ISSN - 0181-0529

REVUE FRANÇAISE DE GÉOTECHNIQUE

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

N° 50

145 F

1e TRIMESTRE 1990

Presses de l'école nationale des Ponts et chaussées

REVUE FRANÇAISE DE GÉOTECHNIQUE

Commission paritaire n° 60855 ISSN 0181 — 0529

Revue trimestrielle

Abonnement 1990 (numéros 50 à 53) franco 490 F

Prix au numéro franco : 145 F
(valable également pour les numéros anciens)

Sommaires des numéros anciens sur demande.

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

Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées
28, rue des Saints-Pères, 75007 Paris - Tél. : 42.60.34.13

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

Presses de l'école nationale des Ponts et chaussées

BRGM

Ingénierie Géotechnique

BRGM
BP 6009 - 45060 ORLEANS CEDEX 2 - FRANCE
TEL. (33) 38.64.37.20
TELECOPIEUR : 38 64.36.43

REVUE FRANÇAISE DE GÉOTECHNIQUE

N° 50
JANVIER 1990

sommaire

une méthode pour le dimensionnement à la rupture des ouvrages en sols renforcés

a method for the yield design of reinforced soil structures

A. ANTHOINE
Chargée de recherche au C.N.R.S.
Laboratoire de Mécanique des Solides
Ecole Polytechnique*

Rev. Franç. Géotech. n° 50, pp. 5-17 (janvier 1990)

Résumé

On présente une méthode de calcul pour les ouvrages de soutènement en sols renforcés (terre armée, clouage, géotextile). Fondée sur la théorie du calcul à la rupture, cette méthode est à la fois mécaniquement rigoureuse et numériquement rapide. En matière de sécurité, elle s'inspire du calcul aux états limites pour le béton armé. Cette philosophie, nouvelle pour les ouvrages de soutènement, est particulièrement bien adaptée au caractère composite du sol renforcé.

La méthode a été mise en œuvre sur micro-ordinateur : la structure du logiciel STARS (mode conversationnel) permet d'exploiter facilement et systématiquement toutes les informations fournies.

Abstract

A design method for reinforced soil retaining structures (reinforced earth, nailing, geotextile) is presented. Based upon the yield design theory, it is both mechanically rigorous and numerically rapid. As regards safety considerations, it is derived from the limit state design for reinforced concrete. This way of thinking is new as far as retaining structures are concerned and is well adapted to the composite character of reinforced soils.

The method has been implemented on a personal computer : the structure of the program STARS (conversational mode) makes it possible to derive easily the maximum advantage of the results.

* 91128 Palaiseau Cedex.

1. INTRODUCTION

Il existe actuellement de nombreuses méthodes de calcul qui permettent d'analyser la stabilité des ouvrages en sol renforcé. Elles peuvent être réparties en trois grandes catégories :

— celles qui s'inspirent des différentes méthodes qui ont été développées à l'origine pour les ouvrages non renforcés (Fellenius, Bishop, perturbations, etc.) en y introduisant et prenant en compte les efforts résistants dus au renforcement de diverses façons [BLONDEAU et al., 1984], [DELMAS et al., 1986], [LESHCHINSKY et al., 1985]. Ces méthodes, relativement rapides, ne sont pas mécaniquement rigoureuses et peuvent, dans certains cas, conduire à des sur- ou sous-estimations importantes des capacités réelles de l'ouvrage ;

— celles qui sont de type « éléments finis » parmi lesquelles il faut distinguer celles qui font appel à des lois de comportement [JURAN et al., 1985) et celles qui sont basées sur la théorie des charges limites [PASTOR et al., 1986]. Ces méthodes sont mécaniquement rigoureuses mais en général très coûteuses numériquement. En effet, la taille des renforcements impose souvent un maillage très fin sur l'ensemble de la structure ;

— celles qui sont fondées sur la théorie du calcul à la rupture dans le cadre de l'homogénéisation des milieux périodiques [de BUHAN et al., 1987]. Ces méthodes sont à la fois rapides et mécaniquement rigoureuses mais elles sont restreintes au cas des renforcements périodiques de période suffisamment petite comparée aux dimensions de l'ouvrage étudié, ce qui est rarement le cas.

La méthode présentée dans cet article conjugue rigueur mécanique, rapidité de calcul et souplesse d'utilisation. Elle permet d'étudier la stabilité des pentes, remblais et fouilles renforcés par des inclusions unidimensionnelles (clouage, terre armée) ou bidimensionnelles (géotextile).

Dans le paragraphe 2, le principe de la méthode fondée sur la théorie du calcul à la rupture, est présenté en termes concrets. Cet exposé comprend la liste des hypothèses de calcul, la définition du coefficient caractérisant la stabilité de l'ouvrage (facteur de confiance) ainsi que la manière dont ce coefficient peut être calculé.

Dans le paragraphe 3, la méthode est comparée de manière systématique aux méthodes les plus courantes, c'est-à-dire celles de la première des trois catégories citées antérieurement.

Le paragraphe 4 est exclusivement consacré à la manière dont la sécurité est prise en compte ; il s'agit d'une conception nouvelle pour les ouvrages de soutènement, conforme aux réflexions actuellement menées pour les recommandations relatives au clouage des sols.

Cette méthode a été mise en œuvre sur micro-ordinateur : le paragraphe 5 est en quelque sorte la notice d'utilisation du logiciel obtenu (STARS, version de juin 89) comprenant la description des entrées, des sorties, du support informatique requis et du mode de fonctionnement.

Enfin, dans le paragraphe 6 sont présentés deux exemples d'utilisation du programme. Le premier montre comment exploiter de manière systématique les résultats fournis. Le second est un exemple réaliste de dimensionnement.

2. PRINCIPE GÉNÉRAL DE LA MÉTHODE

Cette méthode de calcul relève rigoureusement de la théorie du calcul à la rupture [SALENÇON, 1983] et peut être présentée dans le formalisme mathématique correspondant [ANTHOINE, 1989]. Toutefois, nous avons délibérément choisi de la présenter ici en des termes familiers au mécanicien des sols, termes dont la signification exacte sera parfois reprécisée.

2.1. Position du problème

Considérons l'ouvrage renforcé représenté en plan sur la figure 1. Du point de vue du calcul à la rupture, il est caractérisé par :

— sa géométrie (forme du talus et schéma de renforcement) ;

— son mode de chargement (poids propre et surcharges) ;

— ses capacités de résistance (sol, inclusions et interfaces sol-inclusion).

Les données qui définissent la géométrie et le mode de chargement ne présentent pas d'ambiguïté alors que celles relatives aux capacités de résistance doivent être explicitées :

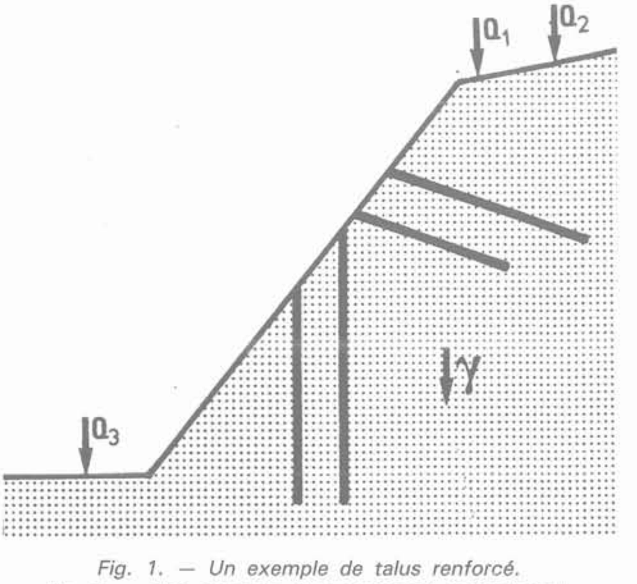


Fig. 1. — Un exemple de talus renforcé.
Fig. 1. — The example of a reinforced embankment.

— la résistance du sol est caractérisée par un critère de Coulomb (cohésion C et angle de frottement interne ϕ) ;

— les inclusions résistent en traction (effort normal maximal N_o) et, éventuellement en compression (effort normal minimal $-\lambda N_o$ avec $0 \leq \lambda \leq 1$). Toute résistance en flexion et en cisaillement est ici négligée ;

— l'interface sol-inclusion est de type Tresca. Elle est caractérisée par le frottement latéral f_1 qui est défini comme l'effort d'arrachement limite pour un mètre linéaire d'inclusion.

S'agissant d'un problème plan, les quantités N_o et f_1 sont rapportées au mètre linéaire transversal d'ouvrage.

Toutes les données de géométrie, de chargement et de résistance étant connues a priori, le problème est alors de savoir si l'ouvrage est stable et, dans l'affirmative, de quantifier la marge de sécurité qu'il présente.

2.2. Définition du facteur de confiance Γ

Pour que l'ouvrage soit stable, il faut en particulier que l'équilibre global de toutes ses parties soit assuré compte tenu des capacités de résistance limitées des constituants. Considérons, par exemple, un volume V limité par le terrain naturel et un arc AB de spirale logarithmique de foyer Ω et d'angle ϕ (fig. 2).

Pour étudier l'équilibre global de ce volume, il faut faire le bilan des forces qui lui sont appliquées. Celles-ci se répartissent en deux groupes :

— *les forces actives :* parmi les forces composant le chargement de l'ouvrage, ce sont celles qui s'appliquent effectivement au volume V. Ce sont donc toutes des forces connues a priori. Pour l'exemple considéré sur la figure 2, il s'agit du poids propre du bloc et des forces linéiques Q_1 et Q_3 ;

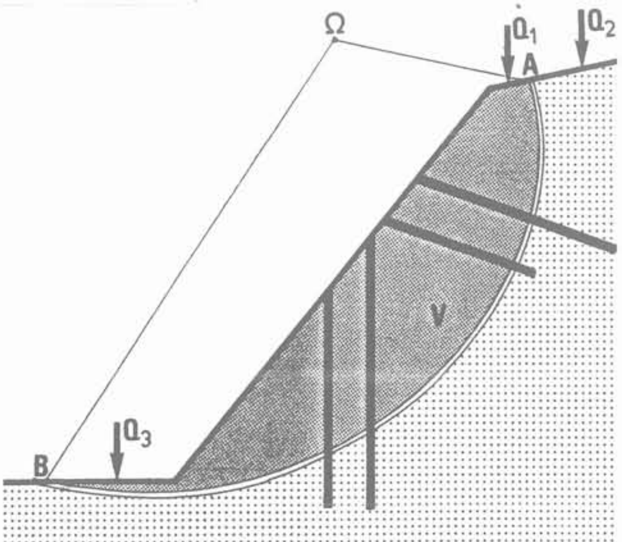


Fig. 2. — Volume de sol limité par une spirale logarithmique d'angle ϕ.

Fig. 2. — Volume of soil limited by a logspiral of angle ϕ.

— *les efforts passifs :* ce sont les efforts développés par les constituants que rencontre la frontière AB du volume V (contrainte $\underline{T} = (\sigma,\tau)$ dans le sol, effort normal N dans les inclusions). Ces efforts ne sont donc pas connus a priori mais ils doivent respecter les critères de résistance correspondants (critère de Coulomb pour le sol, effort normal maximal pour les barres, frottement latéral à l'interface).

Pour que le volume V soit en équilibre, il faut qu'il existe une répartition d'efforts passifs le long de sa frontière AB, qui contrebalance l'effet des forces actives. En particulier, le moment résultant des forces actives M_{act}, et celui des efforts passifs, tous deux calculés par rapport à Ω mais avec des conventions de signes opposées, doivent être égaux. Comme les efforts passifs sont limités par les différents critères de résistance, leur moment résultant l'est aussi par une valeur que l'on notera $M_{rés}$ et que l'on appellera moment résistant maximal. Ainsi, le rapport $\Gamma_V = M_{rés}/M_{act}$ vérifie les propriétés suivantes :

$\Gamma_V < 1 \Leftrightarrow$ l'équilibre global du volume V n'est pas assuré.

$\Gamma_V \geq 1 \Leftrightarrow$ l'équilibre global du volume V pourra être assuré en moment.

Si Γ désigne la valeur minimale atteinte par Γ_V lorsque le volume V varie, alors :

$\Gamma < 1 \Leftrightarrow$ l'ouvrage n'est pas stable : l'équilibre global d'au moins un volume V n'est pas assuré.

$\Gamma \geq 1 \Leftrightarrow$ l'ouvrage est stable : l'équilibre global de tous les volumes V pourra être assuré en moment.

De plus, le volume V pour lequel Γ_V est minimal sera dit critique. Γ sera appelé facteur de confiance : il constitue une mesure de la marge de sécurité (si $\Gamma \geq 1$) ou d'insécurité (si $\Gamma < 1$) de l'ouvrage. En principe, la qualité de l'information donnée par Γ peut être améliorée de deux manières :

— soit en testant l'équilibre global de chaque volume V non seulement en moment mais aussi en résultante ;

— soit en considérant d'autres volumes que ceux limités par un arc de spirale logarithmique d'angle ϕ.

En pratique, ces deux approches, qui pourraient d'ailleurs être cumulées, sont numériquement coûteuses et la plupart du temps inefficaces dans la mesure où elles améliorent rarement la précision du facteur de confiance Γ [SALENÇON, 1989]. En particulier, nous verrons plus loin que, dans un sol frottant ($\phi \neq 0$), l'équilibre d'un volume limité par un arc de cercle de centre Ω, est toujours assuré en moment par rapport à Ω et ceci quelles que soient les forces actives. Autrement dit, pour un tel volume, Γ_V est infini.

2.3. Calcul du facteur de confiance Γ

Γ est la valeur minimale du rapport $\Gamma_V = M_{rés}/M_{act}$ lorsque le volume V varie. Pour un volume V donné, le calcul de M_{act}, moment résultant des forces actives, ne présente pas de difficultés particulières puisque toutes ces forces sont connues a priori. En revanche, le calcul de $M_{rés}$, moment résistant maximal dû aux efforts passifs, découle, comme son nom l'indique, d'une maximisation. En effet, ces efforts ne sont pas connus mais seulement astreints à respecter les capacités de résistance des constituants.

Pour calculer $M_{rés}$, examinons les efforts qui peuvent se développer le long de l'arc de spirale logarithmique AB qui limite le volume V (fig. 3). Il faut distinguer les efforts passifs dus au sol (contrainte $\underline{T} = (\sigma,\tau)$) et ceux dus aux inclusions (effort normal N).

La loupe 1 montre ce qui se passe dans le sol, en un point M de la frontière AB du volume V. Une propriété de la spirale logarithmique d'angle ϕ est que la normale extérieure au volume $\underline{n}$ fait un angle ϕ avec le rayon vecteur $\underline{\Omega M}$. La contrainte qui s'applique en M sur la facette de normale $\underline{n}$ est représentée par un vecteur $\underline{T}$ d'origine M. Pour que le critère de résistance du sol soit respecté, l'extrémité du vecteur $\underline{T}$ doit rester à l'intérieur du cône de Coulomb représenté dans le repère (M, $\underline{n}$, $\underline{t}$). Il s'ensuit que le moment de $\underline{T}$ par rapport à Ω est au plus égal à $\Omega M \times C\cos\phi$, cette valeur étant par définition le moment résistant maximal que peut fournir le sol au point M. Pour obtenir cette valeur, il n'a pas été nécessaire de déterminer $\underline{T}$ et on remarque d'ailleurs, qu'il existe une infinité de vecteurs $\underline{T}$ conduisant au même résultat.

Les loupes 2, 4 et 5 montrent, dans trois configurations différentes, ce qui se passe au niveau d'une inclusion interceptée par la frontière AB. La force qui s'applique en M sur la partie de l'inclusion appartenant au volume, est égale à $N\underline{m}$ où N désigne l'effort normal dans l'inclusion (compté positivement en traction) et $\underline{m}$ le vecteur directeur de l'inclusion, dirigé

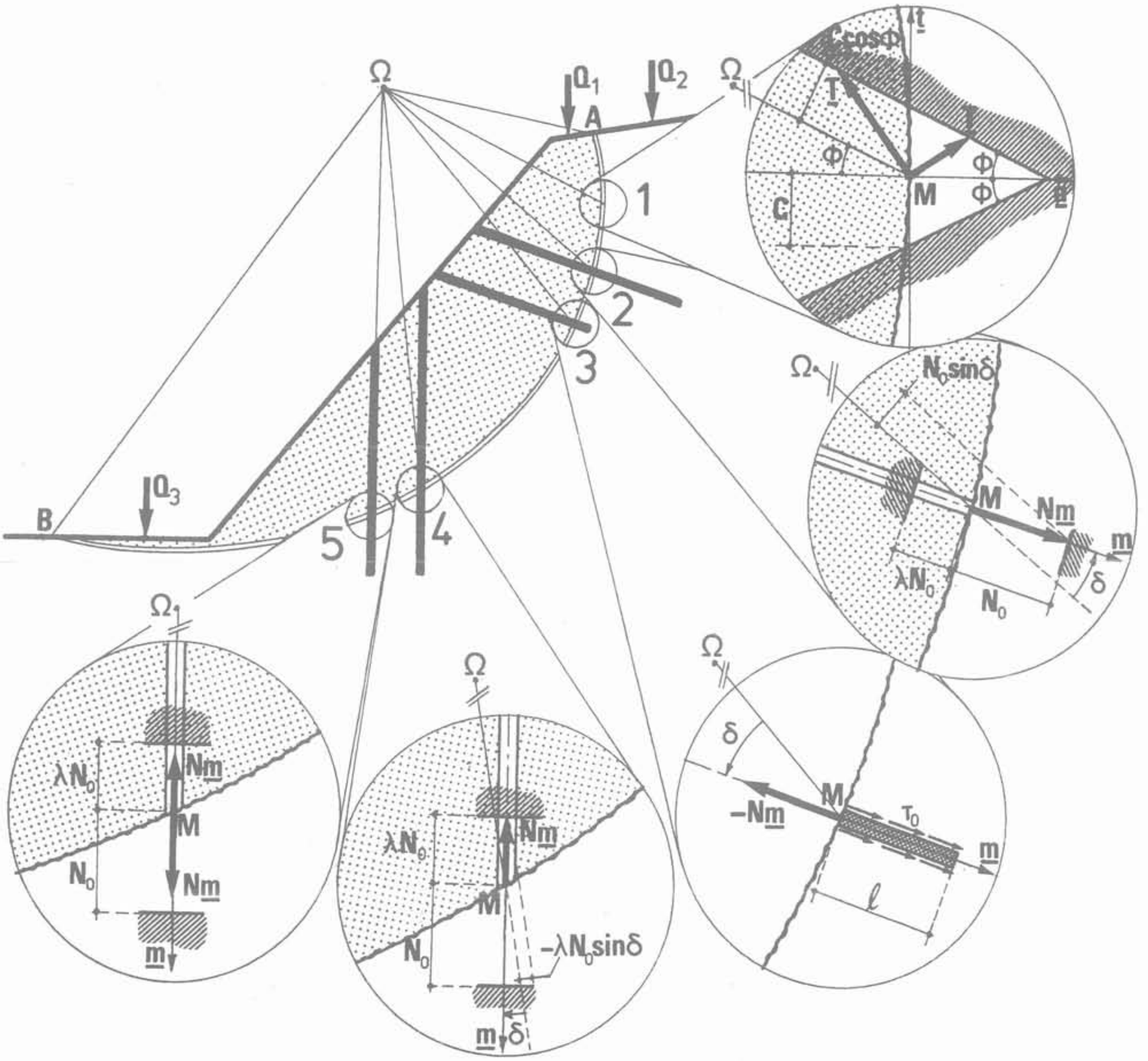


Fig. 3. — Calcul du moment résistant maximal : contribution des efforts développés le long de la frontière AB.
Fig. 3. — Computation of the maximum resisting moment : contribution of the forces developed along the boundary AB.

vers l'extérieur du volume. Le moment de cette force par rapport à Ω est égal à $\Omega M \times N\sin\delta$ si δ désigne l'angle que fait $\underline{m}$ avec le rayon vecteur $\underline{\Omega M}$. Pour que le critère de l'inclusion soit respecté, il faut que l'effort normal N reste compris entre $-\lambda N_o$ et N_o. La valeur maximale du moment dû à N va donc dépendre du signe de δ :

— si $\delta > 0$ (loupe 2), le moment résistant maximal vaut $\Omega M \times N_o\sin\delta$ car il est obtenu pour $N = N_o$, l'inclusion étant alors sollicitée en traction ;

— si $\delta = 0$ (loupe 4), quelle que soit la valeur de N, son moment est toujours nul ;

— si $\delta < 0$ (loupe 5), le moment résistant maximal vaut $-\Omega M \times \lambda N_o\sin\delta$ car il est obtenu pour $N = -\lambda N_o$, l'inclusion étant alors sollicitée en compression.

Dans les trois cas, le moment résistant maximal est donné par $\Omega M \times \sup(N_o\sin\delta\ ;\ -\lambda N_o\sin\delta)$. On remarque que le mode de sollicitation de l'inclusion (traction ou compression) ne dépend que de la position de l'inclusion par rapport au foyer Ω de la spirale (angle δ).

La loupe 3 montre enfin ce qui se passe à l'interface sol-inclusion. Pour que la portion d'inclusion de longueur ℓ qui se trouve à l'extérieur du volume, soit en équilibre, il faut que l'effort $-N\underline{m}$ qui lui est appliqué au point M puisse être effectivement équilibré par la résultante des efforts de cisaillement τ à l'interface sur la longueur extérieure ℓ. Ces derniers étant limités par le critère de Tresca, la norme de l'effort normal N ne peut en aucun cas excéder la valeur ℓf_1. Le critère d'interface impose donc sur le moment résistant fourni par l'effort normal N, une limitation qui peut, dans certains cas, s'avérer plus restrictive que le propre critère de résistance de l'inclusion. La valeur maximale du moment résistant calculée précédemment doit alors être révisée à la baisse :

— si $\delta \geq 0$ et $\ell f_1 < N_o$, on obtient $\Omega M \times \ell f_1\sin\delta$, ce qui correspond à l'arrachement de l'inclusion sollicitée en traction ;

— si $\delta \leq 0$ et $\ell f_1 < \lambda N_o$, on obtient $-\Omega M \times \ell l_1\sin\delta$, ce qui correspond à l'enfoncement de l'inclusion sollicitée en compression.

Finalement, le moment résistant maximal total $M_{rés}$, résulte de la somme des contributions dues au sol et aux inclusions. $M_{rés}$ est donc égal à l'intégrale du terme $\Omega M \times C\cos\phi$ lorsque le point M décrit l'arc de spirale AB, augmentée du terme $\Omega M \times \sup\{\inf(N_o\ ;\ \ell f_1)\sin\delta\ ;\ -\inf(\lambda N_o\ ;\ \ell f_1)\sin\delta\}$ chaque fois que la spirale intercepte une inclusion. Le calcul de $M_{rés}$ est donc très simple, d'autant plus que l'intégrale le long de la spirale possède une expression analytique explicite.

Le raisonnement qui vient d'être détaillé pour un volume limité par une spirale logarithmique d'angle ϕ peut également être appliqué à un volume V limité par une droite (fig. 4). A la place des moments M_{act} et $M_{rés}$, on considère les forces résultantes R_{act} et $R_{rés}$ suivant la direction inclinée d'un angle ϕ par rapport à la droite frontière AB. En examinant successivement les efforts passifs dus au sol et aux inclusions, on montre que la résultante résistante maximale $R_{rés}$ est

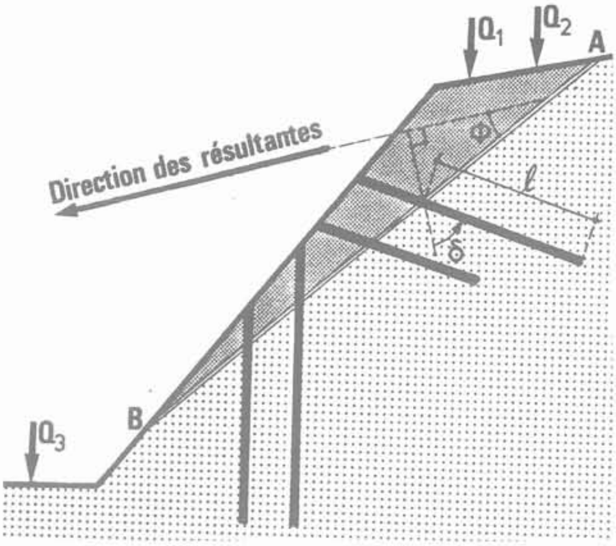


Fig. 4. — Volume de sol limité par une droite.
Fig. 4. — Volume of soil limited by a straight line.

égale à l'intégrale le long de la ligne de rupture de la quantité $C\cos\phi$, augmentée du terme $\sup\{\inf(N_o\ ;\ \ell f_1)\sin\delta\ ;\ -\inf(\lambda N_o\ ;\ \ell f_1)\sin\delta\}$ chaque fois que la ligne de rupture rencontre une inclusion (δ et ℓ sont indiqués sur la figure 4). Le rapport $\Gamma_V = R_{rés}/R_{act}$ est le majorant correspondant du facteur de confiance Γ de l'ouvrage. Ce résultat s'obtient directement à partir des moments M_{act} et $M_{rés}$ en considérant un volume limité par une spirale logarithmique d'angle ϕ dont le foyer serait rejeté à l'infini.

3. COMPARAISON AVEC D'AUTRES MÉTHODES

Nous nous référons ici aux méthodes de calcul les plus courantes (Fellenius, Bishop, Spencer, perturbations, etc.) qui sont toutes basées sur le même principe : l'étude de la stabilité de certains volumes de sol sous l'action conjuguée des forces actives (ou motrices) et des efforts passifs (ou résistants). Les seuls points sur lequels ces méthodes sont susceptibles de différer fondamentalement sont :

— la courbe frontière des volumes testés (cercle, ligne brisée, etc.) ;

— la manière dont le moment résistant maximal (ou la résultante résistante maximale) est calculé, le calcul du moment actif (ou de la résultante active) ne présentant aucune difficulté.

Toutes ces méthodes sont basées sur un certain nombre d'hypothèses arbitraires qui permettent de déterminer, le long de la frontière du volume, une distribution d'efforts passifs supposée fournir le moment maximal (ou la résultante maximale). Ces hypothèses varient d'une méthode à l'autre. Citons entre autres :

— le découpage du volume en tranches verticales ;

— l'annulation des cisaillements entre deux tranches ;

— la courbe de variation des efforts le long de la frontière ;

— le cône de diffusion des forces linéiques ;

— l'angle critique à partir duquel une inclusion est sollicitée en traction ou en compression.

Le point fort de la méthode présentée est qu'elle permet de calculer le moment résistant maximal $M_{rés}$ (ou la résultante $R_{rés}$) sans recourir à la détermination d'une distribution d'efforts passifs le long de la frontière du volume. Elle présente donc un double avantage par rapport aux autres méthodes :

— elle est mécaniquement rigoureuse car elle ne fait appel à aucune hypothèse arbitraire. Seules sont nécessaires les données minimales, c'est-à-dire la géométrie de l'ouvrage, son chargement et les capacités de résistance de ses constituants ;

— elle est plus rapide car $M_{rés}$ (ou $R_{rés}$) est calculé directement à partir de la forme de la frontière et des critères de résistance des constituants rencontrés (voir § 2.3.). En particulier, il n'est pas nécessaire de découper le volume en tranches.

Il faut enfin signaler que le choix d'une frontière en forme de spirale logarithmique d'angle ϕ n'est pas arbitraire. En effet, quelle que soit la frontière considérée (arc de cercle, ligne brisée, etc.), il est toujours possible et aisé de calculer le moment résistant maximal par rapport à un point quelconque (ou la résultante résistante maximale suivant une direction quelconque) ainsi que le moment résultant (ou la résultante) des forces actives correspondant. On obtient bien à chaque fois un nouveau majorant $\Gamma_V = M_{rés}/M_{act}$ (ou $R_{rés}/R_{act}$) du facteur de confiance Γ de l'ouvrage mais l'expérience montre que, s'il n'est pas infini, il n'améliore quasiment jamais l'estimation obtenue à partir des seules spirales d'angle ϕ. Considérons par exemple, la forme de frontìètre la plus couramment utilisée, un arc de cercle AB de centre Ω (fig. 5) et calculons le moment résistant maximal $M_{rés}$ par rapport à Ω de la même manière qu'au paragraphe 2.3.

