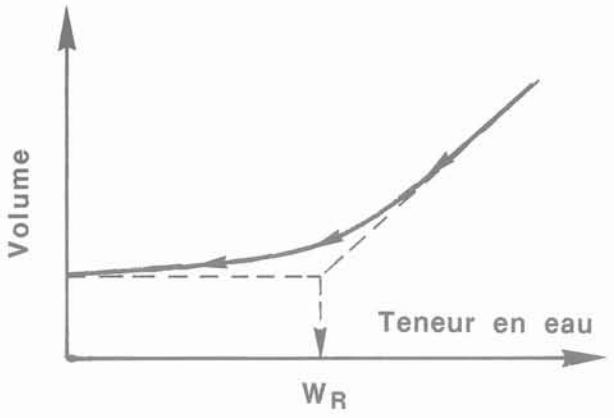


Fig. 1a. — Définition de la limite de retrait (ATTERBERG).
Fig. 1a. — Definition of the shrinkage limite (ATTERBERG).

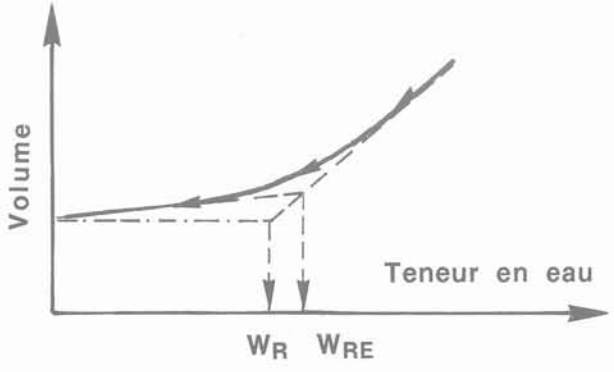


Fig. 1b. Définition de la limite de retrait effective.
Fig. 1b. — Definition of the effective shrinkage limit.

On peut aussi exprimer le retrait linéaire en fonction de la teneur en eau (pour un sol initialement saturé et restant saturé jusqu'à W_{RE}) par :

$$R_1 = \frac{1}{3} \frac{\gamma_s}{3\,\gamma_w + \gamma_s\, w} \qquad \{2\}$$

γ_s désignant le poids volumique des grains (pris ici à 26,5 kN/m³).

Le tableau {I} donne, pour les quatre essais présentés avec détermination de R_1, la comparaison entre la formule {1} et les résultats mesurés ; les différences peuvent être imputables soit à des imprécisions de mesure, soit à la non-homogénéité des échantillons. Les valeurs du coefficient de retrait linéaire sont donc reliées aux caractéristiques physiques initiales de l'échantillon. Pour un sol donné, tant qu'il est resté saturé, la valeur du coefficient R_1 est dépendante de son état initial lorsqu'il décrit la courbe de retrait.

3. RÔLE DE L'ÉTAT INITIAL

On part dans l'essai de retrait d'un échantillon dans son état initial avec un volume V_o, une hauteur h_o et un rayon r_o. Au cours de l'essai, les déformations dues au retrait sont importantes (près de 40 % en volume d'après la figure (3.2). L'estimation du retrait linéaire devrait alors être effectuée en utilisant des déformations logarithmiques, c'est-à-dire en référençant une variation de volume dV ou une variation de longueur dh au volume actuel ou à la longueur actuelle V ou h et non plus aux conditions initiales V_o et h_o. Dans ces conditions, les déformations axiale et radiale s'expriment par

$$\epsilon_1 = -\int_{h_o}^{h} \frac{dh}{h} = \text{Log}\,\frac{h_o}{h} \qquad \{3\}\ \{4\}$$

$$\text{et } \epsilon_3 = -\int_{r_o}^{r} \frac{dr}{r} = \text{Log}\,\frac{r_o}{r}$$

on peut démontrer que le retrait linéaire défini localement vaut :

$$R_1 = \frac{\frac{dh}{h}}{dw} = \frac{\gamma_d}{3\gamma_w} \qquad \{5\}$$

Par intégration de la relation {5} entre l'état initial indicé « o » et l'état actuel, la relation entre la hauteur de l'échantillon et sa teneur en eau est :

$$\frac{h}{h_o} = \left[\frac{\gamma_w + \gamma_s w}{\gamma_w + \gamma_s w_o}\right]^{\frac{1}{3}} \qquad \{6\}$$

La relation {6} permet alors de calculer pour un échantillon à une teneur en eau initiale w_o soit un retrait linéaire :

$$\epsilon_1 = \frac{h_o}{h} \qquad \{7\}$$

soit le retrait linéaire en grande déformation défini par :

$$\epsilon_1 = \text{Log}\,\frac{h_o}{h} \qquad \{8\}$$

En fait, dans la gamme de teneur en eau considérée, les différences sont suffisamment faibles pour ne pas être significatives. Ceci ne serait pas le cas pour des matériaux à teneur en eau élevée (vases ou boues à haute limite de liquidité).