Le calcul des contributions dues aux inclusions n'est pas fondamentalement modifié dans la mesure où l'expression $\Omega M \sup\{ \inf(N_o\ ;\ \ell f_1)\sin\delta\ ;\ -\inf(\lambda N_o\ ;\ \ell f_1)\sin\delta \}$ est encore valable. En revanche, le moment

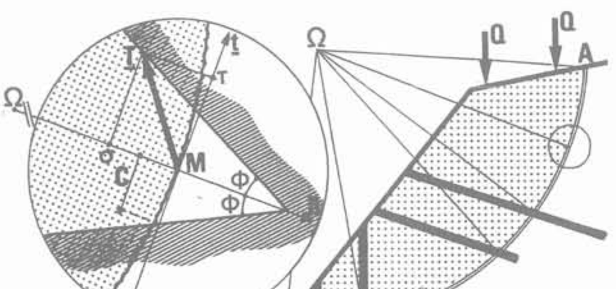


Fig. 5. — Calcul du moment résistant maximal dû au sol pour un volume limité par un arc de cercle AB.

Fig. 5. — Computation of the maximum resisting moment due to the soil for a volume limited by an arc of a circle AB.

résistant maximal dû au sol est infini. Pour le montrer, examinons à nouveau ce qui ce passe dans le sol en un point M de l'arc AB (loupe de la figure 5). Cette fois-ci, la normale extérieure $\underline{n}$ au bloc est portée par le rayon vecteur $\underline{\Omega M}$ si bien que le moment par rapport à Ω du vecteur contrainte $\underline{T} = (\sigma,\tau)$ est égal à $\tau \times \Omega M$. Bien que l'extrémité du vecteur $\underline{T}$ doive rester à l'intérieur du cône de Coulomb, la quantité $\tau \times \Omega M$ n'est pas bornée : il suffit, par exemple, de choisir $\underline{T} = (-\tau/\mathrm{tg}\phi,\tau)$ et de faire tendre τ vers $+\infty$ pour obtenir un moment infini. Par conséquent, le moment résistant maximal total $M_{rés}$ est infini ainsi que le rapport $\Gamma_V = M_{rés}/M_{act}$ et ceci, quelle que soit la valeur de M_{act}. Nous venons ainsi de montrer que, dans un sol frottant ($\phi \neq 0$), l'équilibre d'un volume limité par un arc de cercle de centre Ω est toujours assuré en moment par rapport à Ω quelles que soient les forces actives appliquées. Dans les méthodes de calcul courantes, ce résultat est faussé : des hypothèses arbitraires supplémentaires permettent de déterminer une valeur particulière du vecteur contrainte $\underline{T}$, si bien que le moment résistant correspondant est toujours fini. Le seul cas où la méthode de calcul présentée et les méthodes courantes peuvent se rejoindre est obtenu lorsque l'angle de frottement ϕ est nul (une spirale logarithmique d'angle nul est un cercle).

4. APPROCHE DE LA SÉCURITÉ

En matière de sécurité, la philosophie de la méthode présentée s'inspire du calcul aux états limites pour le béton armé (codes BAEL et CEB). Cette approche de la sécurité, nouvelle pour les ouvrages de soutènement, est conforme aux réflexions menées par les recommandations CLOUTERRE actuellement en cours de rédaction.

4.1. Coefficients de sécurité partiels

En plus des données définissant la géométrie, les capacités de résistance et le mode de chargement de l'ouvrage, il est possible d'imposer des coefficients de sécurité partiels de deux types :

— ceux relatifs aux capacités de résistance des constituants (sol, inclusion, interface sol-inclusion) : chaque caractéristique de résistance (ϕ, C, N_o, f_1) est pondérée par un réel supérieur à l'unité ($F\phi$, F_C, F_{N_o}, F_{f_1}) de manière à ce que les critères obtenus soient inclus dans les critères initiaux (ϕ' tel que $\mathrm{tg}\phi = \mathrm{tg}\phi'/F\phi$, $C' = C/F_C$, $N'_o = N_o/F_{N_o}$, $f'_1 = f_1/F_{f_1}$). En particulier, pour que le critère de Coulomb vérifie cette propriété, la condition $F_\phi \leq F_C$ est nécessaire. Tout en généralisant l'égalité $F_\phi = F_C$ couramment utilisée, cette inégalité traduit le fait que la cohésion d'un sol est généralement moins bien connue que son angle de frottement, rejoignant en cela les réglementations canadienne et danoise ;

— ceux relatifs au chargement (poids propre et surcharges) : à chaque charge sont affectés deux coefficients, l'un minorateur ($F^- \leq 1$), l'autre majorateur ($F^+ \geq 1$), car il n'est pas toujours possible de savoir a priori si une charge est ou non stabilisatrice. Toute charge Q pourra donc varier entre QF_Q^- et QF_Q^+. Seul le poids propre γ fait exception et sera seulement majoré.

D'une manière générale, les valeurs caractéristiques des capacités de résistance et des charges sont définies de manière probabiliste et les coefficients de sécurité associés sont liés aux probabilités d'occurrence et de dépassement.

4.2. Définition du facteur de confiance Γ compte tenu de la sécurité

Les coefficients de sécurité partiels sont respectés si l'ouvrage est encore stable dans la configuration la plus pessimiste c'est-à-dire pour les capacités de résistance pondérées donc minimales et pour le chargement le plus défavorable (charges majorées ou minorées suivant le cas). Le facteur de confiance Γ vérifie alors les propriétés suivantes :

$\Gamma < 1 \Leftrightarrow$ l'ouvrage n'est pas stable dans la configuration la plus pessimiste : l'équilibre global d'au moins un volume V ne peut pas être assuré compte tenu de la sécurité exigée ;

$\Gamma \geq 1 \Leftrightarrow$ l'ouvrage est stable dans la configuration la plus pessimiste : l'équilibre global de tous les volumes V testés pourra être assuré en moment compte tenu de la sécurité exigée.

Ainsi défini, le facteur de confiance Γ mesure la marge de sécurité (ou d'insécurité) qui subsiste une fois que tous les coefficients partiels ont été pris en compte. Le concepteur devra donc faire en sorte que Γ soit aussi proche que possible de l'unité par valeurs supérieures. En pratique, la valeur minimale de Γ poura être légèrement supérieure à l'unité (1,05 par exemple) afin de tenir compte de l'incertitude due aux calculs.

4.3. Calcul du facteur de confiance Γ compte tenu de la sécurité

C'est la définition même du facteur de confiance qui dicte la manière dont les coefficients de sécurité partiels doivent être introduits dans le calcul de Γ. Le facteur de confiance est toujours la valeur minimale du rapport $\Gamma_V = M_{rés}/M_{act}$ lorsque le volume V varie. Simplement, les capacités de résistance et les charges doivent être pondérées de manière à ce que, d'une part, le moment résistant maximal $M_{rés}$ soit le plus faible possible et que, d'autre part, le moment résultant des forces actives M_{act} soit le plus fort possible.

La prise en compte des coefficients de sécurité partiels sur les capacités de résistance est très facile à mettre en œuvre : il suffit, avant tout calcul, de remplacer les caractéristiques nominales de résistance par leurs valeurs pondérées. En particulier, les volumes considérés doivent être limités par des spirales logarithmiques d'angle ϕ'.

En revanche, la prise en compte des coefficients de sécurité partiels sur les charges ne peut pas être mise en œuvre de manière aussi systématique : une même charge pouvant se révéler stabilisatrice pour un volume et déstabilisatrice pour un autre, sa pondération (minoration ou majoration) doit être révisée à chaque nouveau calcul de M_{act}. Ainsi une charge active est majorée (resp. minorée) si son moment est positif (resp. négatif) c'est-à-dire si elle est défavorable (resp. favorable) pour le volume considéré. Le volume V pour lequel le rapport Γ_V est minimal sera encore appelé volume critique et une charge sera déclarée favorable ou défavorable pour l'ouvrage si, et seulement si, elle l'est pour le volume critique.

4.4. Comparaison avec l'approche usuelle de la sécurité

Il s'agit ici de comparer le facteur de confiance Γ qui vient d'être défini, au coefficient de sécurité F traditionnellement utilisé pour les ouvrages de soutènement.

On rappelle la définition de ce coefficient F : soit V un volume limité par le terrain naturel et une frontière quelconque. Le coefficient de sécurité F_V du volume V, supposé constant le long de la frontière, est le rapport de la contrainte de cisaillement maximale admissible dans le sol, à la contrainte de cisaillement mobilisée le long de la frontière. Cela revient à considérer que le volume V est à l'« équilibre limite », c'est-à-dire que le moment actif est égal au moment résistant maximal avec les caractéristiques réduites C/F_V et $\operatorname{arctg}(\operatorname{tg}\phi/F_V)$. Le coefficient de sécurité F de l'ouvrage est alors la valeur minimale de F_V lorsque le volume V varie.

Il est donc clair que le coefficient de sécurité F ne correspond pas au facteur de confiance Γ et ceci, indépendamment de la méthode de calcul employée. Néanmoins, pour une même méthode de calcul (forme de frontière et calcul de $M_{rés}$ identiques), il existe une relation entre Γ et F : pour la méthode de calcul présentée, F est la valeur commune de F_ϕ et F_C pour laquelle le facteur de confiance Γ vaut 1. Il est donc possible de déterminer F par approximations successives (en pratique, très peu d'itérations sont nécessaires). Inversement, toute méthode capable de calculer F pourrait, moyennant quelques modifications, calculer Γ. Toutefois, les différences fondamentales qui subsistent au niveau du calcul (voir §3) font que les valeurs de F ou de Γ peuvent varier d'une méthode à l'autre.

A méthode de calcul égale, les notions de facteur de confiance et de coefficient de sécurité sont donc apparemment équivalentes. En fait, le facteur de confiance Γ présente d'indéniables avantages sur le coefficient de sécurité F :

— la notion de facteur de confiance permet de prendre en compte des coefficients de sécurité différents sur la cohésion et l'angle de frottement ;

— en pratique, lors du dimensionnement ou de la vérification d'un ouvrage, le problème n'est pas de connaître la valeur du coefficient de sécurité sur le sol F mais seulement de savoir s'il est supérieur ou inférieur à la valeur minimale F_{min} imposée par la réglementation ou, à défaut, par le cahier des charges. Autrement dit, le problème n'est pas de déterminer F mais bien de savoir si le facteur de confiance Γ est supérieur ou inférieur à 1 lorsque $F_\phi = F_C = F_{min}$;

— dans le cas d'un ouvrage renforcé, la définition même du coefficient de sécurité F peut être mise en défaut indépendamment de la méthode de calcul employée : on peut montrer que le coefficient de sécurité F devient infini au-delà d'un certain niveau de renforcement. Le facteur de confiance Γ ne présente pas cet inconvénient ;

— dans le cas d'un sol hétérogène, le facteur de confiance permet de définir des coefficients de sécurité différents sur les capacités de résistance de chaque type de sol.

En somme, le coefficient de sécurité F, initialement défini pour les talus homogènes non renforcés, supporte mal d'être généralisé au cas des ouvrages renforcés. Le facteur de confiance Γ est en revanche bien conçu pour tous les types d'ouvrages.

5. MISE EN ŒUVRE INFORMATIQUE

La méthode présentée a été mise en œuvre dans un logiciel (STARS) conçu pour fonctionner en mode conversationnel sur micro-ordinateur. Nous présentons ci-après quelques aspects pratiques du logiciel (description des données, du calcul, des résultats et du support informatique).

5.1. Les données

La figure 6 présente les données acceptées par la version actuelle du logiciel. Probablement appelée à être complétée ultérieurement, cette liste de base est d'ores et déjà apte à décrire précisément un grand nombre de cas réels.

Le tableau 1 donne la définition, l'unité et, éventuellement, le domaine de variation des variables relatives à la géométrie, au chargement et aux capacités de résistance. On a choisi les conventions suivantes :

— les abscisses et les cotes sont relatives au repère Oxz représenté sur la figure 1 ;

— les angles sont comptés positivement dans le sens trigonométrique inverse ;

— les efforts sont comptés positivement vers le bas.

Certains renseignements doivent être considérés à la lumière des hypothèses suivantes :

— les plans supérieur et inférieur du talus sont supposés semi-infinis. Ceci explique que leurs inclinaisons

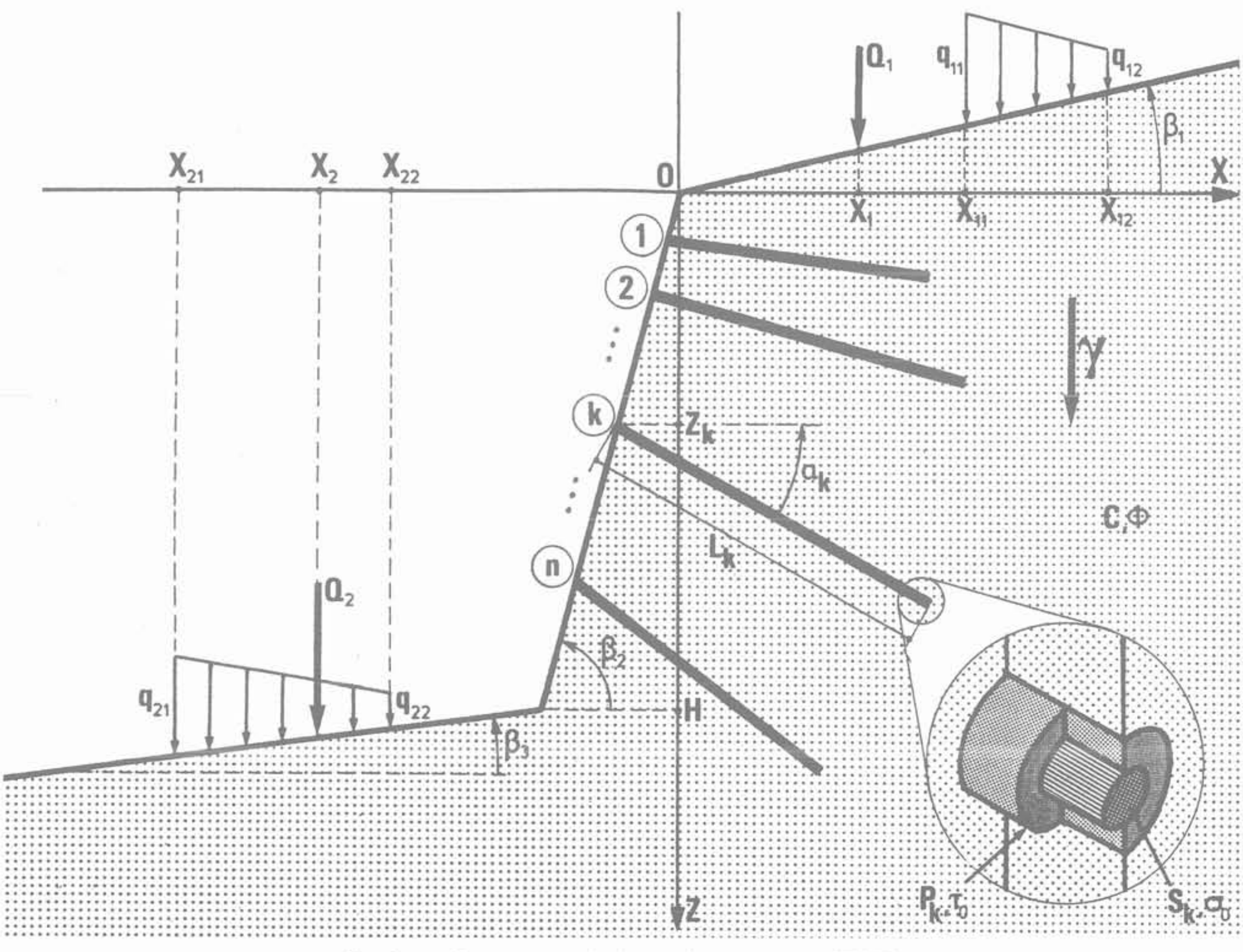


Fig. 6. — Ouvrage standard pour le programme STARS.
Fig. 6. — Standard structure for the programm STARS.

Tableau 1. — Description des données définissant l'ouvrage
Table 1. — Specification of the data defining the structure

Symbole	Définition	Unité	Restrictions
H	Hauteur du talus	m	$H > 0$
β_1	Inclinaison du plan supérieur	Degré	$\beta_1 \leq \phi$ et $\pi\text{-}\beta_2 < \beta_1 < \beta_2$
β_2	Inclinaison du talus	Degré	$0 < \beta_2 \leq \pi/2$
β_3	Inclinaison du plan inférieur	Degré	$\beta_3 \leq \phi$ et $\pi\text{-}\beta_2 < \beta_3 < \beta_2$
γ	Poids volumique du sol (homogène)	kN/m^3	$\gamma \geq 0$
ϕ	Angle de frottement interne (homogène)	Degré	$0 \leq \phi < \pi/2$
C	Cohésion du sol (homogène)	kPa	$C \geq 0$
Q_i	i^e surcharge linéique	kN/m	
X_i	Abscisse du point d'application de Q_i	m	$X_i \leq -H \operatorname{ctg}\beta_2$ ou $X_i \geq 0$
q_{j1}, q_{j2}	Densités extrêmes de la j^e surcharge surfacique	kPa	
X_{j1}, X_{j2}	Abscisses extrêmes de l'intervalle d'application de q_j	m	$X_{j1} \neq X_{j2}$ et $\max(X_{j1},X_{j2}) \leq -H \operatorname{ctg}\beta_2$ ou $\min(X_{j1}, X_{j2}) \geq 0$
n	Nombre de lits d'inclusions		$n \geq 0$
σ_o	Traction limite de l'acier constitutif des inclusions	kPa	$\sigma_o \geq 0$
τ_o	Cisaillement limite à l'interface sol-inclusion	kPa	$\tau_o \geq 0$
Z_k	Cote du point d'émergence du k^e lit d'inclusions	m	$0 \leq Z_k \leq H$
α_k	Inclinaison du k^e lit d'inclusions	Degré	$-\beta_2 < \alpha_k < \pi-\beta_2$
L_k	Longueur du k^e lit d'inclusions	m	$L_k \geq 0$
S_k	Section équivalente du k^e lit d'inclusions	cm^2/m	$S_k \geq 0$
P_k	Périmètre équivalent du k^e lit d'inclusions	cm/m	$P_k \geq 0$

respectives ne puissent excéder l'angle de frottement interne du sol en valeur absolue ;

— l'ouvrage est considéré sous l'hypothèse de déformation plane. C'est pour cette raison que certaines quantités sont données par mètre linéaire transversal (Q_i, S_k, P_k) ;

— le sol est régi par un critère de Coulomb ;

— les inclusions sont supposées ne résister qu'en traction, les résistances en compression, flexion et cisaillement étant a priori négligées. Toutefois, une option permet de prendre en compte la résistance en compression ;

— l'interface sol-inclusion est régie par un critère de Tresca ;

— chaque lit d'inclusions est caractérisé par une section équivalente S_k exprimée en cm^2/m et un périmètre extérieur équivalent P_k exprimé en cm/m. Ils représentent respectivement la section d'acier d'une inclusion et son périmètre extérieur (éventuellement périmètre du coulis), tous deux rapportés à la distance séparant deux inclusions successives du même lit ;

— en théorie, rien ne limite le nombre de surcharges et le nombre de lits d'inclusions. En pratique, le programme accepte jusqu'à 10 lits d'inclusions et 8 surcharges (4 linéiques et 4 surfaciques). Bien entendu, ce choix n'est pas irréversible mais il nous a semblé raisonnable compte tenu du volume de données à saisir et des temps de calcul observés.

Le tableau 2 récapitule les coefficients de sécurité partiels et leurs effets pondérateurs.

Tableau 2. — Coefficients de sécurité partiels
Table 2. — Partial safety coefficients

Valeurs caractéristiques	Coefficients de sécurité	Valeurs pondérées	Restrictions
ϕ	F_ϕ	$\operatorname{arctg}(\operatorname{tg}\phi/F_\phi)$	$F_\phi \geq 1$
C	F_C	C/F_C	$F_C \geq F_\phi$
σ_o	F_{σ_o}	σ_o/F_{σ_o}	$F_{\sigma_o} \geq 1$
τ_o	F_{τ_o}	τ_o/F_{τ_o}	$F_{\tau_o} \geq 1$
γ	F_γ	γF_γ	$F_\gamma \geq 1$
Q_i	$F_{Q_i}^-$, $F_{Q_i}^+$	$[Q_i F_{Q_i}^- \,;\, Q_i F_{Q_i}^+]$	$F_{Q_i}^- \leq 1 \leq F_{Q_i}^+$
q_j	$F_{q_j}^-$, $F_{q_j}^+$	$[q_j F_{q_j}^- \,;\, q_j F_{q_j}^+]$	$F_{q_j}^- \leq 1 \leq F_{q_j}^+$

5.2. Les résultats

Les volumes limités par une spirale ou une droite constituent une famille dépendant de trois paramètres. Le rapport $\Gamma_V = M_{rés}/M_{act}$ est alors une fonction scalaire définie sur un sous-ensemble E de R^3 (les paramètres doivent vérifier certaines conditions pour que le volume correspondant soit correctement défini). Par abus de langage, un triplet de E sera appelé volume. Le facteur de confiance Γ de l'ouvrage est donc le minimum sur E de la fonction Γ_V et l'élément de E où ce miminum est atteint est le volume critique. En général, la fonction Γ_V n'est pas convexe sur E. Elle admet donc des minima locaux pour des volumes qui seront qualifiés de sous-critiques. Le volume critique est donc l'un des volumes sous-critiques.

Pour un ouvrage renforcé par n lits d'inclusions, le logiciel détermine automatiquement n + 2 volumes sous-critiques ainsi que les rapports Γ_V associés :

— pour i variant de 1 à n + 1, le volume sous-critique numéro i est le moins stable parmi ceux dont la frontière commence sur le plan supérieur et débouche sur le parement juste au-dessus du i^{eme} lit d'inclusions sans l'intercepter (le lit fictif numéro n + 1 correspond au prolongement du plan inférieur). Ces volumes seront dits de type I (fig. 7) ;

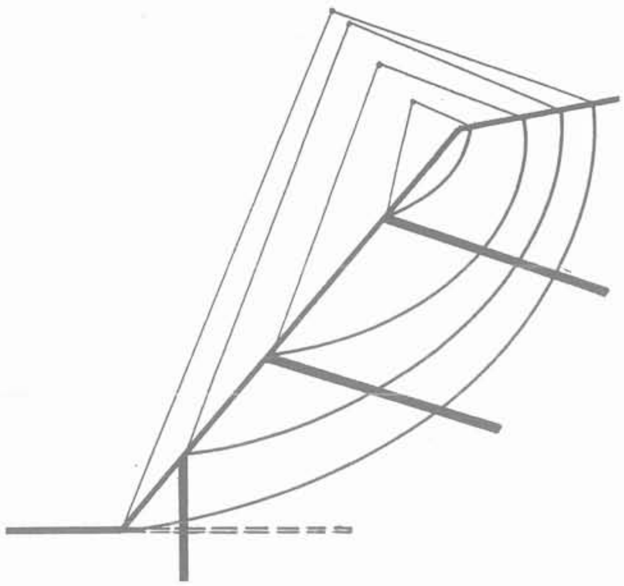


Fig. 7. — Volumes de type I.
Fig. 7. — I-type volumes.

— le volume sous-critique numéro n + 2 est le moins stable parmi ceux dont la frontière commence sur le plan supérieur et débouche sur le plan inférieur (ou au pied du talus en interceptant le lit fictif numéro n + 1). Ces volumes sont dits de type II (fig. 8).

Le facteur de confiance Γ de l'ouvrage est alors égal au plus petit des n + 2 rapports Γ_V ainsi déterminés et le volume critique est celui qui réalise cette valeur minimale.

Bien entendu, dans le cadre d'une simple vérification de la stabilité d'un ouvrage, il suffit de connaître la valeur de son facteur de confiance Γ. En revanche, dès que l'on désire contrôler ou améliorer le rendement d'un schéma de renforcement, la connaissance des volumes sous-critiques et des rapports Γ_V associés est fondamentale. Lors des exemples présentés dans le paragraphe 6, nous verrons comment cette information permet de localiser les « points faibles » du renforcement.

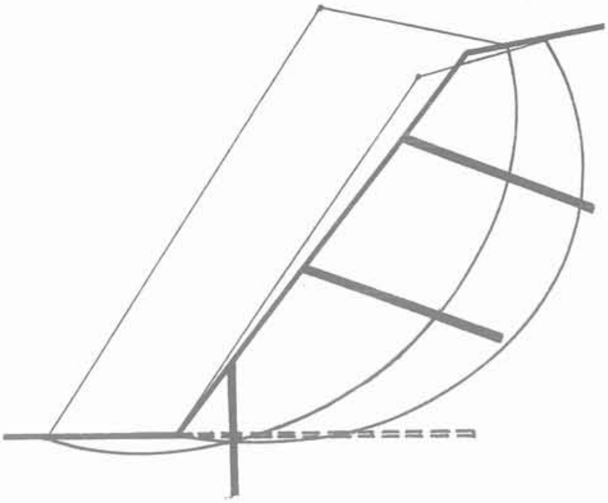


Fig. 8. — Volumes de type II.
Fig. 8. — II-type volumes.

5.3. L'environnement informatique

Le lecteur trouvera ici quelques indications qui lui permettront de se faire une idée concrète du mode de fonctionnement du logiciel conçu pour un micro-ordinateur (640 Ko de RAM) sous-système d'exploitation MS-DOS, possédant un écran graphique et un coprocesseur scientifique. Le programme est écrit en FORTRAN (partie calcul) et en TURBOPASCAL (partie graphique).

La saisie des données simplifie la tâche de l'utilisateur. Tout se passe comme si ce dernier devait remplir une fiche de renseignement sur le problème qu'il désire étudier. La fiche apparaît sur l'écran, accompagnée d'un schéma explicatif. L'utilisateur peut remplir la fiche dans n'importe quel ordre et peut la modifier à volonté. Etant donné le nombre important de paramètres à définir, la fiche de renseignement est divisée en cinq rubriques qui apparaissent successivement à l'écran :

— l'ouvrage et le sol (H, β_1, β_2, β_3, γ, ϕ et C) ;

— les charges concentrées (Q_i et X_i) ;

— les charges réparties (q_{j1}, q_{j2}, X_{j1} et X_{j2}) ;

— le renforcement (n, σ_o, τ_o, Z_k, α_k, L_k, S_k et P_k) ;

— les coefficients de sécurité partiels sur les résistances ($F\phi$, F_C, F_{σ_o} et F_{τ_o}) et sur le chargement (F_γ, $F_{Q_i}{}^-$, $F_{Q_i}{}^+$, $F_{q_j}{}^-$ et $F_{q_j}{}^+$).

Lorsqu'une rubrique est complète, le programme vérifie si elle est cohérente avec les restrictions du tableau 1 ou 2. Lorsque la valeur d'un paramètre ne satisfait pas les conditions qui lui sont prescrites, le programme envoie un message qui peut être de deux types :

— un message de type « erreur » signifie que le calcul du facteur de confiance Γ est impossible. Dans ce cas, l'utilisateur est contraint de modifier la donnée fautive ;

— un message de type « avertissement » signifie que le facteur de confiance Γ peut être calculé à condition que la donnée concernée ne soit pas prise en compte. Ainsi, à chaque fois qu'une surcharge ou un lit d'inclusions n'est pas correctement défini, le calcul sera effectué sans en tenir compte. Il n'est donc pas nécessaire de préciser le nombre de surcharges. Nous avons néanmoins conservé le nombre de lits d'inclusions pour pouvoir étudier très commodément les phases de construction (voir l'exemple 6.2.).

Lorsqu'il n'y a plus de messages d'erreur dans aucune des cinq rubriques, l'utilisateur a le choix entre deux options non exclusives :

— soit il demande une visualisation de l'ouvrage qui lui permet de vérifier rapidement que le jeu de données correspond bien à l'ouvrage qu'il désire étudier ;

— soit il demande directement le calcul du facteur de confiance Γ. Les volumes sous-critiques de type I et II sont déterminés séparément et sur la demande de l'utilisateur. Il arrive en effet fréquemment que l'un ou l'autre type de volumes ne soit pas pertinent pour l'ouvrage étudié.

Le temps de calcul est étroitement lié à la capacité de l'ordinateur. Sur un micro-ordinateur de type AT, il varie de quelques secondes à quelques minutes suivant que la sécurité est ou non prise en compte et suivant les nombres de lits d'inclusions et de surcharges.

A l'issue d'un calcul complet, le programme fournit donc les n + 2 rapports Γ_V correspondant aux n + 2 volumes sous-critiques définis au paragraphe 5.2., le plus petit d'entre eux étant le facteur de confiance Γ de l'ouvrage. L'utilisateur peut alors demander une représentation complète de l'ouvrage et des volumes sous-critiques qui viennent d'être déterminés, le volume critique étant repréré d'une couleur différente.

Les trois étapes du programme (saisie des données, calcul, visualisation) sont, dans une certaine mesure, indépendantes. L'utilisateur peut, à tout moment, modifier les données, calculer le facteur de confiance ou encore, visualiser l'ouvrage et, éventuellement, les volumes sous-critiques déterminés à l'étape précédente. Le mode d'utilisation choisi dépendra du but recherché (vérification, dimensionnement, optimisation) comme nous allons le voir au cours des exemples du paragraphe suivant.

6. EXEMPLES D'UTILISATION

Les deux exemples retenus l'ont été pour des raisons bien différentes : le premier a surtout une valeur pédagogique dans la mesure où il permet de faire l'apprentissage du logiciel ; le second est une simulation réaliste d'un cas tel qu'il pourrait se présenter à un ingénieur.

6.1. Position et longueur optimales d'un lit d'inclusion

Le but de ce premier exemple est de montrer comment utiliser les volumes sous-critiques et les rapports Γ_V associés de manière à optimiser un schéma de renforcement. Par souci de clarté, nous avons délibérément choisi d'étudier un ouvrage très simple : il s'agit d'un talus vertical pesant reposant sur un substratum rigide et susceptible d'être renforcé par un seul lit d'inclusions horizontales. De plus, certaines caractéristiques sont imposées a priori (fig. 9)

Par ailleurs, tous les coefficients de sécurité partiels sont égaux à l'unité. L'optimisation du schéma de renforcement ne porte donc que sur deux paramètres à savoir la profondeur Z et la longueur L des inclusions. Plus précisément, nous nous proposons de déterminer successivement :

— la profondeur Z_{opt} à laquelle doivent être placées les inclusions supposées infiniment longues pour que le facteur de confiance Γ de l'ouvrage soit maximal ;

— à cette profondeur Z_{opt}, la longueur L_{opt} des inclusions au-dessous de laquelle le facteur de confiance Γ_{opt} obtenu à l'étape précédente n'est plus atteint.

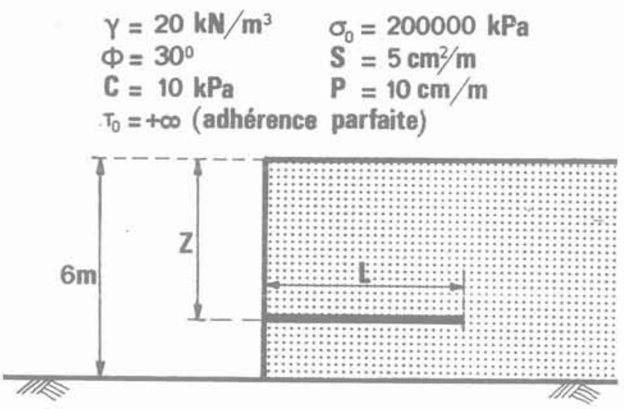


Fig. 9. — Détermination des positions et longueur optimales d'un lit d'inclusions.

Fig. 9. — Determination of the optimal position and length of a layer of inclusions.

Huit passages informatiques effectués pour différentes valeurs du couple (Z, L) ont été sélectionnés pour leur caractère représentatif. Sur la figure 10 sont reproduits les résultats tels qu'ils apparaissent à l'utilisateur : sur un schéma de l'ouvrage sont représentés le(s) volume(s) sous-critique(s) de type I (la présence du substratum rigide élimine a priori le volume sous-critique de type II). Le volume critique correspond à la frontière continue, les volumes sous-critiques éventuels étant représentés en pointillés. Le rapport Γ_V de chaque volume est indiqué en regard du point du parement où débouche sa frontière et le facteur de confiance Γ est rappelé en haut à gauche. Enfin, le temps de calcul sur un micro-ordinateur compatible de type AT est indiqué en secondes dans un encadré en haut à droite.

Le premier passage (fig. 10.a.) concerne le talus non renforcé. Le seul volume sous-critique déterminé est aussi le volume critique et sa frontière passe par le pied du talus. On vérifie que la valeur obtenue pour le facteur de confiance (Γ = 0,56) coïncide avec celle calculée à partir d'abaques fondées sur la théorie des charges limites (voir par exemple CHEN, 1975).

Pour les deux passages suivants (fig. 10.b. et 10.c.), les inclusions, supposées infiniment longues, ont été placées à deux profondeurs différentes (Z = 2 m, puis Z = 4 m). Dans les deux cas, on obtient deux volumes sous-critiques de type I : la frontière de l'un débouche juste au-dessus du lit d'inclusions alors que celle de l'autre passe par le pied du talus. Suivant la profondeur Z du lit d'inclusions, c'est l'un ou l'autre de ces deux volumes qui devient critique mais, dans les deux cas, le facteur de confiance Γ est amélioré par rapport à la configuration 10.a. : de 0,56, il passe à 1,18 lorsque Z = 2 m et à 0,84 lorsque Z = 4 m. Le meilleur facteur de confiance Γ_{opt}, c'est-à-dire le plus élevé, sera donc obtenu pour la profondeur Z_{opt} telle que les rapports Γ_V des deux volumes sous-critiques soient égaux (fig. 10.d.). Cette profondeur optimale Z_{opt} peut être déterminée avec toute la précision voulue par approximations successives (dans l'exemple traité, Z_{opt} = 2,59 m au centimètre près !). Pour cette valeur de Z, le facteur de confiance atteint sa valeur maximale Γ_{opt} = 1,29.

Les derniers passages (fig. 10.e. à 10.h.) concernent l'optimisation de la longueur des inclusions. La profondeur Z étant alors fixée à sa valeur optimale Z_{opt} = 2,59 m, l'objectif est de déterminer la longueur minimale L_{opt} que doivent avoir les inclusions pour que le facteur de confiance Γ_{opt} soit atteint. Le premier passage, effectué avec L = 5 m (fig. 10.e.), conduit au même résultat que le passage avec une longueur infinie (les volumes et les rapports Γ_V associés sont identiques). Il permet donc d'affirmer que L_{opt} est inférieure à 5 m. En revanche, le second passage, effectué avec L = 3 m (fig. 10.f.), indique une chute du facteur de confiance de 1,29 à 0,64, ce qui permet d'affirmer que L_{opt} est supérieure à 3 m. Par rapport au passage précédent, seul le volume sous-critique dont la frontière passe par le pied du talus a été modifié. Il redevient le seul volume critique avec cette particularité que les inclusions ne sont plus sollicitées. Ceci ne signifie pas que le renforcement soit inefficace : la comparaison des figures 10.a. et 10.f. montre que le facteur de confiance est amélioré par les inclusions (il passe de 0,56 à 0,64), bien que ces dernières ne contribuent pas à la stabilité du volume critique. En fait, elles y contribuent indirectement en

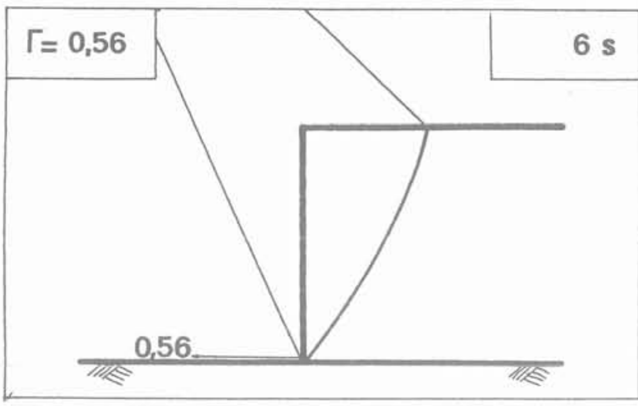


Fig. 10.a. — Ouvrage non renforcé.
Fig. 10.a. — Unreiforced structure.

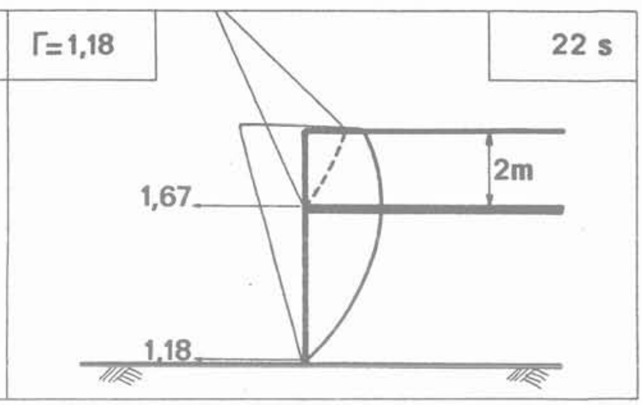


Fig. 10.b. — Les inclusions sont trop hautes.
Fig. 10.b. — The inclusions are too high.

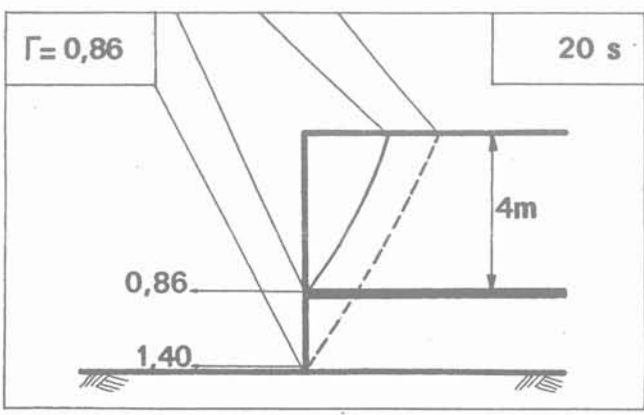


Fig. 10.c. — Les inclusions sont trop basses.
Fig. 10.c. — The inclusions are too low.

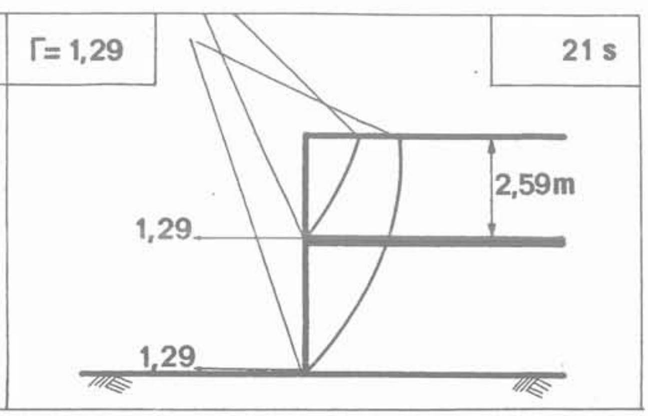


Fig. 10.d. — La position des inclusions est optimale.
Fig. 10.d. — The position of the inclusions is optimal.

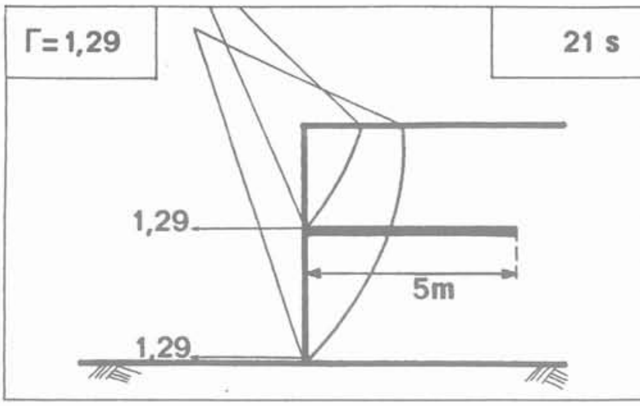


Fig. 10.e. — Les inclusions sont trop longues.
Fig. 10.e. — The inclusions are too long.

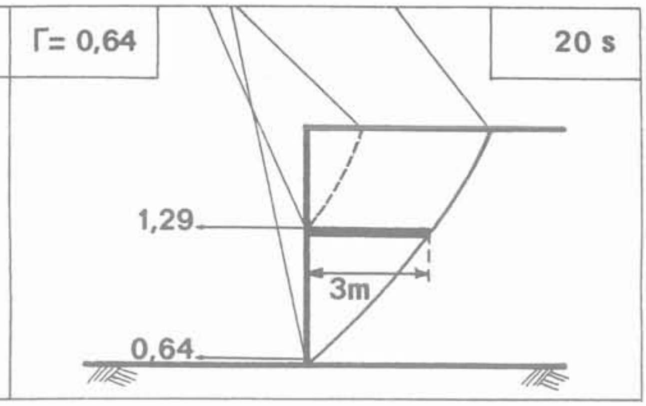


Fig. 10.f. — Les inclusions sont trop courtes.
Fig. 10.f. — The inclusions are too short.

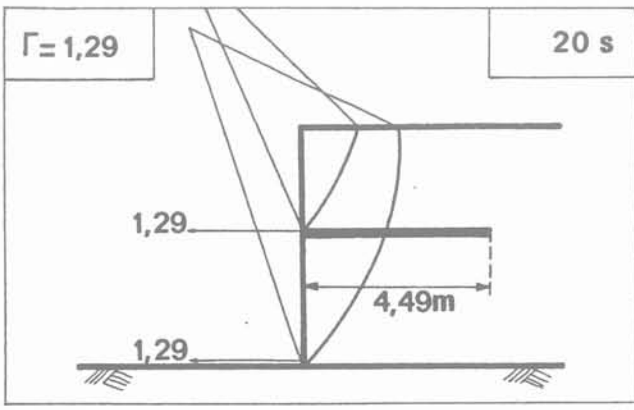


Fig. 10.g. — Les inclusions sont un peu trop longues.
Fig. 10.g. — The inclusions are slightly too long.

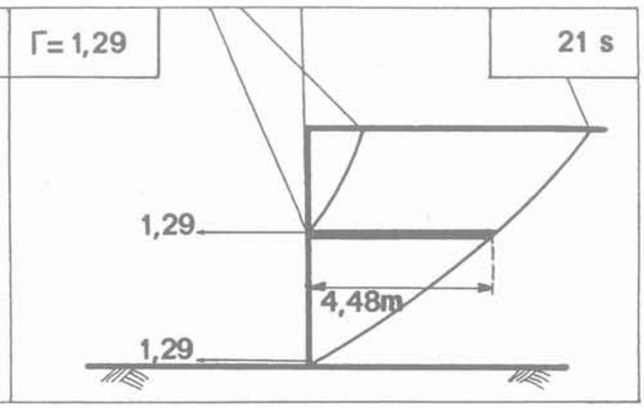


Fig. 10.h. — Les inclusions sont un peu trop courtes.
Fig. 10.h. — The inclusions are slightly too short.

Fig. 10. — Résultats des passages informatiques.
Fig. 10. — Results of the computation.

déviant la frontière du volume critique relatif au talus non renforcé. Finalement, la longueur optimale L_{opt} pourra être obtenue par approximations successives. Théoriquement, elle est caractérisée par la coexistence de trois volumes critiques à savoir les deux de la figure 10.d. et un troisième dont la frontière passe par le pied du talus sans couper les inclusions. En pratique, le programme ne peut pas fournir ces trois volumes simultanément mais la longueur L est une évaluation par excès de L_{opt} à ΔL près dès que les résultats obtenus pour L et L-ΔL sont respectivement similaires à ceux des passages 10.e. et 10.f. On a ainsi obtenu L_{opt} = 4,49 m (au centimètre près comme en attestent les passages effectués pour L = 4,49 m (fig. 10.g.) et L = 4,48 m (fig. 10.h.) !).

Cet exemple élémentaire montre comment une bonne interprétation des résultats du programme permet de guider l'utilisateur lors de la conception et de l'optimisation d'un schéma de renforcement. Nous nous sommes limités à deux aspects particuliers du dimensionnement mais le même exemple pourrait faire l'objet d'une étude beaucoup plus générale. En effet, l'analyse dimensionnelle du problème révèle que le facteur de confiance Γ de l'ouvrage s'écrit sous la forme :

$$\Gamma = \frac{C}{\gamma H} H \left[\beta_1, \beta_2, \beta_3, \phi, \frac{Z}{H}, \alpha, \frac{L}{H}, \frac{\sigma_o S}{CH}, \frac{\tau_o P}{C} \right]$$

où K est une fonction sans dimension. Cette forme nous invite à faire une étude paramétrique du facteur de confiance Γ en fonction des arguments adimensionnels de K. On pourrait ensuite envisager de maximiser Γ par rapport à ces mêmes arguments (nous l'avons fait par rapport à Z/H et L/H successivement, pour des valeurs particulières des autres paramètres) sans oublier que le choix mais aussi l'ordre des paramètres d'optimisation à des résultats différents.

Une étude aussi complète n'est matériellement plus possible dès qu'il y a plus d'un lit d'inclusions. Le nombre de paramètres devient très vite prohibitif. Il revient à chaque utilisateur de choisir sa propre stratégie de dimensionnement en fonction du cas traité, des contraintes techniques et économiques et aussi en fonction de sa propre expérience. Nous allons voir, sur l'exemple suivant, comment concilier contraintes de réalisation et optimisation.

6.2. Dimensionnement et optimisation d'une fouille clouée

En l'absence d'un jeu complet de données relatives à un ouvrage existant, l'exemple traité a été composé à partir des caractéristiques de plusieurs cas réels. Les caractéristiques connues de l'ouvrage à réaliser sont indiquées sur la figure 11.

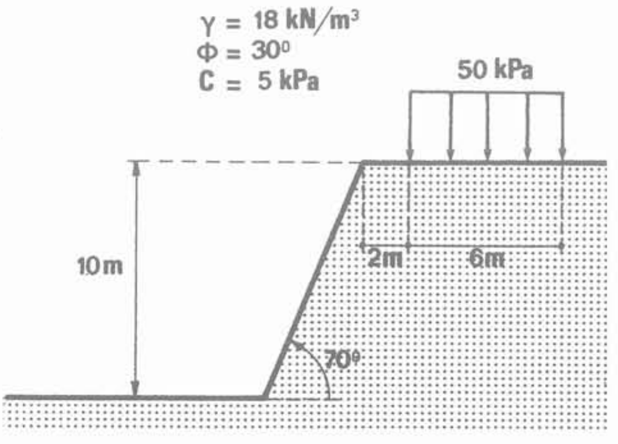


Fig. 11. — Dimensionnement et optimisation d'un talus.
Fig. 11. — Design and optimization of an embankment.

On dispose, pour le renforcer, de clous ∅ 16 ($S = 2\ cm^2$) et ∅ 32 ($S = 8\ cm^2$), en acier de résistance 250 000 kPa, qui seront mis en place dans des forages ∅ 64 (P = 20 cm), inclinés à 10 degrés sous l'horizontale puis injectés. Un essai d'arrachement a permis d'évaluer la résistance de l'interface ciment-sol (τ_o = 100 kPa). L'espacement horizontal entre deux clous est fixé à un mètre et la profondeur de forage est limitée à 12 m.

Les coefficients de sécurité partiels exigés pour l'ouvrage définitif sont les suivants :

$F_\phi = 1{,}20,\ F_C = 1{,}50$;

$F_{\sigma_o} = 1{,}50,\ F_{\tau_o} = 1{,}50$;

$F_\gamma = 1{,}05,\ F_q^- = 1{,}00,\ F_q^+ = 1{,}10$;

Durant la réalisation de l'ouvrage, la surcharge q est maintenue mais les coefficients de sécurité partiels exigés sont moins pénalisants :

$F_\phi = 1{,}10,\ F_C = 1{,}30$;

$F_{\sigma_o} = 1{,}30,\ F_{\tau_o} = 1{,}30$:

$F_\gamma = 1{,}00,\ F_q^- = 1{,}00,\ F_q^+ = 1{,}05$.

S'il y a n lits de clous, la construction sera réalisée en (n + 1) terrassements successifs : avant de placer le k^{eme} lit de clous à la profondeur Z_k, le terrain sera déblayé jusqu'à la profondeur Z_k + 0,50 mètre.

Enfin une étude de coût a montré que les facteurs économiquement pénalisants sont, dans l'ordre d'importance décroissante :

— le nombre de forages par mètre linéaire transversal ;

— la longueur totale de forage ;

— la quantité d'acier.

Le but de l'étude est donc de déterminer le schéma de renforcement le plus économique tel que le facteur de confiance de l'ouvrage soit au moins égal à l'unité, aussi bien en phase définitive qu'en phase provisoire. En pratique, ce type de problème sera traité en deux temps : le schéma de renforcement est tout d'abord optimisé vis-à-vis de la phase définitive puis vérifié en phase provisoire, cette dernière étant en général moins pénalisante.

Avant toute chose, il est toujours utile d'effectuer un premier calcul pour l'ouvrage non renforcé, ne serait-ce que pour confirmer la nécessité d'un renforcement : on obtient $\Gamma_0 = 0{,}13$ pour le volume critique de type I représenté sur la figure 12, ce qui est très insuffisant. Étant donnée la pente du parement, il n'est pas nécessaire de rechercher le volume sous-critique de type II, d'autant que le temps de calcul correspondant est assez important. Cette recherche ne sera effectuée qu'une fois, à titre de vérification, sur l'ouvrage optimal c'est-à-dire en fin de dimensionnement.

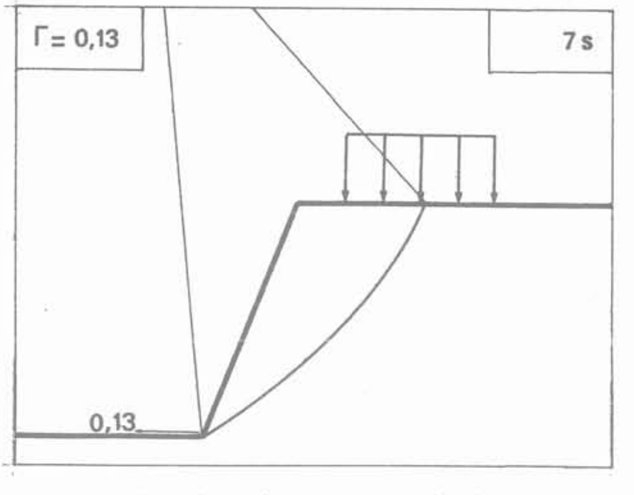


Fig. 12. — Ouvrage non renforcé.
Fig. 12. — Unreinforced structure.

Pour estimer grossièrement la quantité d'acier nécessaire, on peut utiliser la règle semi-empirique suivante : pour que le facteur de confiance Γ_0 d'un ouvrage non renforcé passe à une valeur Γ après renforcement, la section d'acier nécessaire par mètre linéaire transversal s est approximativement donnée par :

$s \simeq 2\ CH(\Gamma/\Gamma_0 - 1)/\sigma_0$, si $\Gamma_0 \neq 0$,

ou

$s \simeq 2H\Gamma/\Gamma_{ref}$, si $\Gamma_0 = 0$, Γ_{ref} étant le facteur de confiance obtenu pour une cohésion unitaire.

Cette estimation découle de deux approximations successives :

— tout d'abord, la section d'acier s est supposée uniformément répartie sur toute la hauteur H (processus d'homogénéisation). Le critère de résistance homogène correspondant est alors anisotrope ([SIAD, 1987], [DE BUHAN et al., 1987]) ;

— ensuite, ce critère est majoré par le critère de Coulomb d'angle ϕ et de cohésion $C + \sigma_o s/2H$.

Par ailleurs, l'analyse dimensionnelle permet de montrer que le facteur de confiance d'un ouvrage constitué d'un sol homogène de Coulomb est proportionnel à la cohésion, tout autre paramètre restant constant (γ, H, ϕ, Q_i, q_i, etc.). On obtient donc :

$\Gamma_0 = C\Gamma_{ref}$ pour l'ouvrage non renforcé,

et

$\Gamma \simeq (C + \sigma_o s/2H)\Gamma_{ref}$ pour l'ouvrage renforcé,

d'où l'on tire facilement l'estimation de s qui peut être par excès ou par défaut car du processus d'homogénéisation résulte en général une diminution des capacités de résistance.

Dans le cas de l'ouvrage étudié, il faut utiliser les capacités de résistance réduites σ_o/F_{σ_o} et C/F_C, si bien que :

$$s \simeq 2 \times 5 \times (10/1{,}50)$$
$$\times\ (1/0{,}13 - 1)/(250\,000/1{,}50) \simeq 0{,}0027\ m^2/m$$

que l'on répartit en quatre lits d'inclusions, trois de clous ∅ 32 et un de clous ∅ 16 (on choisit en priorité les clous les plus gros pour limiter le nombre de forages). Les inclusions les plus hautes étant les moins sollicitées, le lit de clous ∅ 16 est placé à deux mètres de profondeur et ceux de clous ∅ 32 à quatre, six et huit mètres. Enfin, les longueurs des clous sont toutes choisies maximales (L = 12 m) afin d'obtenir le meilleur ancrage possible. Pour cette configuration, le facteur de confiance est égal à 0,85 ce qui semble indiquer que le renforcement est insuffisant (fig. 13).

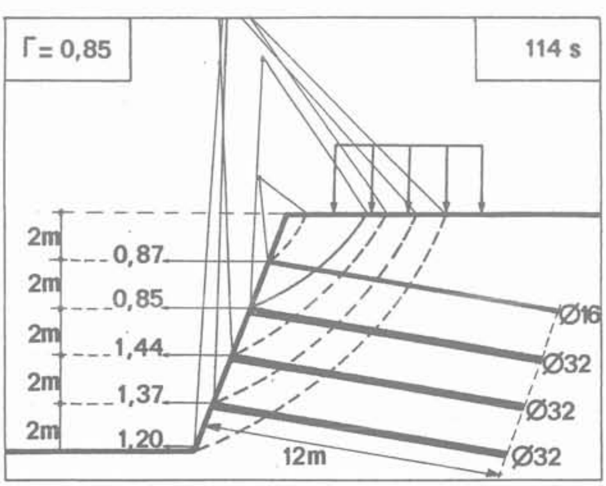


Fig. 13. — Mauvaise répartition des lits d'inclusions.
Fig. 13. — Bad distribution of the inclusion layers.

En réalité, les cinq volumes sous-critiques obtenus et les rapports Γ_V associés montrent que les lits d'inclusions sont mal répartis (le haut de talus est plus faible que le bas). Le facteur de confiance peut alors être amélioré en ne jouant que sur la position des lits et ceci, tant que l'un des volumes sous-critiques conduit à un rapport Γ_V supérieur au facteur de confiance de l'ouvrage. La meilleure disposition des quatre lits, obtenue par approximations successives, conduit à un facteur de confiance égal à 1,20 (fig. 14) et l'égalité de tous les rapports Γ_V prouve que la répartition du renforcement est optimale.