Tableau I. — Coefficients de retrait linéaire.

Lieu	Saint-Fargeau	Saint-Fargeau	Saint-Fargeau	Bussy-Saint-Georges
Profondeur	0,40/0,60 m	2,40/2,9 m	3,5/4,0 m	3,0/3,5 m
Teneur en eau	34	39,7	32,1	24,2
Poids vol. initial (kN/m³)	13,94	12,91	14,32	16,15
RI Mesuré	0,46	0,47	0,43	0,55
RI Calculé	0,465	0,430	0,477	0,538
Ecart (%)	1,00	− 8,42	10,99	− 2,16

On a dressé le tableau {II} à partir de la formule {6}. On a considéré des échantillons A à I initialement satrués ayant des teneurs en eau de 60 à 20 %. Pour ces différents sols, le coefficient de retrait linéaire R_1 calculé par la relation {1} varie de 0,34 à 0,58.

Si l'on considère maintenant l'échantillon A ayant une teneur en eau initiale de 60 %, le tableau {II} donne les valeurs de retrait linéaire lorsque sa teneur en eau passe de 60 % à 20 % : la courbe de retrait linéaire peut alors être tracée en figure {2}. Cette courbe de

Tableau II. — Retrait linéaire pour des échantillons saturés de teneurs en eau initiale différentes.

Echantillon w (%)	A 60	B 55	C 50	D 45	E 40	F 35	G 30	H 25	I 20
γd (kN/m³)	10,23	10,78	11,4	12,09	12,86	13,75	14,76	15,94	17,32
retraitlin {1}	0,341	0,359	0,38	0,403	0,429	0,458	0,492	0,531	0,577
W actuel	60 %	55 %	50 %	45 %	40 %	35 %	30 %	25 %	20 %
W initial 60.A	0	0,017	0,035	0,054	0,073	0,094	0,115	0,137	0,161
W initial 55.B		0	0,018	0,037	0,057	0,078	0,099	0,122	0,146
w initial 50.C			0	0,019	0,04	0,061	0,083	0,106	0,13
w initial 45.D				0	0,021	0,042	0,064	0,088	0,113
w initial 40.E					0	0,022	0,045	0,069	0,094
w. initial 35.F						0	0,023	0,048	0,074