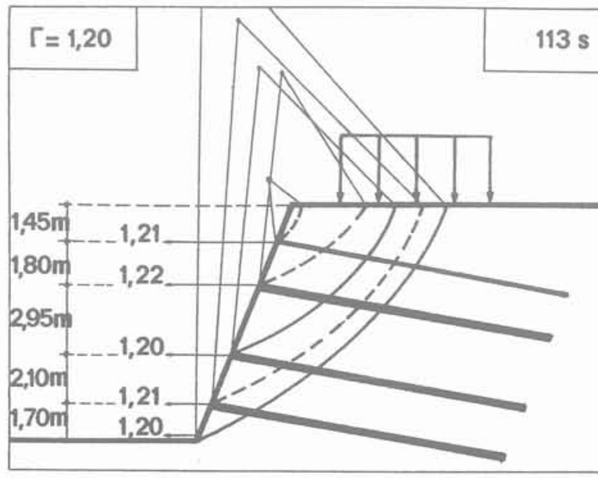


Fig. 14. — Répartition optimale des lits d'inclusions.
Fig. 14. — Optimal distribution of the inclusion layers.

Cependant, l'ouvrage est alors surdimensionné puisque son facteur de confiance est largement supérieur à l'unité. Il est donc possible de réduire son coût en diminuant les sections d'acier ou les longueurs de forage et en modifiant à nouveau la disposition. Après quelques tatonnements guidés par les impératifs économiques (nombre minimal de forages), la configuration de la figure 15 semble être la meilleure dans la mesure où seulement trois lits de clous sont nécessaires.

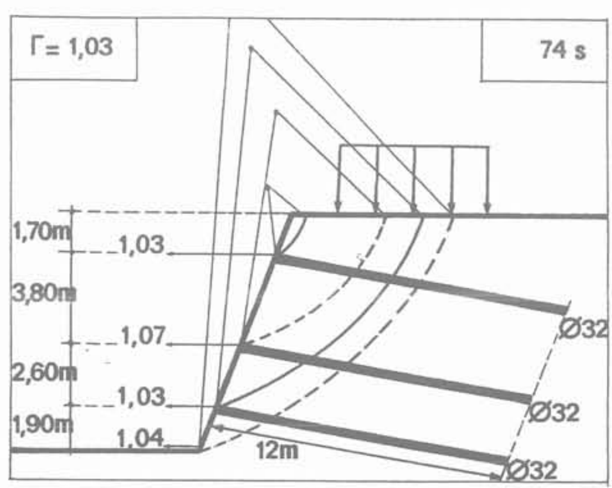


Fig. 15. — Schéma de renforcement optimal.
Fig. 15. — Optimal reinforcement scheme.

Le facteur de confiance Γ est alors légèrement supérieur à l'unité (1,03) et le renforcement est réparti au mieux (les rapports Γ_V sont sensiblement égaux). On peut par ailleurs vérifier que l'équilibre du volume sous-critique de type II est bien assuré : il possède un rapport Γ_V égal à 1,35 (fig. 16). Ce dernier calcul est sensiblement plus long et n'est pas pertinent pour le cas traité puisque le rapport Γ_V excède largement le facteur de confiance de l'ouvrage. Il peut en revanche s'avérer déterminant dans certains cas (angle de frottement et inclinaison de talus très faibles).

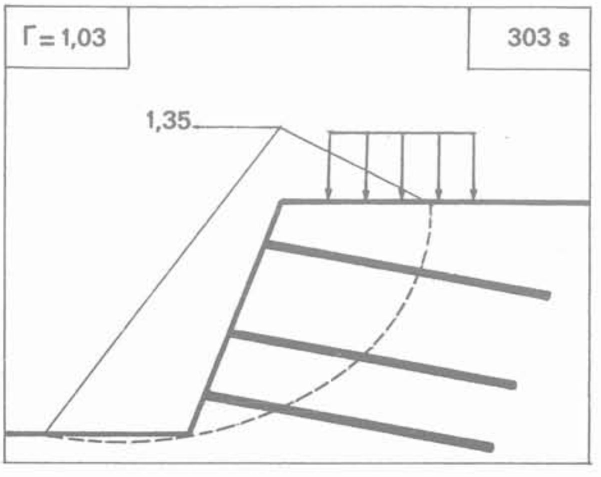


Fig. 16. — Volume sous-critique de type II.
Fig. 16. — Sub-critical volume of type II.

C'est donc la solution de la figure 15 qui est retenue. Il reste maintenant à vérifier que les trois phases de terrassement sont stables, compte tenu de la sécurité exigée pendant la construction.

En pratique, le contrôle de la i^{eme} phase peut être effectué en relançant le programme après avoir modifié de manière adéquate les données relatives à l'ouvrage définitif :

— les coefficients de sécurité partiels doivent être actualisés à leurs valeurs en phase de construction ;

— la hauteur H doit être remplacée par la hauteur de sol déblayée à la phase considérée (Z_i + 0,50 m dans le cas traité) :

— le nombre de lits d'inclusions à prendre en compte doit être explicitement fixé à i-1. En effet, bien que le i^{eme} lit soit correctement défini ($0 \leq Z_i \leq H = Z_i + 0{,}50$ m), il ne doit pas être pris en compte dans le calcul puisqu'il n'est pas encore mis en place.

Lors de la vérification des données, le programme détecte le fait que i lits d'inclusions sont correctement définis alors que seulement (i-1) sont demandés. Il choisit alors automatiquement de ne prendre en compte que les (i-1) lits les moins profonds. De plus, le seul volume sous-critique de type I recherché est celui dont la frontière passe par la base du talus en terrassement. En effet, l'équilibre des autres volumes de type I est forcément assuré puisqu'il l'était déjà en phase définitive, c'est-à-dire pour des coefficients de sécurité partiels plus pénalisants.

Pour l'ouvrage retenu, les trois phases de construction et les facteurs de confiance correspondants sont représentés sur la figure 17. La phase la plus critique est la première (Γ = 1,03) alors que les deux suivantes sont très largement stables (Γ = 1,20 et 1,24). L'ouvrage respecte donc la sécurité exigée en phase provisoire. Si tel n'avait pas été le cas, il eût été très facile de modifier à nouveau le renforcement, puis de vérifier l'ouvrage en phase provisoire et en phase définitive.

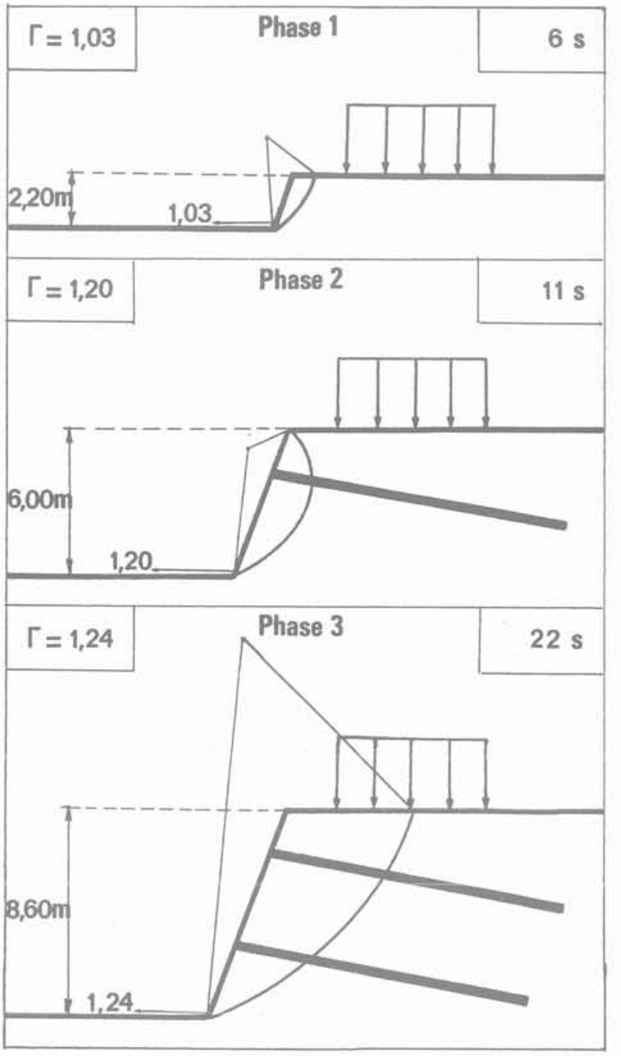


Fig. 17. — Les trois phases de construction.
Fig. 17. — The three construction steps.

La solution retenue a été jugée optimale dans un certain contexte technique et économique. Dans un contexte différent elle serait totalement autre.

7. CONCLUSION

La méthode de calcul présentée a le double avantage d'être mécaniquement rigoureuse et numériquement extrêmement rapide. En matière de sécurité, sa philosophie est beaucoup mieux adaptée au cas des ouvrages renforcés que la conception ancienne développée pour les ouvrages homogènes. La structure informatique du logiciel correspondant (mode conversationnel) permet à l'utilisateur d'exploiter facilement et systématiquement les informations fournies. Grâce à cette souplesse d'utilisation, il peut être utilisé à des fins diverses :

— assistance à la conception et au dimensionnement des ouvrages ;

— optimisation d'un schéma de renforcement selon des critères donnés ;

— contrôle de la stabilité d'un ouvrage existant ;

— étude de la stabilité des phases de construction ;

— interprétations de résultats expérimentaux ;

— recherche (études paramétriques, innovations techniques, etc.).

Enfin, la prise en compte des données plus complexes (couches de sol, écoulement, flexion et cisaillement, etc.) ne pose pas de problème particulier dans le cadre de la théorie du calcul à la rupture. La version actuelle du logiciel sera prochainement complétée en conséquence.

BIBLIOGRAPHIE

ANTHOINE A. (1989), *Mixed modelling of reinforced soils within the framework of the yield design theory*. Computers and Geotechnics 7, pp. 67-82.

BLONDEAU F., CHRISTIANSEN M., GUILLOUX A., SCHLOSSER F. (1984), *Talren : méthode de calcul des ouvrages en sols renforcés*. Coll. Int. Renf. des sols en place, Paris, Presses de l'E.N.P.C., pp. 219—224.

DE BUHAN P., SALENÇON J. (1987), *Analyse de la stabilité des ouvrages en sols renforcés par une méthode d'homogénéisation*. Revue Française de Géotechnique 41, pp. 22-43.

CHEN W.F. (1975), Chap. IX *Stability of slopes. Limit analysis and soil plasticity*. Elsevier, Amsterdam, pp. 399-445.

DELMAS Ph., BERCHE J.C., CARTIER G., ABDELHEDI A. (1986), *Une nouvelle méthode de dimensionnement du clouage des pentes : programme PROSPER*. Bull. Liaison Labo. P. et Ch. 141, pp. 57-66.

JURAN I., SHAFFIE S., SCHLOSSER F. (1985), *Les soutènements par clouage. Etude sur modèles numériques*. C.R. XI Cong. Int. Méc. Sols, San Francisco, pp. 1713-1716.

LESHCHINSKY D., REINSCHMIDT A.J. (1985), *Stability of membrane reinforced slopes*. Jl. of Geotech. Eng., A.S.C.E., vol. 111, n° 1, pp. 1285-1300.

PASTOR J., TURGEMAN S., CISS A. (1986), *Calculation of limit loads of structures in soils with metal reinforcement*. Proc. European Conference on Numerical Methods in Geomechanics, Stuttgart.

SALENÇON J. (1983), *Calcul à la rupture et analyse limite*. Presses de l'E.N.P.C., Paris.

SALENÇON J (1989), *An introduction to the theory of yield design and its application to soil mechanics*. A paraître.

SIAD L. (1987), *Analyse de stabilité des ouvrages en terre armée par une méthode d'homogénéisation*. Thèse de doctorat E.N.C.P., Paris.

mesure du fluage de la glace à l'aide du pressiomètre

the creep of ice measured with the pressuremeter

B.H KJARTANSON.
Atomic Energy Of Canada Limited*
D.H. SHIELDS, L. DOMASCHUK
Civil Engineering Department, University of Manitoba**
C.S. MAN
Department of Mathematics, University of Kentucky***

Rev. Franç. Géotech. n° 50, pp. 23-38 (janvier 1990)

Résumé

Le pressiomètre permet de mesurer les paramètres du fluage de la glace in situ, c'est-à-dire de la glace en place, dans son environnement naturel, à la température et pour les contraintes auxquelles elle est alors exposée ; de plus, la glace ainsi testée n'est pas remaniée par échantillonnage ou manipulations. Afin de prouver que le pressiomètre peut, de fait, être utilisé pour mesurer les propriétés de fluage, toute une série d'essais au pressiomètre a été effectuée dans de la glace polycristalline à − 2 °C en laboratoire. Les observations suivantes ont été effectuées :

- le pressiomètre utilisé pour ces essais a permis de mesurer la déformation par fluage de manière précise pendant une période de 7 semaines ;
- les résultats des essais concordent, pour leur majeure partie, avec les résultats d'essais d'autres chercheurs ayant utilisé des essais de compression uniaxiale ;
- cette utilisation du pressiomètre remet en question au moins l'une des hypothèses les plus courantes concernant le fluage primaire.

Abstract

The pressuremeter has the potential to measure the creep parameters of ice in situ, that is to say in the field, in ice at its natural temperature and in its natural stress environment, and in ice which has not been disturbed by sampling and handling. In order to prove that the pressuremeter can in fact be used to measure creep properties, a series of pressuremeter tests was run in polycrystalline ice at − 2 °C in the laboratory. It was found that :

- the particular pressuremeter which was used maintained an ability to measure creep deformation accurately over a period of seven weeks ;
- the test results agree for the most part with the findings of other investigators who used uniaxial compression tests ;
- the pressuremeter brings into question at least one of the more common assumptions regarding primary creep.

Une version anglaise de cet exposé a été publiée dans la Revue Canadienne de Géotechnique (Vol. 25, n° 2 - Mai 1988).

* Pinawa, Manitoba.
** Winnipeg, Manitoba.
*** Lexington, Kentucky.

1. INTRODUCTION

Depuis toujours, les propriétés du fluage de la glace ont été mesurées à partir d'essais de compression simple réalisés sur des éprouvettes cylindriques de glace artificielle. Dans le domaine du génie civil, il est cependant souvent nécessaire d'estimer le tassement d'une structure dont les fondations reposent sur de la glace (ou sur du pergélisol à haute teneur en glace) et donc les caractéristiques de cette glace naturelle (ou de ce pergélisol à haute teneur en glace). La démarche traditionnelle, qui consiste alors à soumettre des éprouvettes du matériau considéré à des essais de compression simple en laboratoire, se heurte aux obstacles traditionnels du remaniement lors du prélèvement et des modifications de température lors du transport vers le lieu d'essai.

Comme LADANYI et JOHNSTON l'ont souligné dès 1973, l'essai pressiométrique est parfaitement adapté à la mesure en place des caractéristiques de fluage des matériaux gelés. Des essais ont ainsi pu être effectués in situ dans de la glace (ou du pergélisol) non remaniée, soumise à des conditions naturelles de température et de contrainte.

Il existe de fait une différence notable entre les déformations auxquelles est soumis un matériau lors d'un essai de compression simple sur éprouvette cylindrique et au voisinage d'une sonde pressiométrique (BAGUELIN et al., 1978). Du fait de l'abondance de l'information disponible quant aux essais de compression sur glace et sol gelé, il nous apparaissait utile de comparer les caractéristiques de fluage déduites d'essais au pressiomètre avec celles provenant des essais de compression. La glace formée à partir d'eau douce étant plus facile à reconstituer qu'un pergélisol, il nous a semblé plus judicieux de nous intéresser en premier lieu à ce matériau, d'autant plus que son comportement avait fait l'objet de la majorité des résultats d'études en notre possession.

C'est ainsi qu'une série de 8 essais au pressiomètre, à un seul palier de chargement, a été réalisée sur 8 éprouvettes identiques de glace d'eau douce artificielle (KJARTANSON, 1986).

Tous les essais au pressiomètre ont été effectués dans de la glace maintenue à une température de − 2 °C, la température approximative du pergélisol se trouvant sous la mer de Beaufort, où des îles artificielles sont susceptibles d'être réalisées en vue de l'exploitation de champs de pétrole.

2. FLUAGE DE LA GLACE A PARTIR D'ESSAIS DE COMPRESSION SIMPLE : SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

2.1. Relations : « vitesse de déformation-temps » et « vitesse de déformation-déformation »

Une synthèse excellente des connaissances disponibles sur le comportement de la glace à des températures négatives relativement élevées peut être faite, entre autre, à partir des travaux récents de MELLOR et COLE (1982 et 1983) et de JACKA (1984). La figure 1 (MELLOR et COLE, 1982) décrit le comportement au fluage de la glace en compression simple sous charge constante en fonction du temps. La figure 2 présente les mêmes données, mais dans un diagramme bilogarithmique, la déformation étant traduite en termes de vitesse de déformation (à partir de la pente des courbes de la figure 1).

Il apparaît clairement qu'il existe une vitesse de déformation minimale à un temps unique quel que soit le niveau donné de contrainte. Le temps correspondant aux vitesses de déformation minimale de la figure 2 est indiqué par des flèches sur les courbes de la figure 1 ; ces flèches correspondent aux points d'inflexion sur les différentes courbes de déformation en fonction du temps. Par convention, on considère que ces points d'inflexion correspondent généralement à la rupture, puisque au-delà de ces points, la vitesse de déformation ne cesse d'augmenter, ce qui traduit une accélération du phénomène de déformation.

Lorsque la vitesse de déformation est représentée en fonction de la déformation (au lieu du temps) on obtient la figure 3. La rupture se fait à peu près à la même déformation dans les 9 essais, c'est-à-dire en moyenne à 0,82 % de déformation ainsi que l'indique la droite verticale passant par les points correspondants. La position des flèches sur la figure 1 fait également apparaître cette dépendance vis-à-vis de la déformation. Les résultats obtenus par MELLOR et COLE sur 24 essais de compression sous charge constante appliquée sur de la glace à − 5 °C, et qui correspondent à une gamme de contraintes allant de 0,8 à 3,8 MPa, montrent clairement que la glace se rompt en compression à une valeur unique de la déformation, indépendante de la contrainte. Cette déformation moyenne à la rupture est de 0,88 % pour les 24 essais. D'autres chercheurs (SEGO et MORGENSTERN, 1983 ; JACKA, 1984) mentionnent également l'apparition de déformations correspondant à la rupture sous chargement pour des valeurs comprises entre 0,9 et 1,0 %, confirmant ainsi le chiffre de 0,9 % obtenu par MELLOR et COLE.

2.2. Relations : vitesse de déformation et résistance

Si des essais de compression sont effectués à une vitesse constante de déformation (comme ceux effectués par MELLOR et COLE en 1982, voir figure 4), par opposition à des essais à contrainte constante, la rupture (définie en tant que contrainte verticale maximale appliquée à l'éprouvette) correspond à environ 1 % de déformation. La déformation moyenne à la rupture mentionnée par MELLOR et COLE pour 26 essais effectués à − 5 °C était de 1,02 % ; le point de rupture des courbes de la figure 4 se situe en moyenne à 1,17 %. Il existe donc une excellente concordance entre les résultats d'essais à contrainte constante et à vitesse de déformation constante dans le cas des essais de compression réalisés sur la glace. La figure 5 montre clairement que la contrainte à la rupture et la vitesse de déformation à la rupture (et dans une moindre mesure, la déformation à la rupture) peuvent être considérées comme identiques, pour les applications pratiques, qu'elles aient été

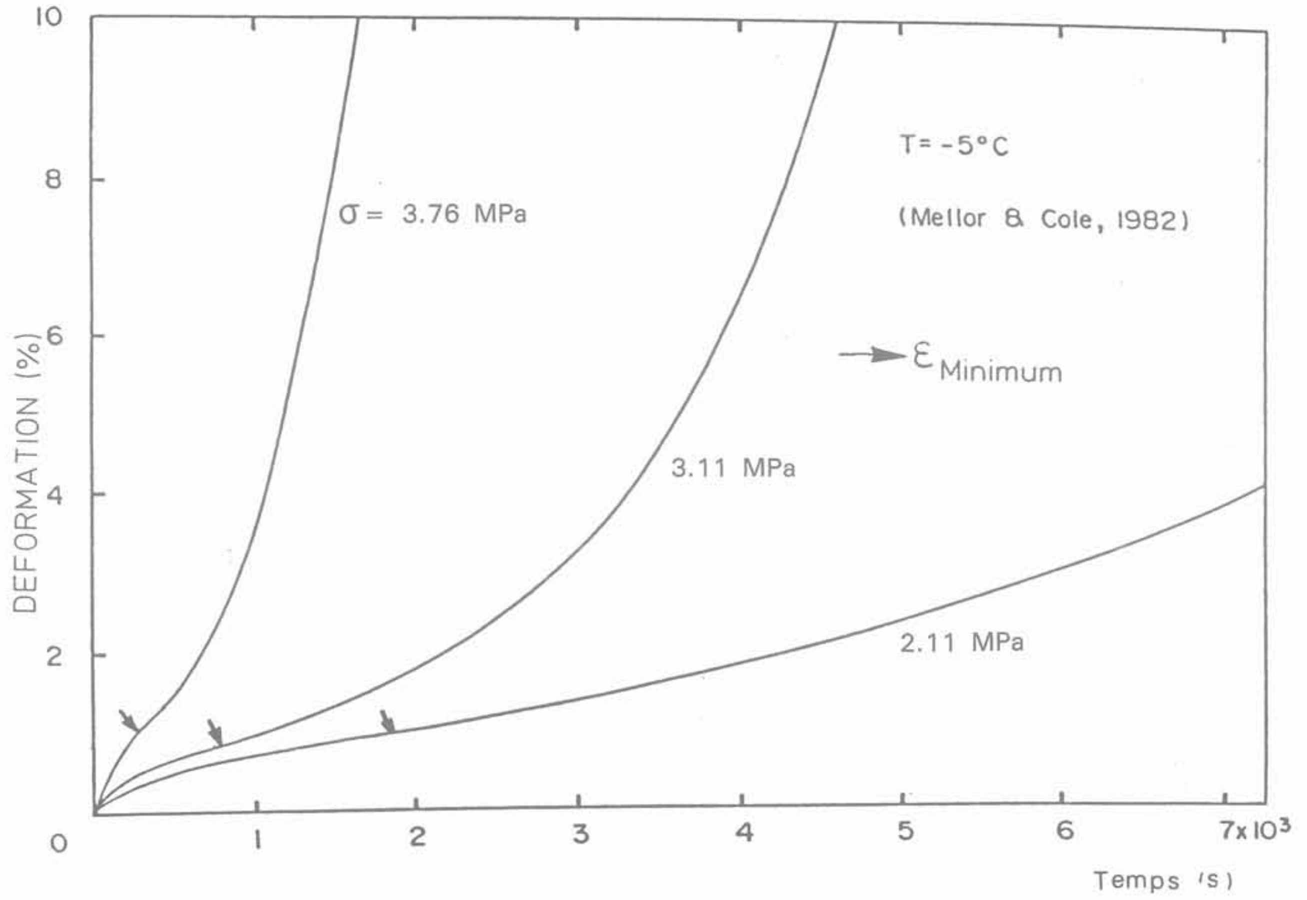


Fig. 1. — Fluage de la glace pure lors des essais de compression sous une contrainte constante.
Fig. 1. — Creep of ice in compression under constant load.

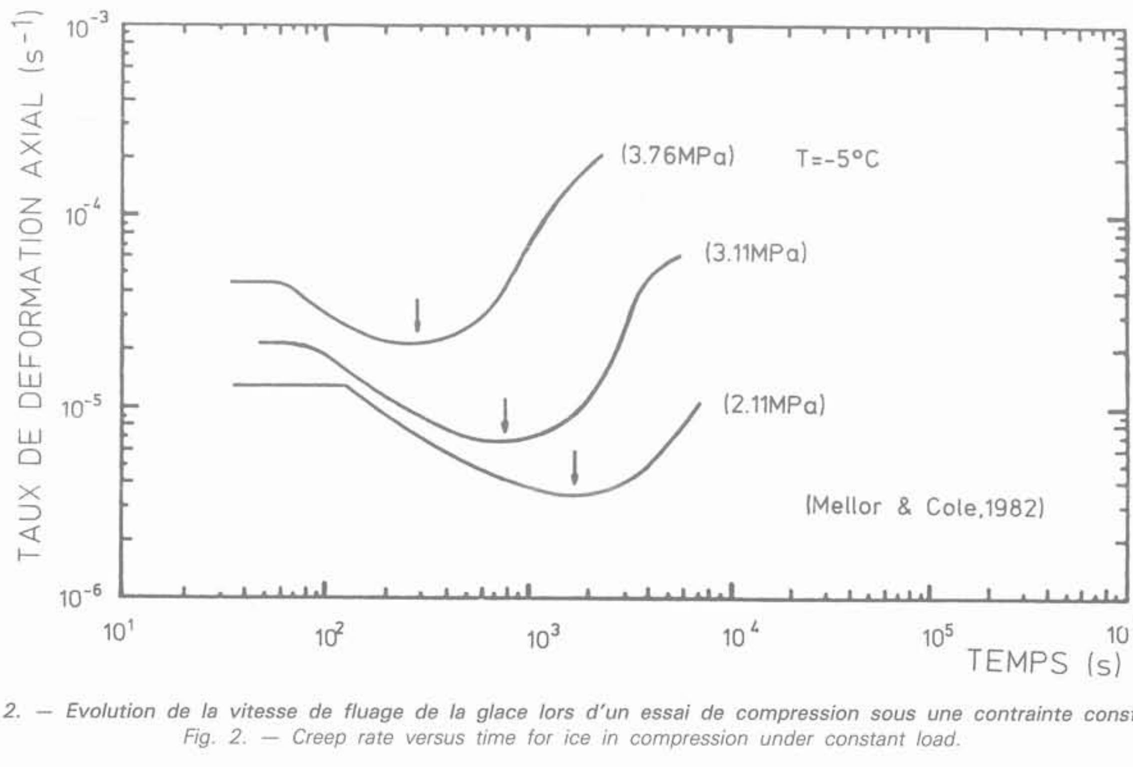


Fig. 2. — Evolution de la vitesse de fluage de la glace lors d'un essai de compression sous une contrainte constante.
Fig. 2. — Creep rate versus time for ice in compression under constant load.

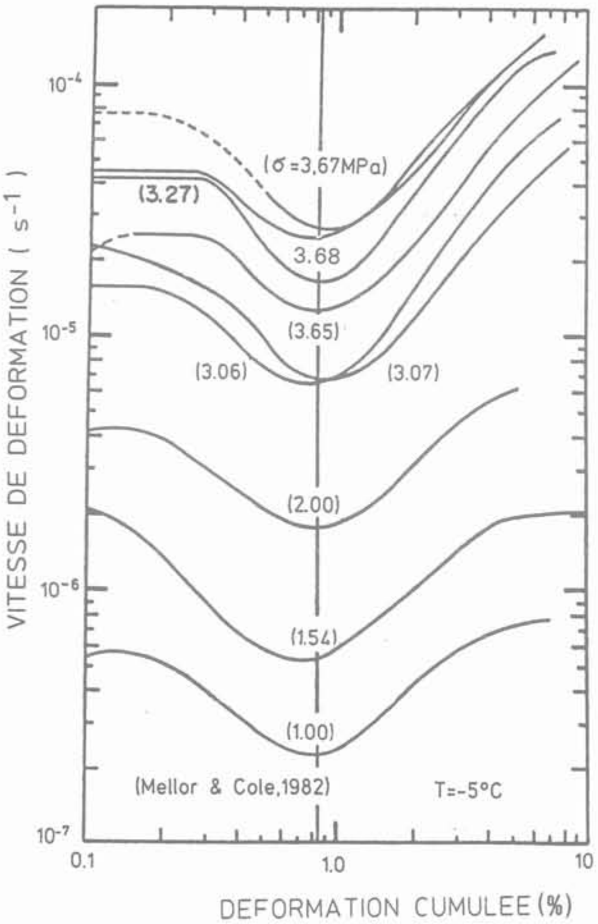


Fig. 3. — Relation entre vitesse de fluage et déformation cumulée d'une éprouvette cylindrique de glace pure.
Fig. 3. — Creep rate versus strain for ice in compression under constant load.

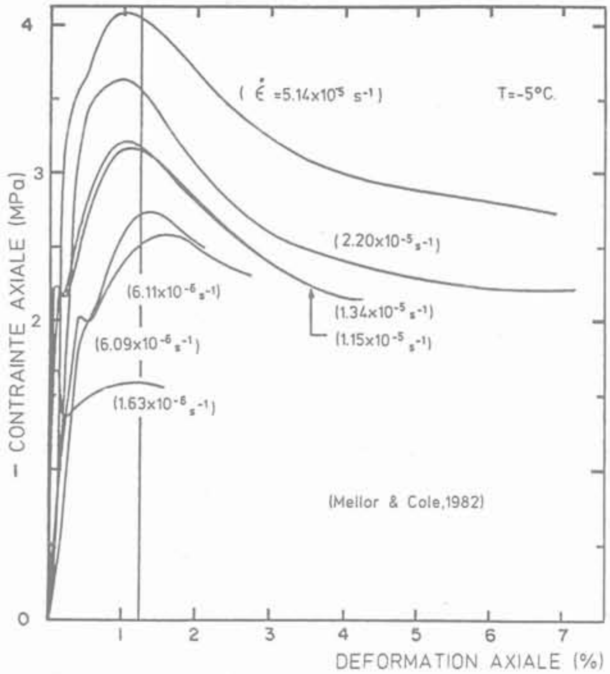


Fig. 4. — Courbes « contrainte-déformation » pour des vitesses de déformation constantes.
Fig. 4. — Stress-strain response of ice in constant rate of strain tests.

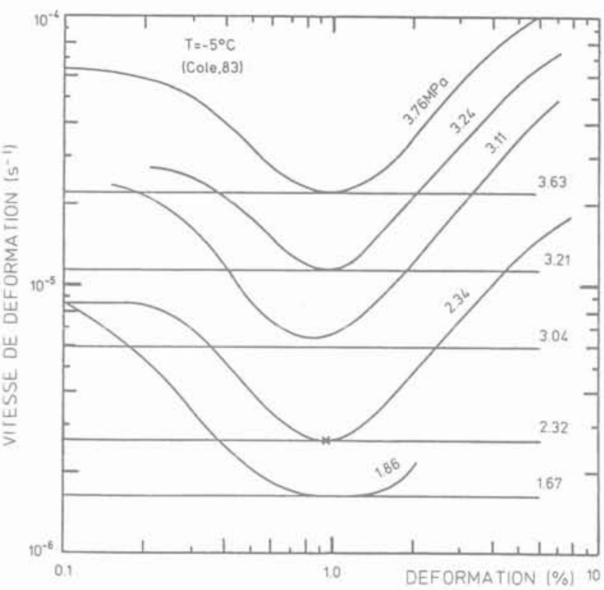


Fig. 5. — Analyse du comportement de la glace pure pour deux procédures d'essai différentes (contrainte constante et vitesse de déformation constante).
Fig. 5. — Comparison between constant rate of strain and constant stress tests of ice.

déduites d'essais à contrainte constante ou à vitesse de déformation constante. Par exemple, le point X de la figure 5 traduit une vitesse de déformation à la rupture de $2{,}60 \times 10^{-6}s^{-1}$ pour un essai sous une contrainte constante à 2,34 MPa ; ce point X représente également une contrainte à la rupture de 2,32 MPa lors d'un essai à vitesse constante de déformation égale à $2{,}65 \times 10^{-6}s^{-1}$.

2.3. Rupture de la glace en compression et fluage secondaire

En résumé, il apparaît que l'on puisse toujours atteindre la rupture de la glace « chaude » soumise à une compression axiale pourvu que les essais durent suffisamment longtemps ; la rupture correspond alors invariablement à environ 1 % de déformation. Il apparaît également que le concept de fluage secondaire selon lequel, à contrainte constante, le fluage évolue à une vitesse constante sur une longue période de temps, soit erroné. Les figures 2 et 3 montrent en effet que la vitesse de déformation n'est jamais constante. Cependant, pour les applications courantes du génie civil, il peut être raisonnable de garder cette notion de fluage secondaire. Ce pseudo fluage secondaire pourrait alors être défini comme étant l'intervalle de temps ou de déformation pendant lequel la vitesse de déformation en fluage est inférieure ou égale à 1,5 fois la vitesse minimale (fig. 6).

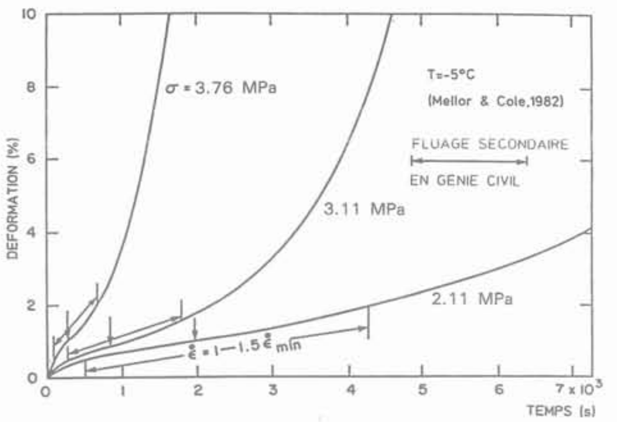


Fig. 6. — Une définition du fluage secondaire pour les applications courantes en génie civil.
Fig. 6. — Secondary creep defined for civil engineering purposes.

En génie civil, une précision de + ou − 50 % peut être acceptable pour certains problèmes ; c'est par exemple le cas lorsque l'on estime les vitesses de tassement de structures à partir d'essais œdométriques.

2.4. Vitesse de déformation en fonction de la contrainte

La figure 7 (MELLOR et COLE, 1983) montre bien que la vitesse de déformation minimum dépend en fait de la contrainte appliquée (dans le cas d'essais à contrainte constante) et que la contrainte à la rupture dépend, quant à elle, de la vitesse de déformation (dans le cas d'essais à vitesse de déformation

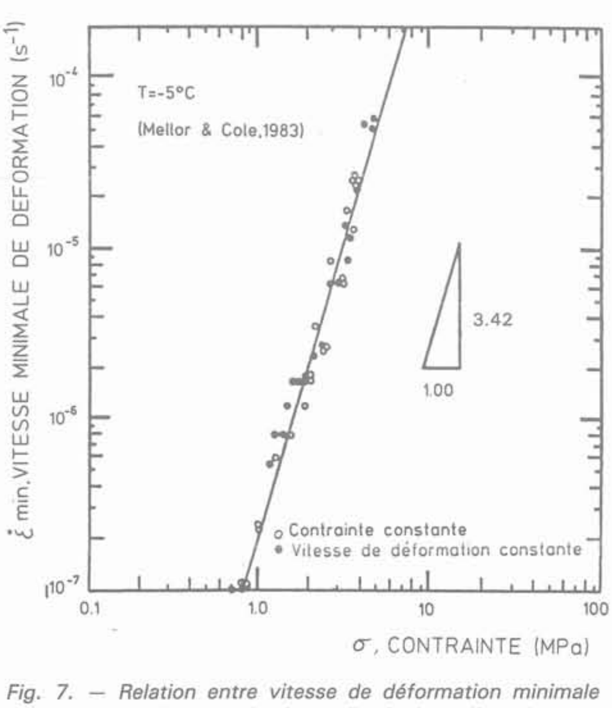


Fig. 7. — Relation entre vitesse de déformation minimale et contrainte maximale appliquée lors d'essais de compression simple sur la glace pure.
Fig. 7. — Minimum strain rate versus maximum stress for ice in compression.

constante). Une fois de plus, cependant, on peut constater que la relation existant entre la contrainte à la rupture et la vitesse de déformation à la rupture est indépendante de la méthode d'essai utilisée. L'équation correspondant à la ligne droite de la figure 7 est :

$$\dot{\epsilon} = 2{,}14 \times 10^{-7}\ \sigma^{3{,}42}\ s^{-1} \tag{1}$$

cette équation est de la forme :

$$\dot{\epsilon} = A\ \sigma^{n} \tag{2}$$

avec : $\dot{\epsilon}$ = vitesse de déformation axiale
A = constante du matériau en fonction de la température
σ = contrainte axiale
n = constante du matériau

Cette équation est souvent appellée équation de GLEN (GLEN, 1955).

On considère généralement que la loi de GLEN exprime le fait que la vitesse de déformation en fluage secondaire dépend de l'amplitude de la contrainte constante. Comme nous l'avons vu cependant, cette équation exprime simplement le fait que la vitesse de déformation minimun dépend de la contrainte.

Mis à part les points correspondant à la rupture, il est également possible d'appliquer la loi de GLEN à d'autres points bien définis sur une famille de courbes contrainte-déformation. Par exemple, la contrainte à la limite élastique, pour une vitesse de déformation constante, lors d'un essai du type de celui de la figure 4, peut être reportée sur un abaque en fonction de la vitesse de déformation imposée. (Dans l'article de MELLOR et COLE de 1982 le point de la limite élastique correspond à une déformation moyenne de 0,13 % pour 22 essais ; les déformations observées étaient comprises dans l'intervalle 0,03 et 0,35 %). La figure 8 montre que les points correspondants s'alignent bien si les données sont reportées sur une échelle bilogarithmique. De la même manière, on trouve également une droite en reportant le logarithme de la contrainte pour une déformation de 10 % en fonction du logarithme de la vitesse de déformation imposée (figure 9). Les valeurs de « A » et « n » diffèrent d'un cas à l'autre, ainsi que l'indique le tableau 1. Il est donc important de préciser la déformation à laquelle A et n sont calculés.

Tableau 1. — Les paramètres de la loi de Glen en fonction de la déformation

ϵ	A $(MPa)^{-n}s^{-1}$	n
Limite élastique	$3{,}26 \times 10^{-7}$	3,94
$\dot{\epsilon}_{min}$	$2{,}14 \times 10^{-7}$	3,42
10 %	$8{,}93 \times 10^{-7}$	4,03

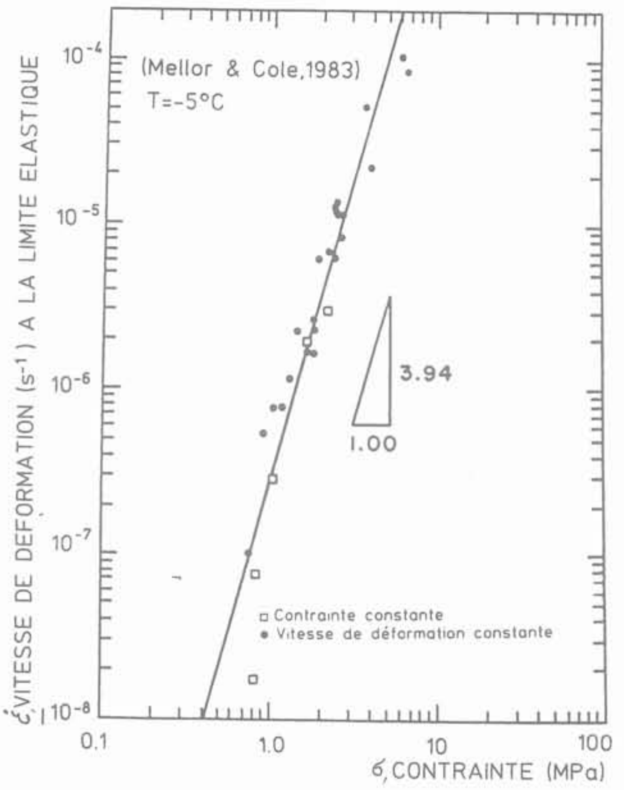


Fig. 8. — Relation entre vitesse de déformation et contrainte appliquée à la limite élastique de la glace pure.
Fig. 8. — Stress versus strain rate at initial yield of ice in compression.

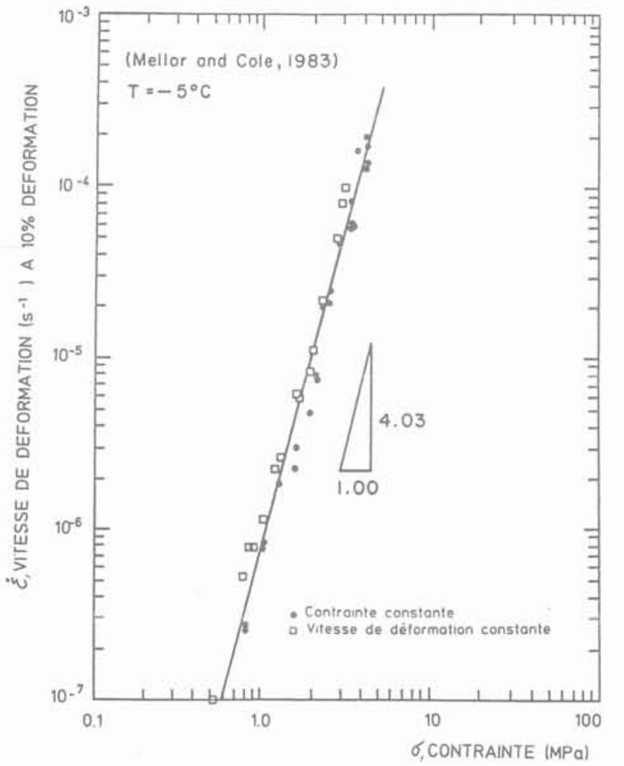


Fig. 9. — Relation entre vitesse de déformation et contrainte appliquée à 10 % de déformation.
Fig. 9. — Stress versus strain rate at 10 per cent strain for ice in compression.

La figure 10 (JACKA, 1984) traduit quant à elle la complexité des phénomènes observés dans le domaine des faibles contraintes. JACKA a aussi réalisé des essais de compression à contrainte constante pour des niveaux de contrainte aussi faibles que 0,1 MPa (sous ce niveau de contrainte, il a fallu 3 ans pour atteindre la vitesse minimum de déformation). Il ne fait aucun doute qu'on obtiendrait le même résultat pour une vitesse constante de déformation très faible. Pour toutes les températures considérées, on observe, dans le domaine des faibles contraintes, que les points expérimentaux s'écartent de la droite correspondant à la loi de GLEN dans un diagramme bilogarithmique. JACKA en conclut que « la meilleure manière d'établir une relatlion empirique entre la contrainte et la vitesse de déformation minimum est d'utiliser une fonction sh plutôt que d'appliquer une loi de puissance ». Cette allure avait déjà été observée précédemment par MELLOR en 1979.

On retiendra qu'il convient de travailler en laboratoire sous un niveau de contrainte relativement élevé si l'on veut à la fois effectuer l'essai dans un intervalle de temps raisonnable et, également, assurer une préci-

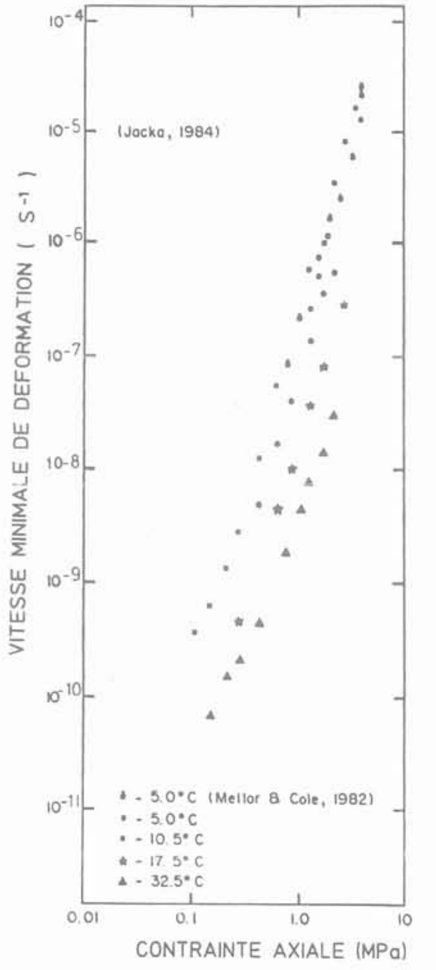


Fig. 10. — Non-linéarité de la courbe « vitesse minimale - contrainte appliquée » : Cas du domaine des faibles contraintes.
Fig. 10. — The result of extending the stress range for compression tests on ice.

sion suffisante aux mesures. La contrainte transmise par une fondation, in situ, excèdent rarement 0,1 MPa. Dans les faits, les courbes de la figure 10 n'en sont, par contre, que plus intéressantes pour une application pratique en génie civil.

2.5. Influence de la température

La figure 10 illustre également l'influence de la température sur le fluage de la glace. Si l'on raisonne sur les constantes A et n de la loi de GLEN, il ressort clairement que le facteur « A » est nettement plus sensible à la température que l'exposant « n ».

L'influence de la température sur la vitesse du fluage de la glace peut être prise en compte (SEGO, 1980) par l'expression relativement simple proposée par VOYTKOVSKIY (1960) :

$$\dot{\epsilon} = f\left(\frac{1}{1-T}\right) \quad (3)$$

où : T = température en °C pour une plage de températures comprises entre 0 et − 10 °C.

Les données expérimentales, correspondant à des températures inférieures à − 10 °C, fournies par MELLOR (1979) sont, quant à elles, compatibles avec l'équation d'Arrhénius :

$$\dot{\epsilon} = f(\exp(gT)) \quad (4)$$

où : g = une constante.

JACKA semble avoir été le premier à prouver, lors d'essais de compression à charge constante, que la relation entre la vitesse de déformation minimale et le temps nécessaire pour l'atteindre (c'est-à-dire le temps écoulé jusqu'à la rupture) est indépendant de la température (fig. 11). Tous les résultats indiqués sont en effet regroupés sur une courbe unique. Cette caractéristique peut être partiellement attribuée au fait que la déformation à la rupture soit constamment égale à 1 %.

Ce résultat plus ou moins approché dans le cas ci-dessus est, par contre, aisément démontrable dans le cas des essais à vitesse de déformation constante. En effet, le temps nécessaire pour atteindre la rupture est, dans ce type d'essai, directement proportionnel à la vitesse de déformation imposée, elle-même par nature indépendante de la température. Il s'ensuit donc forcément que le temps soit lui aussi indépendant de ce facteur.

2.6. Fluage primaire

Un certain nombre de chercheurs parmi lesquels GARDNER, JONES et HARRIS (1984) ; ASHBY et DUVAL (1985) ; SZYSZKOWSKI et GLOCKNER (1985) ont essayé de décrire la première partie des courbes de fluage de la figure 1. L'approche la plus simple est probablement de supposer que le fluage primaire obéit à l'équation :

$$\epsilon = B.t^b \quad (5)$$

où : ϵ = déformation par fluage
B = une constante pour un matériau, une contrainte et une température données
t = le temps

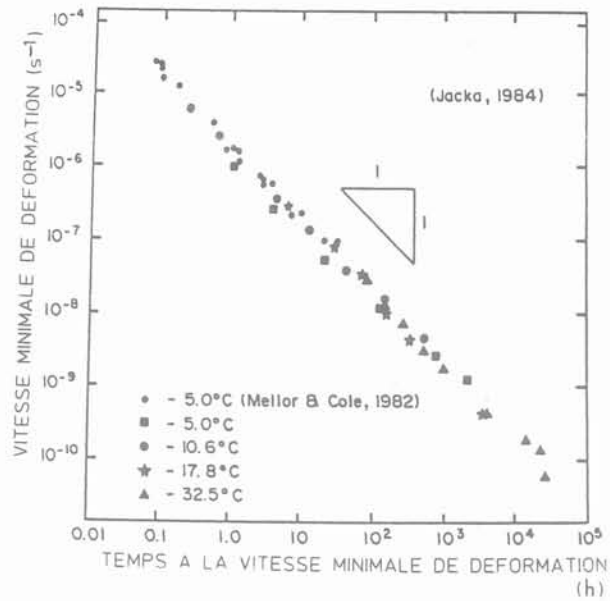


Fig. 11. — Analyse d'essais de compression simple sur la glace : relation entre vitesse de déformation minimale et temps nécessaire pour atteindre la rupture.
Fig. 11. — Time to failure for compression tests on ice.

b = une constante possédant une valeur inférieure à l'unité et dépendant du matériau, de la contrainte et de la température.

Cette équation implique que les résultats d'essais devraient être linéarisables sur une courbe log ϵ en fonction de log t, du moins pour des déformations inférieures ou égales à la déformation à la rupture ϵ_f. La figure 12 regroupe les résultats d'essais de compression de MELLOR et COLE, reportés suivant cette

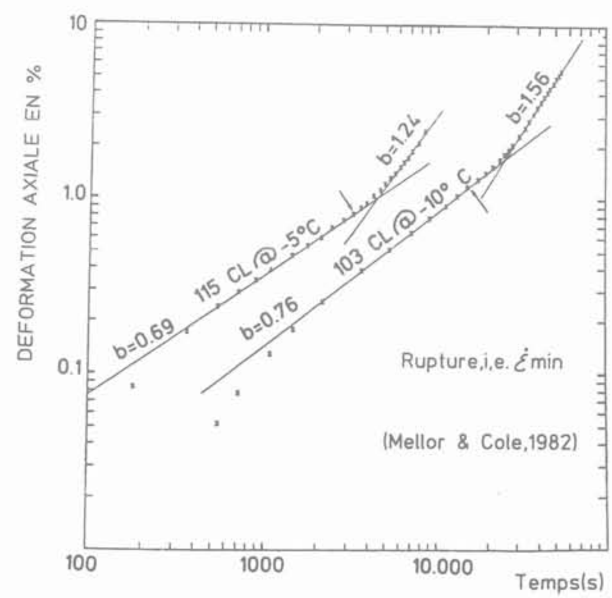


Fig. 12. — Analyse d'essais de compression simple sur la glace : application d'une loi « puissance » aux courbes « contraintes-déformations ».
Fig. 12. — Fitting a power law to primary creep in a constant stress compression test.

représentation. A l'exception de deux ou trois points en début d'essai, un calage linéaire semble raisonnable sur toute la courbe jusqu'à la rupture (indiquée par la flèche). (Il est intéressant de noter qu'une ligne droite peut être aussi ajustée sur les données correspondant à des déformations supérieures à ϵ_f, après une période de transition ; cette seconde ligne droite peut être également décrite par une équation de la même forme :

$$\epsilon = C.t^b \qquad (6)$$

où : C = une constante
b = une constante supérieure à l'unité).

La figure 12 semblerait prouver qu'il ne soit pas, dans le cas des essais de laboratoire, nécessaire de recourir à des formulations plus complexes du fluage primaire ; on verra cependant ci-après qu'il n'en sera pas de même dans le cas des essais pressiométriques.

3. ESSAIS AU PRESSIOMÈTRE

3.1. Equipement et procédures d'essai

Les essais pressiométriques ont été réalisés dans 8 éprouvettes identiques de glace polycristalline artificielle, formée à partir d'eau douce (KJARTANSON, 1986). Ces éprouvettes cylindriques, de 890 mm de diamètre et 800 mm de hauteur, sont installées à l'intérieur d'une cuve d'acier (fig. 13). Un pressiomètre électronique monocellulaire OYO, de 70 mm de diamètre, a été placé par la suite dans un avant-trou creusé dans l'axe des blocs de glace et sur toute leur hauteur, avec une tarière de type « CRREL ».

La sonde pressiométrique a été ensuite gonflée, en un seul palier, jusqu'à la pression retenue pour chacun des essais, dont le plus long a duré 50 jours. Dans la pratique, chaque essai a été poursuivi jusqu'au doublement du volume initial de la sonde. Dans tous les cas, un système de réfrigération a permis de maintenir constante la température de la glace à la valeur de − 2,0 ± 0,2 °C.

3.2 Relation « vitesse de déformation-temps » et « vitesse de déformation-déformation »

La figure 14 représente l'évolution du rayon de la cavité centrale en fonction du temps pour 7 des 8 essais pressiométriques à contrainte constante. Ces courbes ont subi des corrections intégrant à la fois la résistance et l'épaisseur de la membrane en caoutchouc du pressiomètre. La figure 15 présente les mêmes résultats d'essais reportés dans les axes log ($\dot{r}/r$) en fonction de log t, où :
r = rayon de la cavité au temps t,
et $\dot{r}/r$ = la vitesse d'allongement de la circonférence de la cavité, considérée comme « vitesse de déformation ».

(Notons, au passage, que sur cette figure 15 apparaissent les résultats des 8 essais au pressiomètre formant le corps de cet article ; 2 des 8 essais au pressiomètre ont été effectués sous une pression de 2,0 MPa afin de vérifier la répétabilité des résultats). De

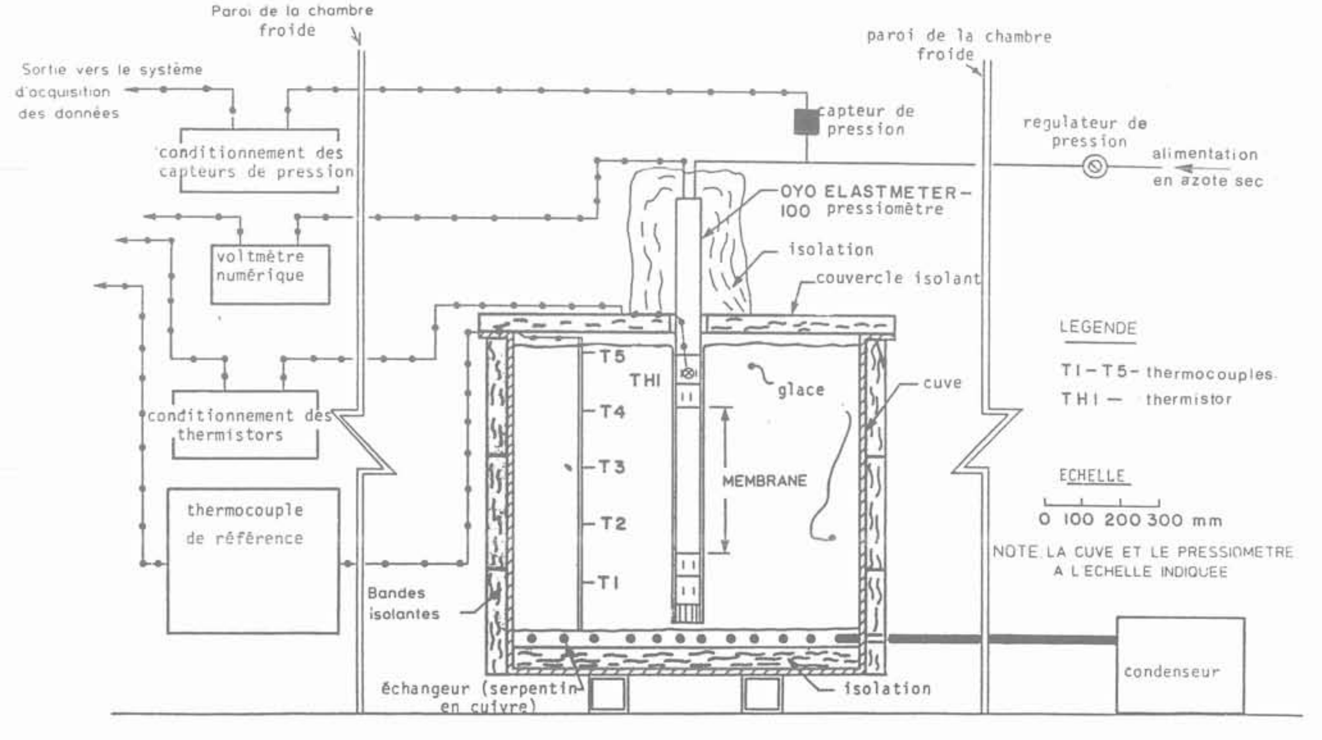


Fig. 13. — Principe de réalisation d'essais pressiométriques en laboratoire.
Fig. 13. — Schematic of pressuremeter test set-up.