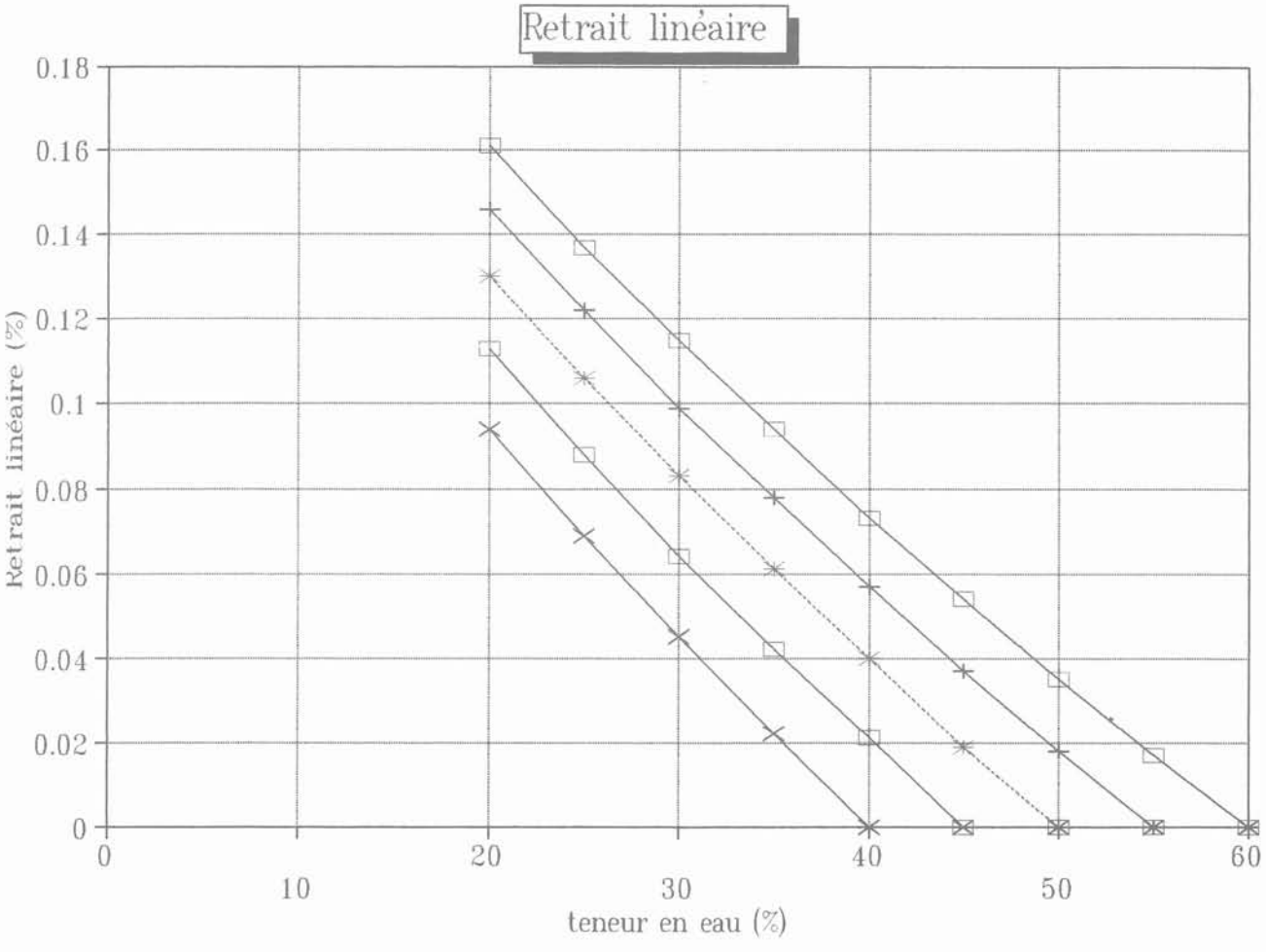


Fig. 2. — Courbes de retrait linéaire pour des échantillons de différentes teneurs en eau initiales.
Fig. 2. — Linear shrinkage vs water content for specimens of different initial water contents.

retrait est analogue aux figures (3). La pente de cette courbe (qui est le coefficient de retrait linéaire R_1 {5}) varie de 0,34 lorsque la teneur en eau est de 60 %, à 0,58 pour une teneur en eau de 20 % : ces variations de pente sont cependant peu visibles à l'échelle de la figure {2}. La valeur du coefficient de retrait linéaire varie donc lors du retrait.

Si l'on avait effectué un essai sur un échantillon à une teneur en eau initiale plus faible (cas du même sol mais ayant déjà subi du retrait en place), on aurait obtenu la série de courbes en figure {2} correspondant aux échantillons A à E pour des teneurs en eau initiales variant de 60 à 40 %. Même si ces courbes peuvent sembler linéaires et parallèles entre elles, elles correspondent à des coefficients de retrait R_1 variables entre la valeur initiale obtenue en début de dessication et une valeur maximale obtenue lorsque la désaturation apparaît : l'analyse présentée ici n'est alors plus valable.

L'état initial du sol conditionne donc la valeur du coefficient de retrait linéaire. Ce dernier évolue au cours du retrait.

4. ISOTROPHIE DU RETRAIT ?

La formule (2) de l'auteur suppose implicitement que le retrait est isotrope. Elle correspond à un formalisme en grandes déformations, ce qui explique que la courbe tracée en figure (5) ne soit pas linéaire. L'hypothèse d'isotropie est une supposition très forte que des mesures séparées du rayon et de la hauteur de l'échantillon permettrait de vérifier. L'examen attentif de la figure (5) montre que pour l'un des échantillons présentés, on s'écarte de cette isotropie, le retrait vertical étant supérieur au retrait horizontal. La mesure directe du retrait linéaire apparaît donc comme indispensable pour une application à des calculs de tassement de fondation. Ce retrait « vertical » ne peut être déduit des paramètres physiques initiaux du sol.

Ces quelques remarques montrent l'intérêt des mesures de retrait sur des échantillons argileux naturels. G. PHILIPPONNAT présente une étude très intéressante et l'on espère que cette discussion apporte une contribution à l'étude du comportement des sols rétractables.

BIBLIOGRAPHIE

ASTM : *Standard test method for shrinkage factors of soils,* n° 427.

PELISSIER J.P. (1991). — *The toluence and Wax-freezing method of determining volumetric free swell.* Geotechnical Testing Journal, vol. 14, n° 3, september 1991, pp. 309-314.

STAMATOPOULOS A.C., KOTZIAS P. (1987), *Free swell test on undisturbed clay*, 6th International Conf. on expansive soils, New-Dehli 1987, vol. 1, pp. 111-115.