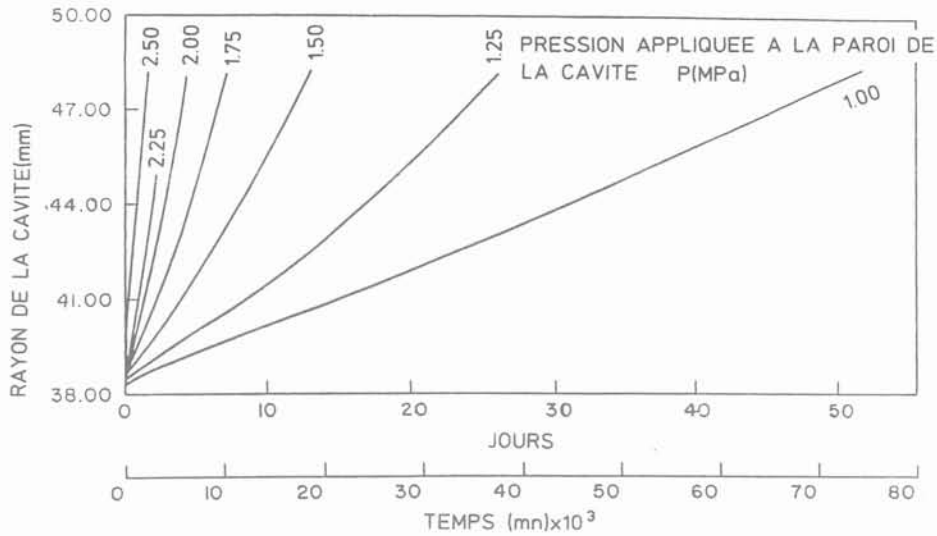


Fig. 14. — Fluage de la glace lors d'un essai pressiométrique à pression constante.
Fig. 14. — Creep of ice measured in a pressuremeter test at constant pressure.

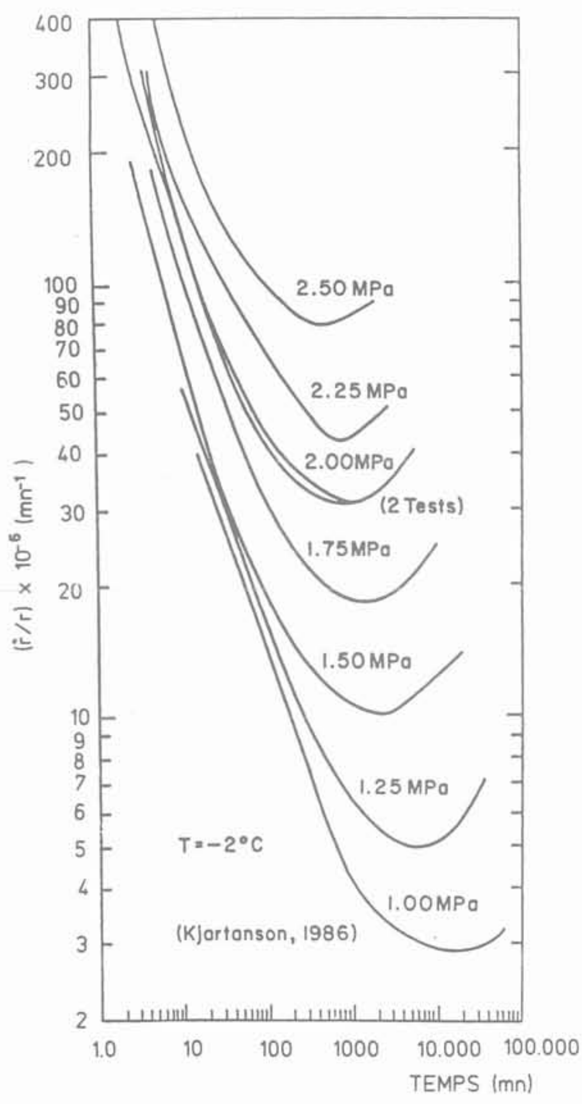


Fig. 15. — Evolution de la vitesse de déformation en fonction du temps lors des essais pressiométriques dans la glace pure.
Fig. 15. — Strain rate versus time for pressuremeter test at constant pressure in ice.

même que pour les essais de compression, on trouve une vitesse de déformation minimum clairement définie pour chaque essai au pressiomètre ; la vitesse de déformation minimum apparaît à un moment précis et, une fois de plus, il n'y a pas fluage secondaire.

Lorsque l'on représente le logarithme de la vitesse de déformation en fonction du logarithme de la déformation (fig. 16), c'est-à-dire log $(\dot{r}/r)$ en fonction de log $(\Delta r/r_o)$ (avec r_o = rayon initial du forage et $\Delta r = r\text{-}r_o$), la rupture est atteinte, lors des essais au pressiomètre, pour une déformation comprise entre 3 et 4 % au lieu de 1 % comme cela fut le cas lors des essais de compression (fig. 3). On peut expliquer la différence existant entre la déformation à la rupture lors des essais au pressiomètre et lors des essais de compression de la manière suivante :

— la glace se trouvant autour du pressiomètre est soumise à un cisaillement pur lors duquel la diminution de la longueur d'un élément sur un rayon (fig. 17) est égale, au moins au début de l'essai, à l'augmentation de sa largeur. Par ailleurs, lors d'un essai de compression, la contrainte latérale reste constante (généralement nulle), tandis que la contrainte verticale augmente. Les chemins de contrainte représentatifs des deux types d'essais sont donc bien différents (voir fig. 18) ;

— il se produit une redistribution des contraintes au sein du tube épais de glace. Initialement, celle-ci aura un comportement élastique avec une distribution donnée de contrainte dans le tube (voir fig. 19), qui évoluera dans le temps au fur et à mesure de l'apparition du fluage du matériau. Au bout d'un certain temps, cette distribution des contraintes se stabilisera (du moins théoriquement) et l'état de fluage stationnaire sera atteint. Le champ de variation des contraintes doit avoir une influence sur le processus de fluage. Une telle redistribution des contraintes ne se produit pas par contre à l'intérieur d'un cylindre de glace soumis à l'essai de compression simple.

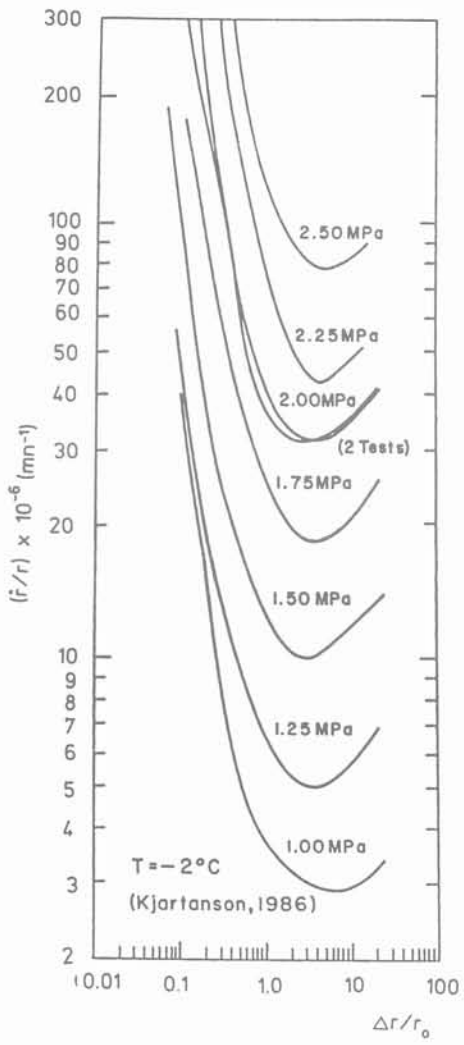


Fig. 16. — Evolution de la vitesse de déformation en fonction de la déformation mesurée lors des essais pressiométriques dans la glace pure.
Fig. 16. — Strain rate versus strain for pressuremeter test at constant pressure in ice.

3.3. Relation « vitesse de déformation-contrainte »

La loi de l'écoulement de GLEN, généralisée à des états multiaxiaux de contraintes par NYE en 1957, suppose que la glace polycristalline se comporte comme un fluide incompressible (loi puissance) dont l'équation peut être écrite de la manière suivante :

$$T + PI = 2\eta\pi^{m/2}D \qquad (7)$$

où : T est le tenseur de contrainte de Cauchy ;
P est la pression isotrope (indéterminée) due à l'incompressibilité ;
I est le tenseur identité ;
D est le tenseur vitesse de déformation ;
$\pi = 1/2$ (trace D^2) ;
η et m sont des coefficients du matériau qui dépendent généralement de la température.

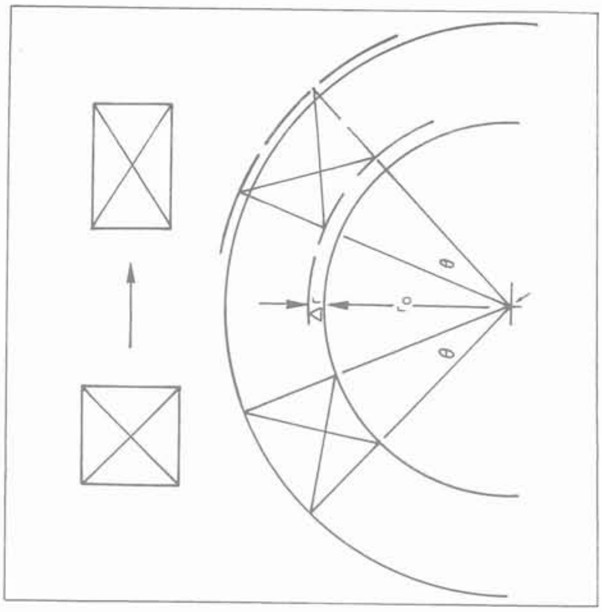


Fig. 17. — Schématisation du cisaillement de la glace autour du pressiomètre.
Fig. 17. — Shear deformation around a pressuremeter.

En ce qui concerne les essais de compression triaxiale (et uniaxiale), dans l'hypothèse où l'équation 7 peut s'appliquer lorsque la vitesse de déformation axiale est minimale, on retrouve alors l'équation de fluage de GLEN :

$$\dot{\epsilon}_{min} = A\sigma^n \qquad (8)$$

où n et A sont reliés aux coefficients du matériau m et η par l'intermédiaire des équations (9) et (10) suivantes :

$$n = 1/(m + 1) \qquad (9)$$

$$A = 2^{1-n}\, 3^{-(1+n)/2}\eta^{-n} \qquad (10)$$

Dans le cas des essais au pressiomètre, la pression p_o s'exerçant loin du forage est généralement inconnue, l'hypothèse $p_o = 0$ permet cependant de déduire de l'équation 7 l'équation de fluage suivante :

$$(\dot{r}/r)_{min} = ap^n \qquad (11)$$

où :

$$a = (2n)^{-n}\eta^{-n} \qquad (12)$$

dans lesquelles r désigne le rayon du forage, $(\dot{r}/r)_{min}$ la vitesse de déformation minimale de sa circonférence et p la pression appliquée latéralement sur le forage. Les exposants des équations 8 et 11 sont identiques ; les coefficients A et a peuvent être reliés par l'équation :

$$A = 2(3)^{-(1+n)/2}n^n a \qquad (13)$$

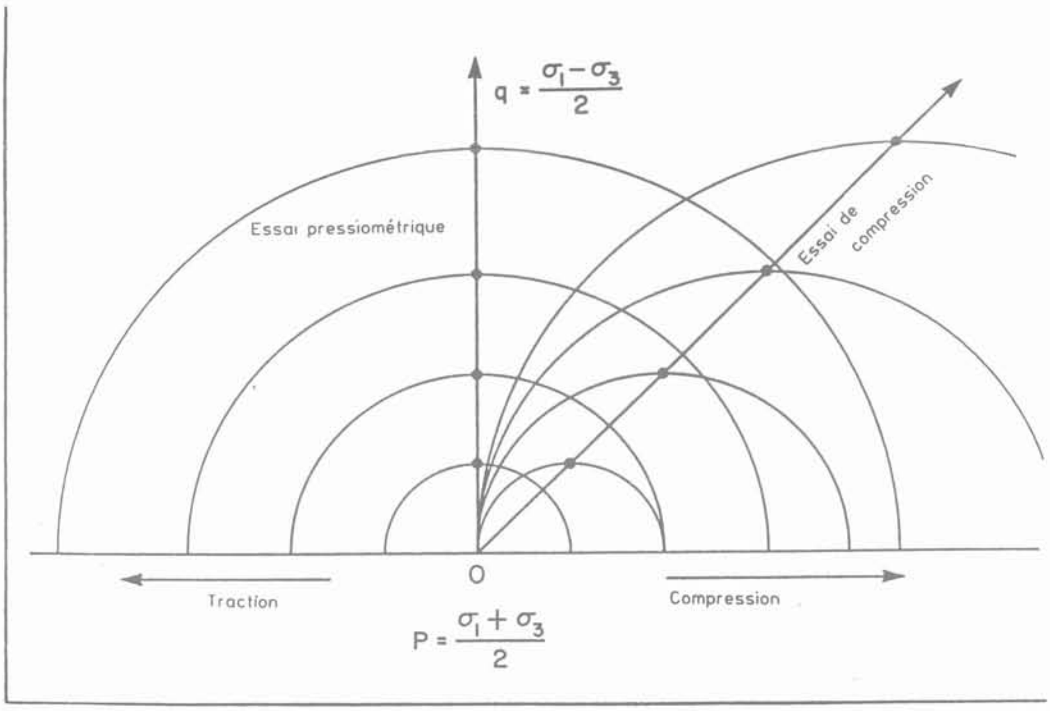


Fig. 18. — Chemin de contrainte d'un essai de compression et d'un essai pressiométrique.
Fig. 18. — Stress paths for pressuremeter and compression tests.

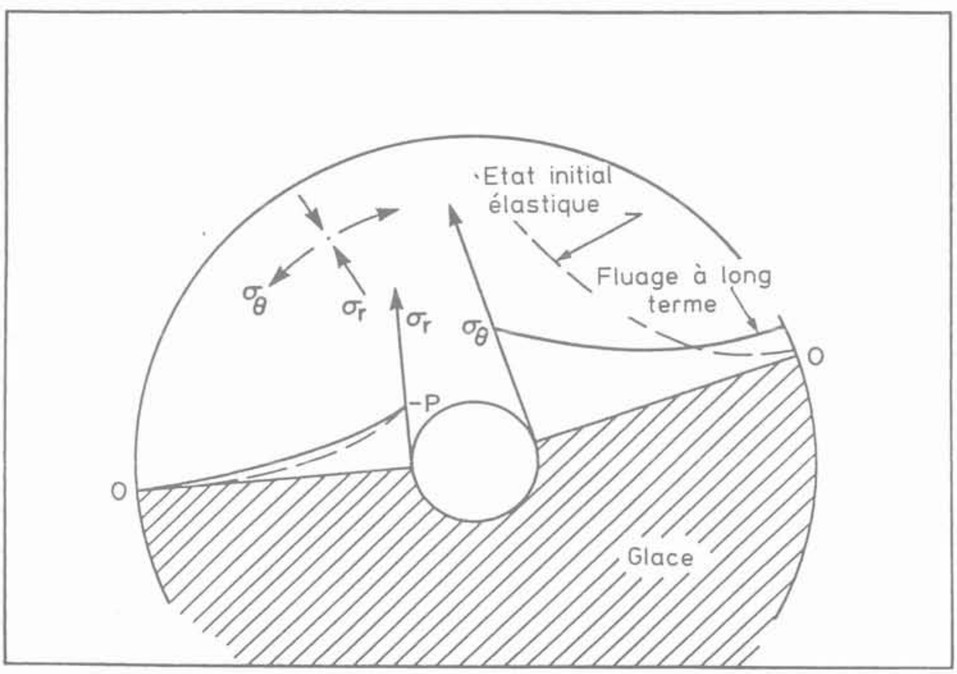


Fig. 19. — Evolution dans le temps de la répartition des contraintes au sein d'un cylindre épais de matériau viscoélastique.
Fig. 19. — Stress redistribution in a thick cylinder of visco-elastic material over time.

Sur la figure 20 est représenté le logarithme de $(\dot{r}/r)_{min}$ pour les 8 essais pressiométriques, en fonction du logarithme de p. La pente de la droite de régression devrait donner la valeur de l'exposant n s'appliquant à la loi de GLEN. Pour cette glace polycristalline, à une température de − 2 °C, cette valeur est de 3,76, du même ordre de grandeur que les valeurs de n trouvées par MELLOR et COLE et par JACKA pour des contraintes sensiblement équivalentes.

Il est également possible d'estimer le paramètre a de l'équation 11 à partir des résultats déduits par des essais au pressiomètre (fig. 20). Si l'on introduit les

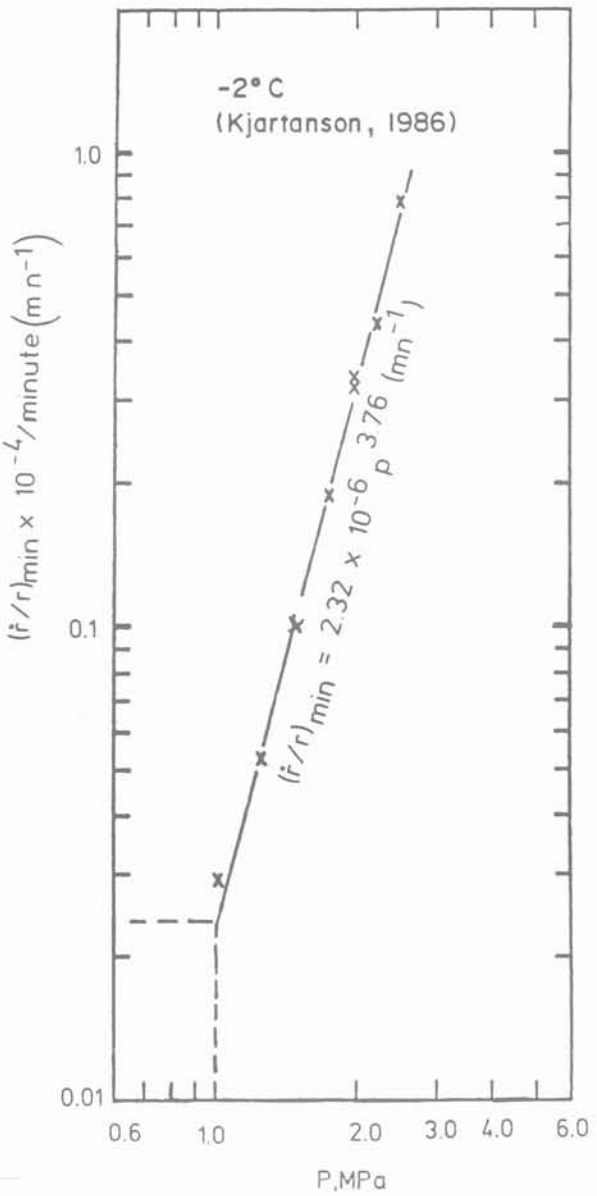


Fig. 20. — Relation « vitesse de déformation minimale - pression appliquée » lors d'une série d'essais pressiométriques à pression constante.

Fig. 20. — Pressure versus minimum strain rate for constant pressure pressuremeter tests in ice.

valeurs ainsi déduites de a et n dans l'équation 13, on obtiendra alors la valeur A telle que fournie par nos essais pressiométriques. Il est intéressant, à ce stade, d'établir une comparaison entre la valeur de A au pressiomètre et celle déduite des résultats expérimentaux de MELLOR et COLE. Une comparaison de ce type peut être effectuée en recalculant les résultats de MELLOR et COLE de la figure 7 (T = − 5 °C) pour une température de − 2 °C par le biais de l'équation de Voytkovskiy. On obtient alors :

$$\dot{\epsilon}_{min} = 4{,}3 \times 10^{-7}\ \sigma^{3{,}42}\ s^{-1} \qquad (14)$$

(résultat obtenu par les essais de compression uniaxiale)

$$\dot{\epsilon}_{min} = 8{,}2 \times 10^{-7}\ \sigma^{3{,}76}\ s^{-1} \qquad (15)$$

(résultat prédit au moyen des essais pressiométriques)

La concordance est, là aussi, tout à fait satisfaisante.

Les valeurs de n et A ainsi calculées dépendent :

— des valeurs de $(\dot{r}/r)_{min}$ telles qu'elles ont été estimées à partir des données brutes du rayon r en fonction du temps t ;

— du choix du lissage optimal des données.

Les valeurs estimées à partir de la méthode des moindres carrés et par une régression linéaire sur le logarithme $(\dot{r}/r)_{min}$ en fonction du logarithme de p seront généralement différentes de celles obtenues par la méthode de moindres carrés mais par une régression non linéaire sur les valeurs de $(\dot{r}/r)_{min}$ en fonction de p. Les valeurs de n = 3,76 et a = 2,32 × 10^{-6} $(MPa)^{-n}min^{-1}$ (donc A = 8,2 × 10^{-7} $(MPa)^{-n}\ s^{-1}$) ont été obtenues à partir d'une régression linéaire sur les logarithmes. SUN (1987) a procédé à une réestimation des valeurs de n et η en utilisant une régression non linéaire. Il utilise pour réaliser son lissage les données déduites des essais de fluage à paliers multiples de KJARTANSON (1986) et il utilise sa propre estimation de $(\dot{r}/r)_{min}$ pour les essais à un seul palier, décrits précédemment. Sur la base des estimations de SUN, l'équation de fluage déduite du pressiomètre, mais applicable aux essais de compression uniaxiale et triaxiale, serait :

$$\dot{\epsilon}_{min} = 6{,}9 \times 10^{-7}\ \sigma^{3{,}46}\ s^{-1}\ ;$$

cette équation se rapproche plus de l'équation 14 que l'équation 15.

Cependant, dans les calculs précédents, il n'a pas été tenu compte du fait que les essais au pressiomètre ont été effectués dans une cuve en acier de diamètre fini. Il est cependant possible d'estimer les effets :

— de l'épaisseur limitée de la glace se trouvant autour du pressiomètre ;

— du confinement de la glace par la paroi de la cuve.

Selon FINNIE et HELLER (1959), la vitesse de déformation tangentielle $\dot{R}/R$ à un rayon donné R dans un tube épais soumis à un fluage stationnaire secondaire dû à une pression interne p est donnée par l'équation (1) :

$$\frac{\dot{R}}{R} = A\left(\frac{3}{4}\right)^{(n+1)/2} \left[\frac{p}{(R_e/R_i)^{2/n} - 1}\cdot\frac{2}{n}\right]^{n}\left(\frac{R_e}{R}\right)^{2} \qquad (16)$$

(1) Une équation identique utilisant une notation différente peut être trouvée dans un certain nombre de textes comme, par exemple, ODQVIST (1966).

dans laquelle :

R_i est le rayon intérieur du tube (dans notre cas, le rayon du forage) ;

R_e est le rayon extérieur du tube (dans notre cas, le rayon intérieur de la cuve) ;

A et n sont les valeurs A et n issues de la loi de GLEN pour le fluage secondaire en compression simple.

L'équation 16 suppose que la limite extérieure R_e est libre et soumise à une pression nulle.

Dans le cas des essais pressiométriques, le calcul de la vitesse de déformation tangentielle présente un intérêt le long de la paroi du forage lorsque $R = R_i = r$. L'équation 16 peut donc être réécrite sous la forme suivante :

$$\frac{\dot{r}}{r} = D.A.p^n \qquad (17)$$

où :

$$D = \left(\frac{3}{4}\right)^{(n+1)/2} \left[\frac{(R_e/R_i)^{2/n}}{(R_e/R_i)^{2/n} - 1} \cdot \frac{2}{n}\right]^n \qquad (18)$$

L'abaque de la figure 21 permet de déterminer D pour différentes combinaisons de n et R_e/R_i.

Il faut noter que dans le cas des essais au pressiomètre en place, $R_e/R_i \rightarrow \infty$, et l'équation 18, simplifiée, aboutit à :

$$D = 2^{-1}\,(3)^{(1+n)/2}\,.\,n^{-n} \qquad (19)$$

On remarque que, sous cette forme, D est l'inverse du terme qui relie A et a dans l'équation 13.

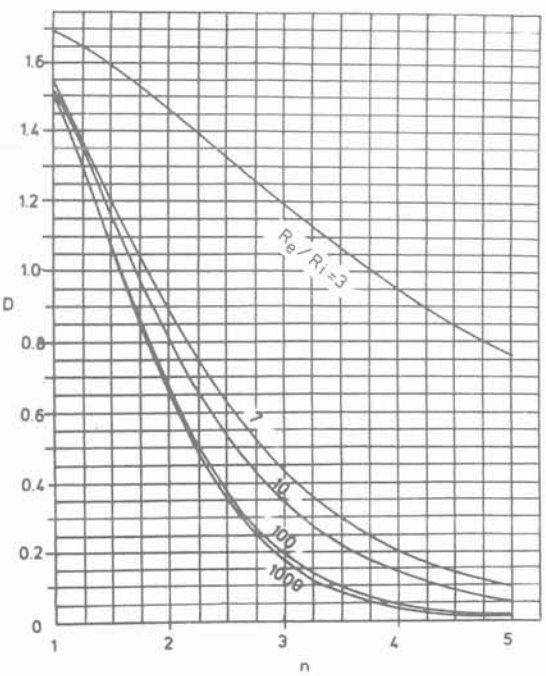


Fig. 21. — Fluage stationnaire au sein d'un cylindre épais : relation entre les paramètres D et n.
Fig. 21. — Thick cylinder D values.

Pour la valeur de n obtenue au pressiomètre (c'est-à-dire pour n = 3,76) et pour les dimensions du tube en glace utilisé lors des essais pressiométriques (c'est-à-dire R_e = 445 mm et R_i = 38,5 mm), la valeur de D est égale à 0,16. Ainsi, nous obtenons :

$$\frac{\dot{r}}{r} = 0{,}16\ Ap^{3{,}76} \qquad (20)$$

La valeur de A ainsi obtenu pour $(\dot{r}/r)_{min}$ est de 2,4 $\times 10^{-7}$, ce qui permet une comparaison avec une valeur de A de 8,2 $\times 10^{-7}$ (équation 15) dans le cas des essais en place, quand $R_e = \infty$ (voir aussi tableau 2).

Tableau 2. — Valeurs de A et n

Cas particuliers	A $(MPa)^{-n} s^{-1}$	n
Compression simple (à partir de Mellor et Cole, 1982)	$4{,}3 \times 10^{-7}$	3,42
Pressiomètre ($R_e = \infty$, régression linéaire)	$8{,}2 \times 10^{-7}$	3,76
Pressiomètre ($R_e = \infty$, régression non linéaire)	$6{,}9 \times 10^{-7}$	3,46
Pressiomètre (Tube épais, s = 0)	$2{,}4 \times 10^{-7}$	3,76

L'influence du confinement par les parois en acier de la cuve peut être prise en compte par une simple modification de l'équation 17. Selon LADANYI et ECKARDT (1983) le cas d'un tube épais confiné soumis à un fluage secondaire stationnaire peut être décrit par l'équation :

$$\frac{\dot{r}}{r} = D.A.(p-S)^n \qquad (21)$$

où : S est la pression de confinement à l'extérieur du tube épais de glace.

Afin de calculer S il est nécessaire de connaître l'allongement des parois du tube. Puisque cette donnée n'a pas été mesurée dans nos essais, la déformation à la circonférence des parois d'acier d'une épaisseur de 11,7 mm doit être estimée à partir de l'augmentation de taille du forage. Cette estimation repose à son tour sur une hypothèse des caractéristiques de variation volumique de la glace, ce qui est une autre inconnue.

Si nous supposons que le volume de la glace ne change pas et que la glace ne flue pas verticalement dans la cuve, la valeur de S, une fois que le diamètre de forage s'est agrandi de 4 % (selon $(\dot{r}/r)_{min}$ dans les essais au pressiomètre) est égale à 1,65 MPa. Cette valeur élevée de S est tout à fait impossible puisque, si l'on se réfère à l'équation 21, des essais au pressiomètre effectués à des valeurs de 1,0, 1,25 et 1,5 MPa correspondraient à des valeurs négatives de p − S.

Puisque la glace contenait des bulles d'air et qu'il n'y avait pas de confinement vertical des échantillons de glace (fig. 13) les hypothèses n° 1 (pas de variation volumique) et n° 2 (déformation plane) ne sont pas réalistes. Des études sont actuellement en cours afin d'analyser l'influence de ces deux phénomènes.

3.4. Fluage primaire

On peut maintenant aborder le problème de la représentation mathématique de la première portion des courbes de déformation, mesurée au pressiomètre, en fonction du temps. Selon LADANYI et JOHNSTON (1973), une relation simple entre le temps et la déformation (une loi « puissance ») (telle que décrite dans l'équation 5) peut être appliquée aux résultats d'essais de fluage au pressiomètre.

LADANYI et JOHNSTON proposent, à cet effet, une équation de la forme suivante :

$$\ln \frac{r}{r_o} = K.(p - p_o)^n \cdot t^b \qquad (22)$$

dans laquelle :

K est une constante dépendant du type de matériau et de la température,
r est le rayon du forage au temps t ;
r_o est le rayon du forage au temps t = 0 ;
p est la pression (constante) appliquée aux parois du forage ;
p_o est la pression s'exerçant loin du forage.

Il est à noter que, pour de faibles déformations :

$$\ln \frac{r}{r_o} \simeq \frac{r - r_o}{r_o} = \frac{\Delta r}{r_o}$$

(déformation de la paroi du forage) ; $(p - p_o)^n$ étant une constante pour un essai effectué sous une pression donnée constante p, l'équation 22 prendra la forme de l'équation 5.

De ce qui précède, nous avons très souvent supposé que p_o était nul. Cette hypothèse a été faite même lorsque les éprouvettes cylindriques de glace se trouvaient dans un conteneur rigide (acier). Une valeur non nulle de p_o ne modifierait pas les conclusions de ce paragraphe puisque nous nous intéressons essentiellement au côté qualitatif du comportement de la glace.

La figure 22 regroupe les résultats des 8 essais pressiométriques, par le biais des variables log $(\ln \frac{r}{r_o})$ et logt. La courbe correspondant à p = 2 MPa est retracée sous la forme d'une courbe en pointillé dans la figure 23 et un effort a été fait pour ajuster une ligne droite sur la première portion de cette courbe, c'est-à-dire avant la vitesse de déformation minimale (comme par ailleurs). Contrairement aux essais de compression simple pour lesquels on a trouvé qu'une loi puissance de la forme de l'équation 5 pouvait s'appliquer pratiquement tout du long jusqu'à la rupture (fig. 12), on ne peut, pour les essais pressiométriques, ajuster l'équation 22 que sur une portion très

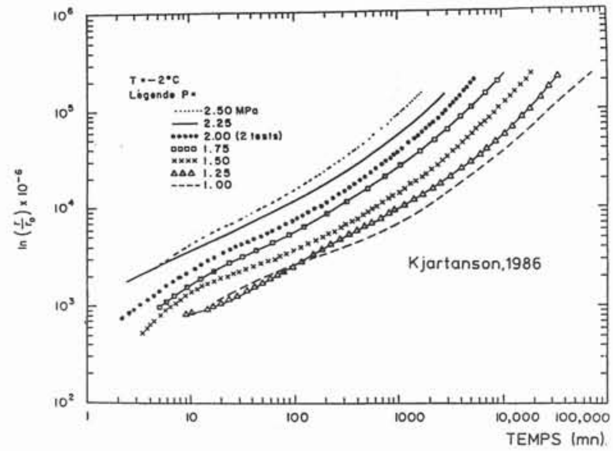


Fig. 22. — Evolution dans le temps des déformations lors d'essais de fluage au pressiomètre (cas de la glace pure).
Fig. 22. — Strain versus time for constant pressure pressuremeter tests in ice.

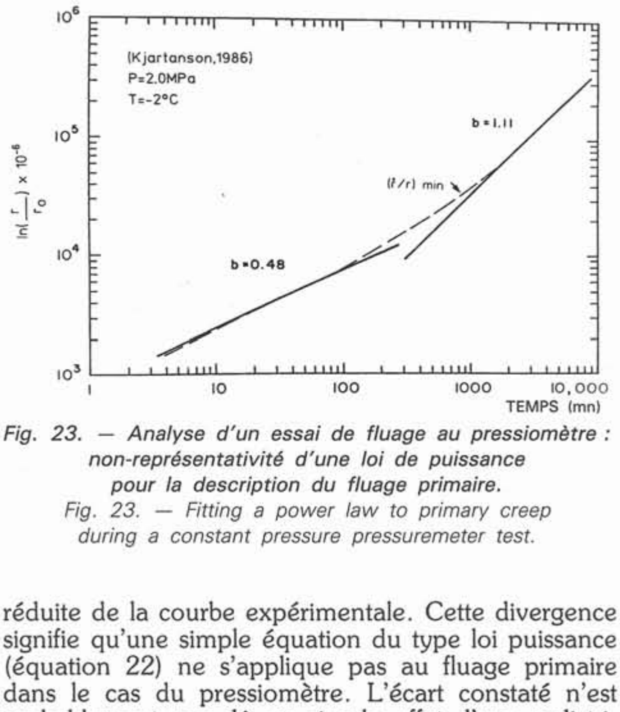


Fig. 23. — Analyse d'un essai de fluage au pressiomètre : non-représentativité d'une loi de puissance pour la description du fluage primaire.
Fig. 23. — Fitting a power law to primary creep during a constant pressure pressuremeter test.

réduite de la courbe expérimentale. Cette divergence signifie qu'une simple équation du type loi puissance (équation 22) ne s'applique pas au fluage primaire dans le cas du pressiomètre. L'écart constaté n'est probablement pas dû au simple effet d'une redistribution de contraintes puisque l'ajustement est mauvais vers la fin de la période de fluage primaire ; en effet, la fin de la période de fluage primaire correspond à des temps suffisamment longs pour que l'on puisse raisonnablement supposer qu'une telle redistribution de contraintes soit achevée depuis longtemps.

L'équation 22 implique que :

- pour chaque valeur de la pression p appliquée par le pressiomètre, la courbe de fluage primaire reliant le logarithme népérien de $\frac{r}{r_o}$, $(\ln \frac{r}{r_o})$, en fonction du temps, soit une droite dans un diagramme bilogarithmique :
- que les droites correspondant aux différentes valeurs de la pression p soient des parallèles de pente commune b, dans ce même diagramme.

Le lecteur pourra se référer à la figure 22 considérée sous ce nouvel angle de vue. Il semble en effet qu'on puisse faire un bon ajustement, avec des valeurs de b comprises entre 0,47 et 0,56, sur les courbes correspondant à p = 1,25, 1,75, 2,00, 2,25 et 2,50 MPa. D'autre part, des petites portions des courbes correspondant aux pressions p = 1,00 et p = 1,50 MPa sont des segments de droite lorsque b est pris égal à 0,38. Dans tous les cas, cependant, les parties linéarisables des courbes se terminent bien avant que le rapport $(\dot{r}/r)_{min}$ correspondant à la rupture ait été atteint.

Pour l'instant, il n'est pas possible d'appliquer les équations de fluage primaire provenant des références suivantes au pressiomètre (GARDNER, JONES et HARRIS, 1984 ; SZYSZKOWSKI et GLOCKNER, 1985 ; ASHBY et DUVAL, 1985). Ces équations ne s'appliquent que pour des conditions aux limites représentées par des essais de compression classiques effectués sur les éprouvettes cylindriques.

MAN et al. (1985) et MAN et SUN (1986) font cependant état de progrès accomplis dans le cadre de leurs recherches quant à la détermination d'une loi de comportement traduisant le fluage primaire de la glace jusqu'à la rupture, loi qui s'appliquerait également au cas du pressiomètre. Jusqu'à présent, deux lois de comportement ont été proposées, qui sont toutes les deux des modèles de fluides de Rivlin-Ericksen de complexité 2. Pour une application au pressiomètre, ces modèles qui sont appelés respectivement fluide modifié du 2e ordre (I) et fluide de complexité 2 à loi puissance (II) conduisent aux équations suivantes du fluage :

$$\text{(I)} \quad \mu_2\,(\ddot{r}/r) + (\eta/m+1)(\dot{r}/r)^{m+1} - \frac{1}{2}\,(p-p_o) = 0 \qquad (23)$$

$$\text{(II)} \quad \mu_2\,(\ddot{r}/r) - (m/m+2)\,\mu_2(\dot{r}/r)^2 + \eta(\dot{r}/r) - \frac{1}{2}\,(p-p_o)\,(m+1)\,(\dot{r}/r)^{-m} = 0 \qquad (24)$$

où : $\dot{r}$ et $\ddot{r}$ désignent respectivement la première et la deuxième dérivée du rayon de forage r en fonction du temps et μ_2, η et m sont des paramètres caractéristiques du matériau. KJARTANSON (1986) et SUN (1987) font état du succès dans leurs tentatives d'obtenir les paramètres μ_2, η et m à partir des huit essais au pressiomètre mentionnés ci-dessus, et ce pour les deux modèles. MAN et SUN (1986) et SUN (1987) concluent que les deux modèles (I) et (II) fournissent des équations de fluage pour les essais triaxiaux en bonne concordance avec les résultats de McTIGUE et al., (1985) sur de la glace polycristalline à − 9,5 °C.

CONCLUSIONS

Il est tout à fait possible de réaliser des essais pressiométriques dans de la « glace chaude » pendant une durée pouvant aller jusqu'à 50 jours, tout en maintenant un degré de précision nécessaire sur la mesure de la déformation du forage.

Les résultats de déformation par fluage provenant des essais au pressiomètre effectués à pression constante peuvent être analysés de la même manière que les résultats d'essais de compression simple en laboratoire. Une analyse de ce type fournit la valeur de l'exposant n de la loi de Glen ainsi qu'un autre paramètre a permettant de calculer le paramètre A de cette même loi.

Une simple représentation par une loi « puissance » du fluage primaire ne peut cependant pas être utilisée pour le pressiomètre, contrairement aux essais de compression. Sur une figure représentant le logarithme de la déformation en fonction du logarithme du temps, seule une petite portion de la courbe de déformation mesurée au pressiomètre est représentée sous forme de droite, par rapport à la linéarité pratiquement parfaite obtenue pour une représentation similaire de résultats d'essais de compression. Des recherches sont en cours afin de trouver une loi de fluage primaire pouvant s'appliquer au pressiomètre et permettant un ajustement avec les données présentées ci-dessus.

Cependant, la conclusion principale à retenir peut être que le pressiomètre permet de déterminer, en place, les paramètres du fluage des sols gelés et de la glace. Cela signifie qu'il existe donc une méthode qui permettra de surmonter tous les problèmes associés aux exigences d'échantillonnage et de manipulation de ces matériaux lorsque l'on effectue des essais en laboratoire. De plus, des essais au pressiomètre en place pourront être effectués dans des conditions réelles de température et de contrainte.

REMERCIEMENTS

Les essais au pressiomètre ont été effectués par KJARTANSON préparant son Doctorat à l'Université du Manitoba. Les subventions provenaient de l'Université et du Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada. D'autres apports financiers ont été fournis par le North American Life Assurance Company, le Canada Mortgage and Housing Corporation et la OYO Corporation of Japan.

Parmi les nombreuses personnes qui ont contribué à cette recherche, nous remercions tout particulièrement MM. François BAGUELIN, Roger FRANK, Robert KENYON, Emery LAJTAI, Edward LEMKE et Brian TURNBULL. Philippe MESTAT a préparé la figure 21. Le texte a été traduit de l'anglais par S. PROESCHEL et B. SOYEZ.

BIBLIOGRAPHIE

ASHBY M.F., DUVAL P. (1985), *The creep of polycrystalline ice.* Cold Regions Science and Technology, 11, pp. 285-300.

BAGUELIN F., JÉZÉQUEL J.F., SHIELDS D.H. (1968). *The pressuremeter and foundation engineering.* Trans Tech. Publications, Clausthal, Germany, 617 p.

FINNIE I., HELLER W.R. (1959), *Creep of engineering materials*. McGraw-Hill Book Company Inc., New York.

GARDNER A.R., JONES R.H., HARRIS J.S. (1984), *A new creep equation for frozen soils and ice*. Cold Regions Science and Technology, 9, pp. 271-275.

GLEN J.W. (1955), *The creep of polycrystalline ice*. Proceedings of the Royal Society, London, A 228, pp. 519-538.

JACKA T.H. (1984), *The time and strain required for development of minimum strain rates in ice*. Cold Regions Science and Technology, 8, pp. 261-268.

KJARTANSON B.H. (1986), *Pressuremeter creep testing in laboratory ice*. Ph. D. thesis, University of Manitoba, Winnipeg, Manitoba, 400 p.

LADANYI B., JOHNSTON G.H. (1973), *Evaluation of in situ creep properties of frozen soils with the pressuremeter*. In : North American Contributions to the 2nd International Conference on Permafrost, Yakutsk, U.S.S.R, National Academy of Sciences, Washington, D.C., pp. 310-318.

MAN C.S., SHIELDS D.H., KJARTANSON B.H., SUN Q.X. (1985), *Creep of ice as a fluid of complexity 2 : the pressuremeter problem*. Proceedings of the Tenth Canadian Congress of Applied Mechanics, University of Western Ontario, London, Ontario., pp. A347-A348.

MAN C.S., SUN Q.X. (1986), *On the significance of normal stress effects in the flow of glaciers*. IMA Preprint Series . 273, Institute for Mathematics and its Applications, University of Minnesota, Minneapolis, 26 p. Submitted to Journal of Glaciology.

McTIGUE D.F., PASSMAN S.L., JONES S.J. (1985), *Normal stress effects in the creep of ice*. Journal of Glaciology, 31, pp. 120-126.

MELLOR M. (1979), *Mechanical properties of polycrystalline ice*. In : Per Tryde (editor) Physicis and Mechanics of Ice, IUTAM Symposium, Copenhagen, Springer-Verlag, Berlin, pp. 217-245.

MELLOR M., COLE D.M. (1982), *Deformation and failure of ice under constant stress or constant strain-rate*. Cold Regions Science and Technology, 5, pp. 201-219.

MELLOR M., COLE D.M. (1983), *Stress/strain/time relations for ice under uniaxial compression*. Cold Regions Science and Technology, 6, pp. 207-230.

NYE J.F. (1957), *The distribution of stress and velocity in glaciers and ice-sheets*. Proceedings of the Royal Society, London, A 239, pp. 113-133.

ODQVIST F.K.G. (1966), *Mathematical theory of creep and creep rupture*. Oxford University Press, London, 170 p.

SEGO D.C. (1980), *Deformation of ice under low stresses*. Ph. D. thesis, University of Alberta, Edmonton, Alberta, 500 p.

SEGO D.C., MORGENSTERN N.R. (1983), *Deformation of ice under low stresses*. Canadian Geotechnical Journal, 20, pp. 587-602.

SUN Q.X. (1987), *On two special Rivlin-Ericksen fluid models generalizing Glen's flow law for polycrystalline ice*. Ph. D. thesis, University of Manitoba, Winnipeg, Manitoba.

SZYSZKOWSKI W., GLOCKNER P.G. (1985), *Modelling the time-dependent behaviour of ice*. Cold Regions Science and Technology, 11, p. 3-21.

VOYTKOVSKIY K.F. (1960), *The mechanical properties of ice*. Izvestia Akademia Nauk, Moscow, USSR. English translation AMS-T-R-391. United States Department of Commerce, Washington, D.C.

une généralisation de la théorie de Coulomb pour le calcul de la poussée et de la butée des terres

a generalisation of Coulomb's theory to calculate active and passive thrust in soils

Dr. Ing. A. STANCIU
Faculté de Constructions d'Iassy (Roumanie)
Laboratoire de Géotechnique Routière et des Ouvrages Souterrains*

Rev. Franç. Géotech. n° 50, pp. 39-59 (janvier 1990)

Résumé

On présente ci-après une généralisation du calcul de la poussée et de la butée des terres selon l'hypothèse de Coulomb, pour le cas d'un sol avec cohésion, d'une adhérence mur-sol non nulle et d'une action sismique de direction quelconque. On donne les calculs analytiques de la poussée et de la butée ainsi que des valeurs extrêmes (minimum et maximum) de la fonction de poussée. On présente également une méthode de résolution graphique (Culmann) pour le cas général.

Abstract

This paper deals with the calculation of active and passive thrust generated in soils, by a seismic force, applied in any direction. The procedure follows Coulombs hypothesis for cohesive soils, considering the adhesion developed between the soil and the wall. The paper presente the algorithm utilized in calculating the extreme values (minimum and maximum) of the thrust corresponding to passive and active thrust. In addition, it also presents the graphical solution (Culmann) for the general case.

* Splai Bahlui 43, Iassy 6600, Roumania

1. INTRODUCTION

Les théories utilisées pour le calcul de la poussée et de la butée des terres sur les murs de soutènements reposent sur l'une des hypothèses suivantes (VERDEYEN et al. 1971) :

a. le sol est supposé en état d'équilibre limite ou plastique (méthodes de Rankine, de Caquot, etc.) ;

b. derrière l'écran de soutènement se forme un coin de glissement dont l'équilibre statique permet le calcul de la poussée ou de la butée (méthode de Coulomb avec les compléments de CULMANN, PONCELET, REBAHN, MONONOBE-OBAKE, TERZAGHI, etc.) ;

c. le sol situé derrière le mur de soutènement est supposé avoir un comportement élastique (méthode de B. Hansen, etc.).

La plupart des théories, quelle que soit l'hypothèse employée, sont développées séparément pour le cas de la poussée et pour celui de la butée bien qu'il s'agisse du minimum et du maximum du même phénomène.

La méthode de Coulomb (1776), fondée sur l'hypothèse b, est applicable dans la plupart des cas pratiques en tenant compte ou non des compléments ultérieurs de PONCELET (1830), CULMANN (1866), REBAHN (1871), MONONOBE-OKABE (1929) et KREY (1936). Elle constitue une méthode analytique, voire graphique pour certains cas particuliers. On propose une généralisation de cette théorie, dans le cadre des hypothèses classiques (BOWLES, 1982 ; BELES et VOINEA, 1958) au cas d'un sol avec cohésion, d'une adhérence non nulle entre l'écran de soutènement et le sol et d'une action sismique de direction quelconque.

Poussée et butée sont obtenues par le même calcul et correspondent aux valeurs minimales et maximales de la fonction de la poussée.

2. ÉQUATIONS DE LA MÉTHODE DE COULOMB GÉNÉRALISÉE

Soit le massif cohérent de la figure 1 soutenu par un mur de soutènement. Suivant l'hypothèse de Coulomb, un déplacement de l'écran de soutènement

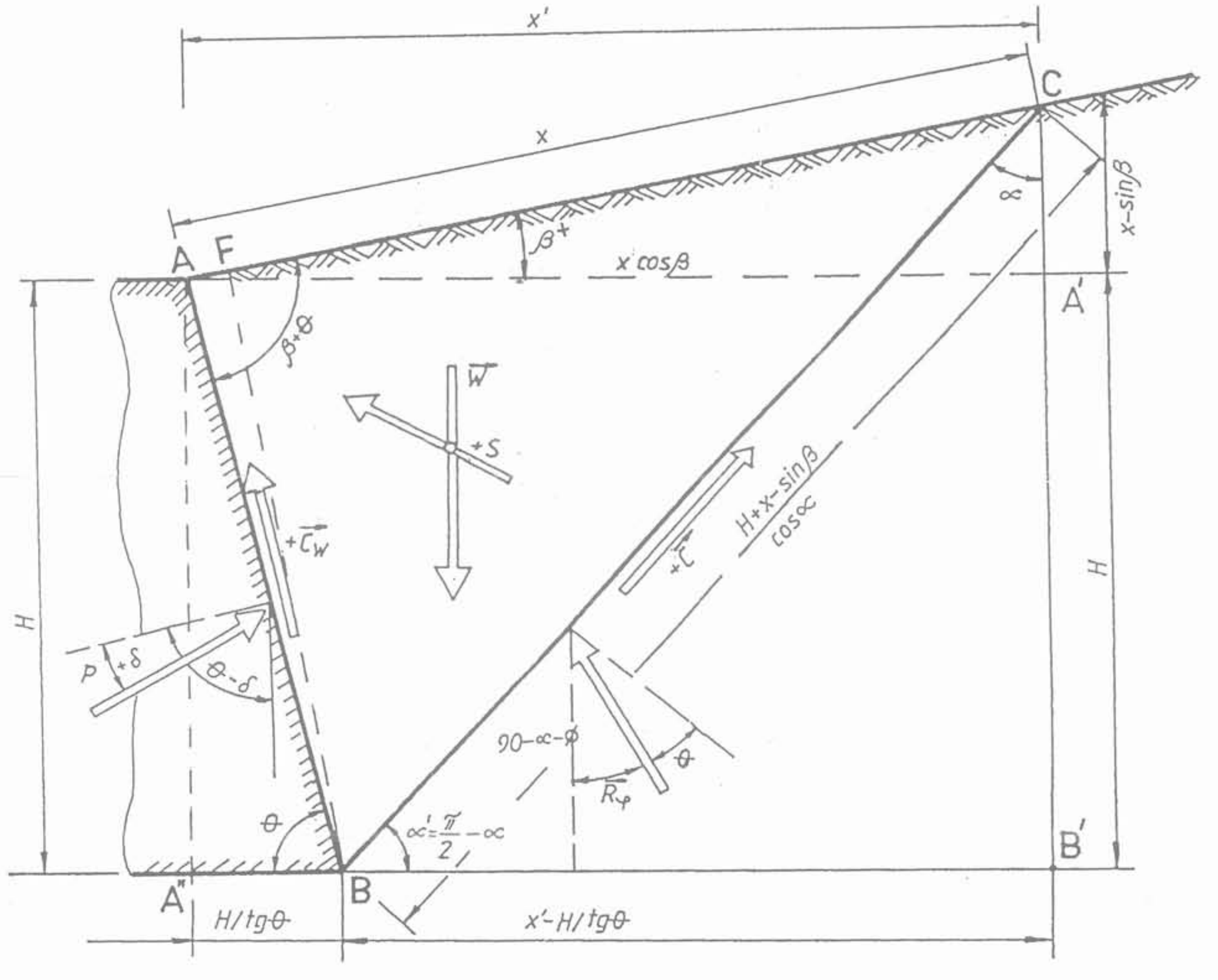


Fig. 1. — Schéma de calcul dans la méthode Coulomb généralisée.
Fig. 1 — Calculation scheme of generalized Coulomb's method.

conduit à un prisme de rupture ABC. En supposant l'angle de frottement interne ($\varnothing$) ainsi que la cohésion (c), respectivement l'adhérence (c_w), complètement mobilisés sur le plan de rupture BC, les forces qui agissent sur le prisme sont :

$\vec{W}$ - le poids du prisme de glissement ABC, qui tend à glisser ;

$\vec{C}$ - la résultante des forces de cohésion mobilisées sur la surface de glissement $\overline{BC}$;

$\vec{R}_{\varnothing}$ - la résultante des composantes normales et des forces de frottement mobilisées le long de la surface potentielle de glissement, inclinée à l'angle $\varnothing$ sur la normale ;

$\vec{S}$ - la force sismique considérée comme agissant au centre de gravité du prisme de glissement ;

$\vec{C}_w$ - la résultante des forces d'adhérence mur-sol mobilisées intégralement sur l'interface $\overline{AB}$;

$\vec{P}$ - la poussée (la réaction) du sol exercée sur le mur de soutènement par le prisme de glissement considéré (ABC), incliné de δ par rapport à la normale.

L'équilibre statique du coin de glissement (ABC), considéré comme solide rigide, impose, qu'en tout point (par exemple le point B), le torseur du système des forces extérieures soit nul :

$$\begin{matrix} \vec{R} = \sum \vec{F_i} = \vec{O} \\ \vec{M} = \sum (\vec{r_i} \times \vec{F_i}) = \vec{O} \end{matrix} \Rightarrow \begin{bmatrix} \Sigma x_i \\ \Sigma y_i \\ \Sigma M_{zi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

Les relations (1) se traduisent graphiquement par la fermeture du polygone vectoriel (fig. 2) et par le fait que les derniers rayons-vecteurs du polygone funiculaire se superposent.

2.1. Expressions des forces

2.1.1. Poids du prisme de glissement

A partir des notations de la figure 1, le poids propre du prisme de glissement est :

$$W = 0{,}5 \,.\, x \,.\, \overline{BF} \,.\, \gamma \,.\, 1 \quad \text{avec}$$

$$\overline{BF} = \overline{AB}.\sin(\Theta + \beta) \text{ et } \overline{AB} = H/\sin\Theta$$

$$\overline{BF} = H.\sin(\Theta + \beta)/\sin\Theta$$

$$\text{d'où } W = 0{,}5.x.H.\gamma.\sin(\Theta + \beta)/\sin\Theta \quad (2)$$

où γ est le poids volumique du sol.

La force sismique dont l'orientation est donnée dans les figures 1 et 2, est prise égale à :

$$S = W\,K_s \quad (3)$$

où W est le poids propre du prisme de glissement et K_s le coefficient sismique, défini comme le rapport entre l'accélération sismique (a_s) et l'accélération gravitationnelle (g).

Les composantes de la force sismique sont :

— selon la direction horizontale $S_h = m.a_h$

— selon la direction verticale $S_v = m.a_v$ (4)

où a_v et a_h sont les composantes de l'accélération du mouvement sismique suivant les deux directions, et (m) la masse du prisme de glissement.

En conformité avec les relations (2), (4) et le polygone des forces de la figure 2 on peut considérer la force $\vec{W'} = \vec{W} + \vec{S}$, d'intensité :

$$W' = (W - S_v)/\cos\Theta_o \quad (5)$$

où : $\Theta_o = \text{arc tg}\,[S_h/(W - S_v)]$ $\Theta_o =$

$\text{arc tg}\,[(a_h/g)/(1 - a_v/g)]$ d'où

$$\Theta_o = \text{arc tg}\,[K_{sh}/(1 - K_{sv})] \quad (6)$$

où K_{sv} et K_{sh} sont respectivement les valeurs des coefficients sismiques suivant les directions verticale et horizontale.

En tenant compte de la relation (2), la relation (5) s'écrit :

$$W' = W\,(1 - W.K_{sv}/W)\,/\cos\Theta_o$$
$$W' = 0{,}5\,.\,x\,.\,H\,.\,\gamma\,.\,(1 - K_{sv}).\,\sin(\Theta + \beta)/(\cos\Theta_o.\sin\Theta) \quad (7)$$

On peut alors définir le poids propre réduit W" du prisme de glissement par l'expression :

$$W'' = W' - C.\cos(\alpha - \Theta_o) - C_W.\sin(\Theta - \Theta_o) \quad (8)$$

où C est la résultante des forces de cohésion sur la surface de glissement considérée et

C_W la résultante des forces d'adhérence sur le mur de soutènement.

La résultante des forces de cohésion a pour expression :

$$C = \overline{BC}.c \text{ soit } C = c.(H + x.\sin\beta)/\cos\alpha \quad (9)$$

La résultante des forces d'adhérence entre le mur et le sol est :

$$C_W = \overline{AB}.c_W \text{ soit } C_W = c_w.H/\sin\Theta \quad (10)$$

En remplaçant dans la relation (8) les forces C et C_W par les expressions (9) et (10) on obtient :

$$W'' = 0{,}5\,.\,x.H.\gamma.\,\frac{(1 - K_{sv})}{\cos\Theta_o}\,.\,\frac{\sin(\Theta + \beta)}{\sin\Theta} - c.(H + x\sin\beta)\,\frac{\cos(\alpha - \Theta_o)}{\cos\alpha} - c_w.H\,.\,\frac{\sin(\Theta - \Theta_o)}{\sin\Theta} \quad (8a)$$

Explicitant dans la relation (8a) les termes :

$$\sin(\Theta + \beta)/\sin\Theta = \cos\beta.(1 + \text{cotg}\,\Theta.\text{tg}\,\beta)$$
$$\sin(\Theta - \Theta_o)/\sin\Theta = \cos\Theta_o.(1 - \text{cotg}\,\Theta.\text{tg}\Theta_o)$$
$$\cos(\alpha - \Theta_o)/\cos\alpha = \cos\Theta_o.(1 + \text{tg}\,\alpha.\text{tg}\Theta_o).$$

On obtient :

$$\begin{aligned} W'' = {} & 0{,}5.x.H.\gamma.(1 - K_{sv}).\cos\beta.(1 + \text{cotg}\Theta.\text{tg}\beta)/\cos\Theta_o \\ & - c.(H + x.\sin\beta).\cos\Theta_o \\ & - c.(H + x.\sin\beta).\text{tg}\alpha.\text{tg}\Theta_o \\ & - c_w.H.\cos\Theta_o.(1 - \text{cotg}\Theta.\text{tg}\Theta_o) \end{aligned} \quad (8b)$$

Or, d'après la figure 1 le paramètre (tgα) est égal à :

$$\text{tg}\alpha = \overline{BB'}/(H + x.\sin\beta)$$

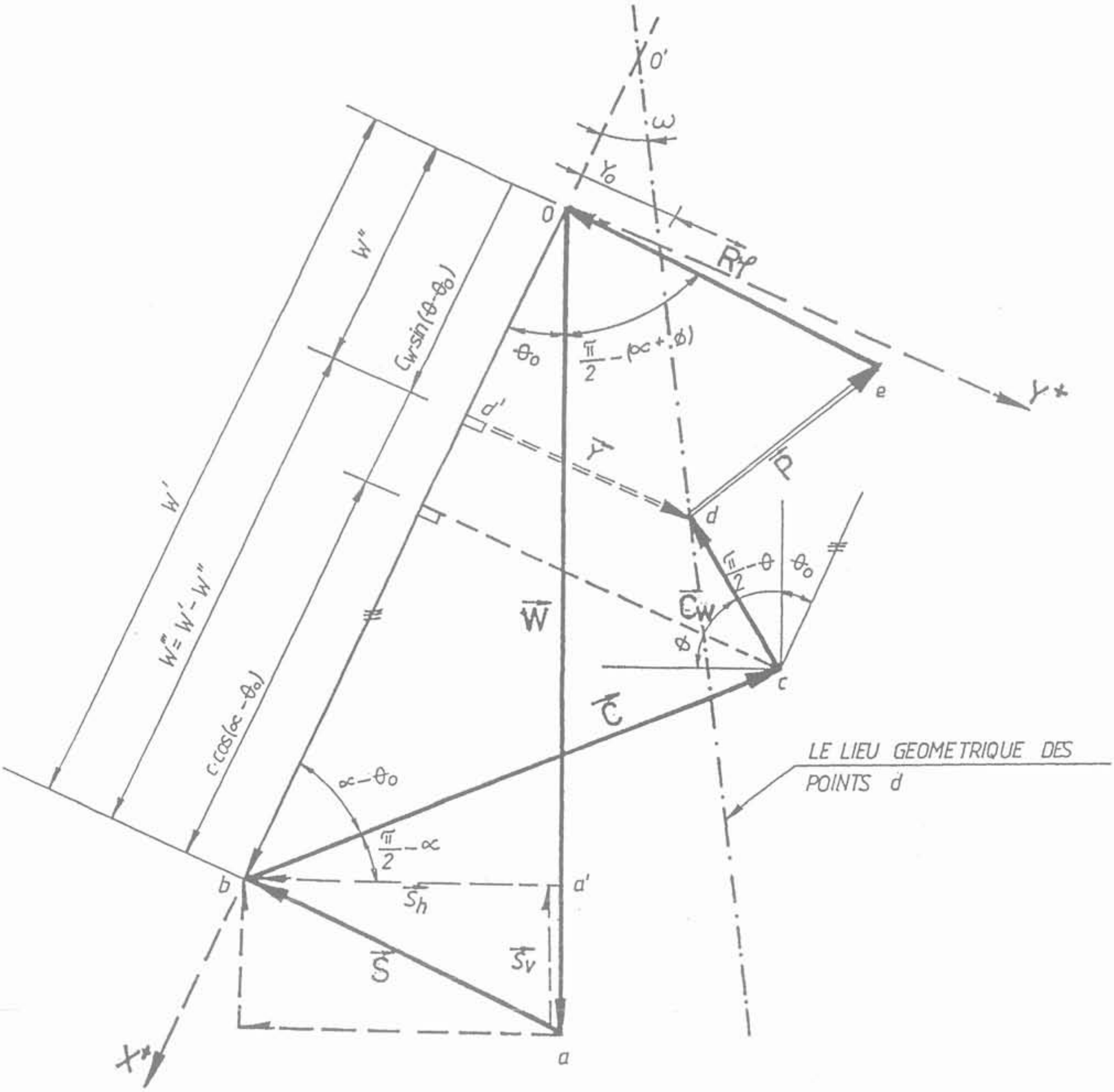


Fig. 2. — Le polygone vectoriel.
Fig. 2. — The vector polygon.

soit $tg\alpha = (x.\cos\beta - H.\cot g\Theta)/(H + x.\sin\beta)$ (11)

et la relation (8b), après regroupement des termes, devient :

$$W" = 0{,}5.x.\cos\beta.H.\gamma \left[\frac{1 - K_{sv}}{\cos\Theta_o} (1 + \cot g\Theta.tg\beta) - \frac{2.c}{\gamma.H}.\cos\Theta_o\ (tg\beta + tg\Theta_o) \right]$$

$$- c.H.\cos\Theta_o\ (1 - \cot g\Theta.tg\Theta_o).(1 + \eta) \quad (8c)$$

où $\eta = c_w/c$.

En utilisant les notations (fig. 1) :

$$x' = x.\cos\beta \text{ et}$$

$$\gamma_r = \gamma.\left[\frac{1 - K_{sv}}{\cos\Theta_o} \cdot (1 + \cot g\Theta.tg\beta) - \frac{2.c}{\gamma.H} \cdot \cos\Theta_o.(tg\beta + tg\Theta_o) \right] \quad (12)$$

la dernière définissant le poids volumique réduit, l'expression du poids réduit du prisme de glissement devient :

$$W'' = 0{,}5.x'.H.\gamma_r$$
$$- c.H.(1+\eta).\cos\Theta_o\ (1 - \cot g\Theta.tg\Theta_o) \qquad (13)$$

2.1.2. *Expression de la force $\vec{Y}$*

A partir de la figure 2 (polygone vectoriel) on peut définir la force $\vec{Y}$, de direction perpendiculaire à celle de $\vec{W}''$, comme la résultante des forces, $\vec{W}'''$, $\vec{C}$ et $\vec{C}_W$:

$$\vec{Y} = \vec{W}''' + \vec{C} + \vec{C}_W \qquad (14)$$

Son intensité est :

$$Y = C.\sin.(\alpha - \Theta_o) - C_W.\cos.(\Theta - \Theta_o) \qquad (15)$$

Remplaçant dans la relation (15) les expressions de C et C_W, données par les relations (9) et (10) on obtient :

$$Y = c.(H+x.\sin\beta).\sin\ (\alpha - \Theta_o)/\cos\alpha$$
$$- c_W.H.\cos\ (\Theta - \Theta_o)/\sin\Theta \qquad (16)$$

En utilisant les relations :

$$\sin\ (\alpha - \Theta_o)/\cos\alpha_o = \cos\Theta_o.(tg\alpha - tg\Theta_o),$$
$$\cos\ (\Theta - \Theta_o)/\sin\ \Theta_o = \cos\ \Theta_o.(\cot g\ \Theta + tg\Theta_o)$$

et la relation (11) pour $tg\alpha$, l'expression (16) s'écrit :

$$Y = c.x'.\cos\Theta_o.(1 - tg\beta.tg\Theta_o)$$
$$- c.H.\cos\Theta_o.(1 + \eta).(\cot g\Theta + tg\Theta_o) \qquad (17)$$

2.2. Tracé du polygone vectoriel

En examinant les relations (13) et (17), qui donnent les expressions de W'' et Y, on observe que la seule variable dimensionnelle est la longueur x' qui fixe la position du plan de glissement. Dans un système de coordonnées rectangulaires YOX (l'axe OX coïncidant avec la direction de W', fig. 2), W'' et Y représentent les coordonnées du point (d), soit :

$$\begin{cases} W'' = 0{,}5.x'.H\gamma_r - c.H.\cos\Theta_o. \\ (1 + \eta).(1 - \cot g\ \Theta.tg\Theta_o) & (13) \\ Y = c.x'.\cos\ \Theta_o.(1 - tg\beta.tg\Theta_o) - c.H.\cos\Theta_o. \\ (1 + \eta).(\cot g\Theta + tg\Theta_o) & (17) \end{cases}$$

et par suite les équations paramétriques de la droite O'd en fonction du paramètre x'. On peut obtenir l'équation réduite de cette droite (Y = a W'' + b) par élimination de x' entre les relations (13), (17).

A partir de l'équation (13), on tire x' :

$$x' = \frac{2.W''}{\gamma_r.H} + \frac{2.c}{\gamma_r}\cdot(1 + \eta).\cos\Theta_o.$$
$$(1 - \cot g\Theta.tg\Theta_o) \qquad (18)$$

En remplaçant dans la relation (17) on obtient l'expression :

$$Y = \frac{2c}{\gamma_r.H}\cdot\cos\Theta_o.1 - tg\beta.tg\Theta_o).W''$$
$$+ c.H\cdot\frac{2c}{\gamma_r.H}.\cos\ \Theta_o.(1 - tg\beta.tg\Theta_o).$$
$$(1 + \eta).\cos\ \Theta_o.(1 - \cot g\Theta.tg\Theta_o) - c.H.(1+\eta).$$
$$\cos\ \Theta_o.(\cot g\Theta + tg\Theta_o) \qquad (19)$$

qui est de la forme Y = a.W'' + b. En utilisant les notations :

$a = tg\omega$

$$\text{où } tg\omega = \frac{2c}{\gamma_r.H}\cdot\cos\ \Theta_o.(1 - tg\beta.tg\Theta_o) \qquad (20)$$

et $b = Y_o$

$$\text{où } Y_o = c.H.tg_\omega.(1+\eta).\cos\Theta_o.(1 - \cot g\Theta.tg\Theta_o)$$
$$- c.H.(1 + \eta).\cos\Theta_o.(\cot g\ \Theta + tg\Theta_o) \qquad (21)$$

l'équation de la droite O'd (19), lieu géométrique des points (d) du polygone vectoriel, s'écrit :

$$Y = W''.tg\omega + Y_o \qquad (22)$$

De même avec les notations :

$$\xi = c/(\gamma_r.H)\ ;\ \xi_1 = c/(\gamma.H)\ ;$$
$$a_1 = (1 + \eta)\sin\ (\Theta - \Theta_o)/\sin\ \Theta\ ;$$
$$a_2 = (1 + \eta).\cos\ (\Theta - \Theta_o)/\sin\ \Theta\ ;$$
$$a_3 = a_1.tg\omega - a_2\ ;$$
$$a_4 = (1 - K_{sv}).(1 + \cot g\ \Theta\ tg\beta)/\cos\Theta_o$$
$$- 2.\xi_1.\cos\ \Theta_o.(tg\beta + tg\ \Theta_o)$$

les relations (12), (13), (20) et (21) deviennent :

$$\begin{cases} \gamma_r = \gamma.a_4 & (12a) \\ W'' = 0{,}5.\gamma_r.H.(x' - 2\ \xi.H.a_1) & (13a) \\ tg\omega = 2.\xi_1.\cos\ (\beta + \Theta_o)/(a_4.\cos\beta) & (20a) \\ Y_o = c.H.a_3 & (21a) \end{cases}$$

et le polygone des forces de la méthode de Coulomb généralisée, présentée à la figure 2, peut être tracé, comme indiqué à la figure 3.

Le plan de glissement BC considéré étant d'inclinaison (α) quelconque, la poussée ou la butée seront obtenues en déterminant les valeurs extrêmes de la force P = f(α).

La résolution peut être faite graphiquement ou analytiquement.

3. MÉTHODE GRAPHIQUE (CULMANN GÉNÉRALISÉ)

Il est possible de déterminer la poussée des terres non cohérentes à l'aide de la méthode graphique de Culmann (BELES et VOINEA, 1958 ; BOWLES, 1982, etc.). Celle-ci consiste à construire les polygones vec-

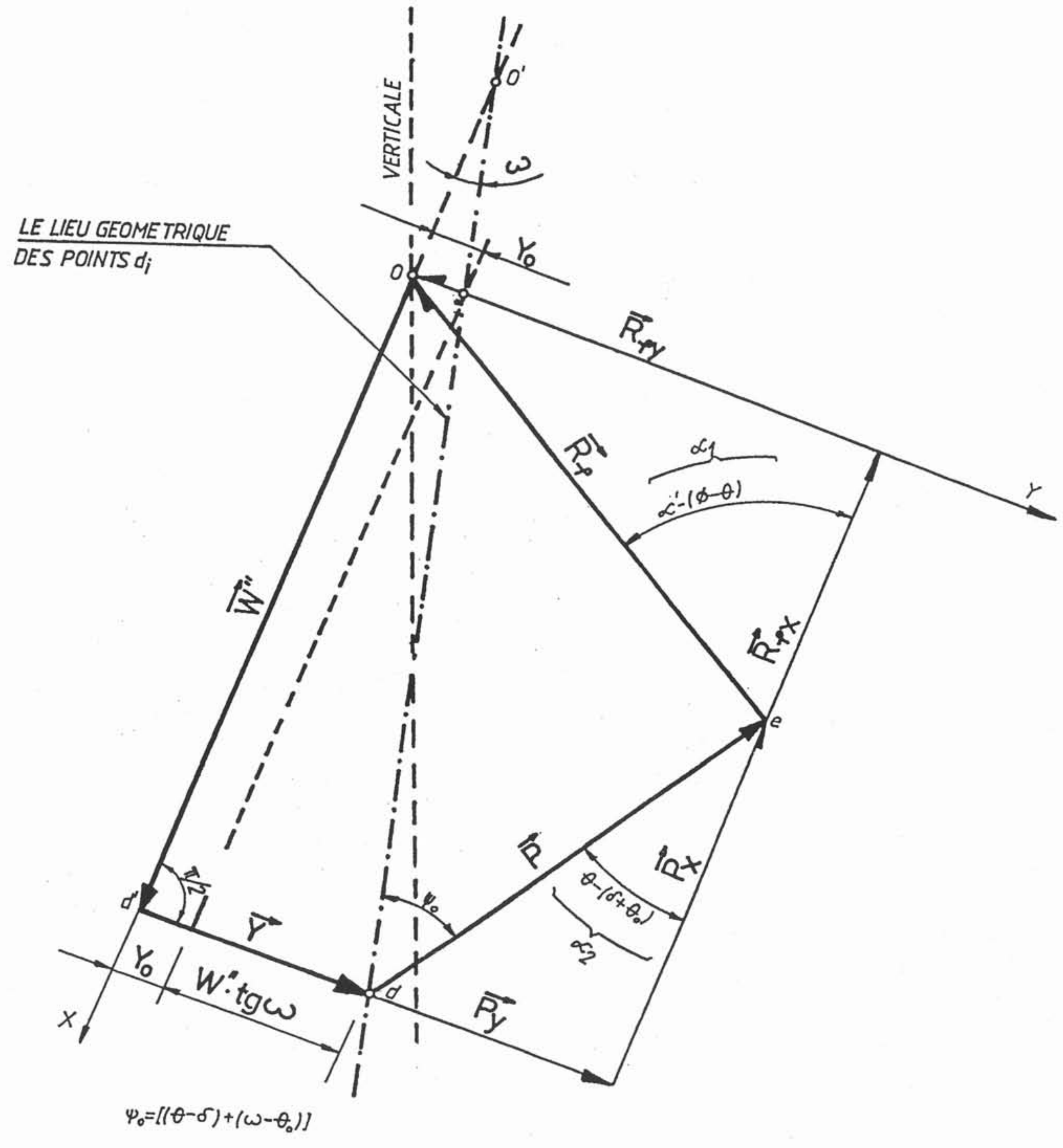


Fig. 3. — Le polygone vectoriel dans la méthode Coulomb généralisée.
Fig. 3. — The vector polygon of generalized Coulomb's method.

toriels pour des prismes de glissement successifs et à placer par rotation le vecteur $\vec{R}_\phi$ dans la direction du plan de glissement BC.

Dans la méthode de Coulomb généralisée, il est nécessaire de faire tourner le polygone vectoriel de la figure 3 de telle manière que le vecteur R_ϕ se superpose à la direction du plan de glissement BC (fig. 4). En se reférant à la figure 3, il en résulte les étapes suivantes pour obtenir les différents points (e_i), de la ligne de Culmann, correspondant à des surfaces successives de glissement (fig. 4 et fig. 5) :

— on trace la ligne de talus naturel (Ox), correspondant au cas c = 0, $\Theta_0 \neq 0$, inclinée à l'angle ($\phi - \Theta_0$) par rapport à l'horizontale ;

— on trace dans le système d'axes YOX, la droite O'd appelée ligne conventionnelle de talus naturel et correspondant à une poussée nulle pour le cas c $\neq$ 0,

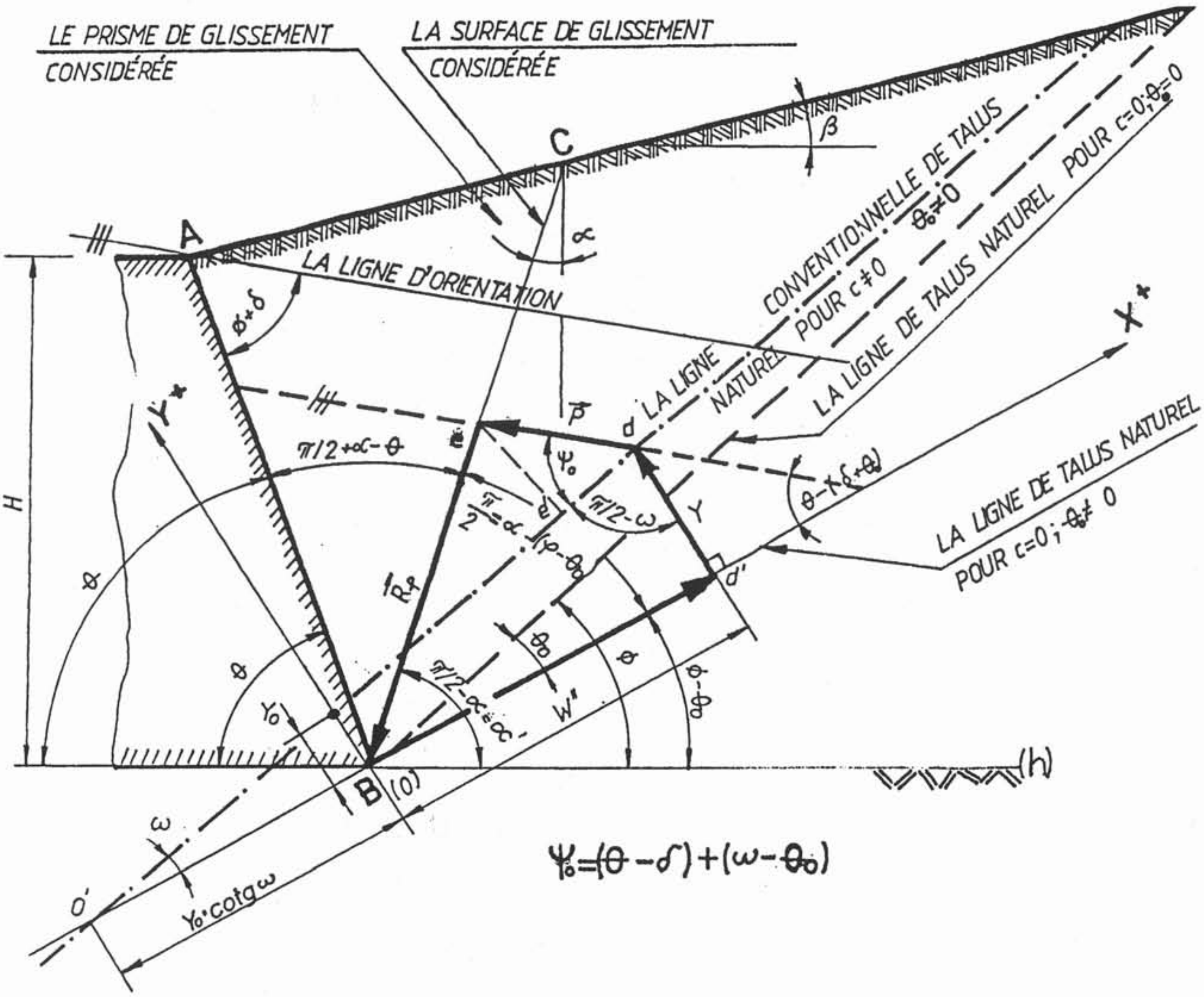


Fig. 4. — Le principe de la construction Culmann généralisée.
Fig. 4. — Principle of the generalized Culmann method.

$\Theta_o \neq 0$. Sa pente est (ω) et son ordonnée à l'origine Y_o ;

— on place sur l'axe Ox le poids réduit du prisme de glissement considéré, correspondant à l'abscisse du point (d') ;

— par le point (d') on mène une perpendiculaire à la ligne conventionnelle de talus naturel (pour le cas $c \neq 0$, $\Theta_o \neq 0$), ce qui donne le point d ;

— par le point d on mène une parallèle à la ligne d'orientation, inclinée de ($\emptyset + \delta$) par rapport au parament du mur AB, jusqu'au point (e) où elle coupe la trace de la surface de glissement considérée ;

— les différents points (e), correspondant à des surfaces successives de glissement, déterminent la ligne de Culmann (fig. 5) ;

— on trace la tangente à la ligne de Culmann, parallèle à la ligne conventionnelle de talus naturel (pour $c \neq 0$, $\Theta_o \neq 0$), ce qui détermine ainsi le point de contact (T) ;

— par le point (T) on trace la parallèle à la ligne d'orientation qui rencontre la ligne conventionnelle de talus naturel au point T' ;

— le segment $\overline{TT'}$ représente dans l'échelle des forces l'intensité de la poussée ($Pa = \overline{TT'}$) exercée par le massif cohérent et tenant compte de l'adhérence et de l'action sismique.

Dans le cas où sur la surface du massif soutenu agit une surcharge uniformément repartie d'intensité (q), le polygone vectoriel de la figure 3 se modifie conformément à la figure 6.

On peut intégrer la surcharge Q dans le poids du prisme de glissement (ABC) et définir ainsi un poids équivalent (W_o), comme dans le cas du massif sans surcharge, ce qui rend possible la construction des mêmes polygones vectoriels à condition de modifier le poids volumique $\gamma \rightarrow \gamma_{eh}$ et l'angle $\Theta_o \rightarrow \Theta'_o$ en fonction du type de surcharge (b ou c) (fig. 6). Par conséquent, les étapes de la construction graphique de la ligne Culmann sont les mêmes et seule la

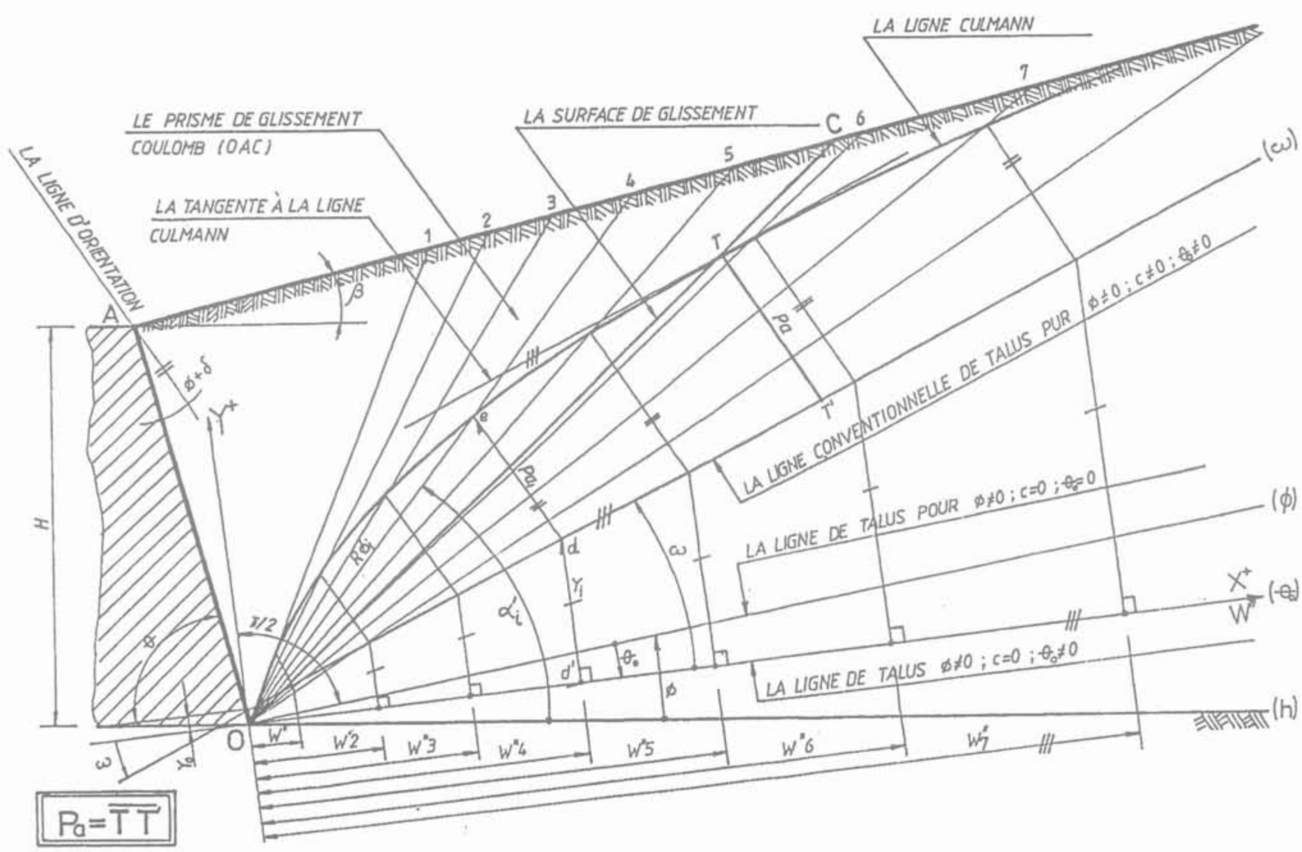


Fig. 5. — La détermination de la poussée des sols cohérents par le procédé graphique tenant compte du séisme.
Fig. 5. — Determination of the active thrust in a cohesive soil, with seimic action, using the graphic method.

valeur du poids volumique réduit (γ_r) est modifiée.

Ainsi dans les relations (12) et (12a) le poids volumique γ sera remplacé par :

$$\gamma_{eh} = \gamma.(1 + 2.\ H_{eh}/H) \qquad (23)$$

où

γ_{eh} est le poids volumique équivalent ;

H_e est la hauteur équivalente de sol déterminée par la relation classique ;

$$H_e = q.\sin\Theta/[\gamma.\sin\ (\Theta + \beta)] \qquad (24)$$

Le poids volumique réduit (12a), dans le cas d'un massif sur lequel agit une surcharge uniformément répartie qui ne modifie pas la force sismique, (fig. 6c) est :

$$\gamma_r = \gamma_{eh}.a_4\ (K_{sv}.\gamma/\gamma_{eh}\ ;\ K_{sh}.\gamma/\gamma_{eh}) \qquad (12b)$$

pour des massifs stratifiés on fera une construction graphique pour chaque couche équivalente. Les couches situées au-dessus de la couche considérée seront supposées agir comme une surcharge uniformément répartie q ($q = \Sigma\gamma_i.H_i$), et par conséquent $\gamma_r = \gamma_{eh}.a_4(\Theta_o)$.

Pour des massifs de surface irrégulière, on approchera la surface du terrain par une succession de segments inclinés aux angles β_i par rapport à l'horizontale et on établira pour chaque inclinaison les paramètres ω_i et Y_{oi}. La ligne conventionnelle de talus, qui sert à la construction de la ligne de Culmann, se présentera alors sous la forme d'une ligne sinueuse déterminée par les intersections des lignes conventionnelles correspondant aux pentes β_i. Les étapes de la construction graphique restent les mêmes.

Pour la détermination de la butée des sols on utilise les mêmes relations que dans le cas de la poussée, mais en introduisant dans les relations ; $\emptyset = : -\emptyset$; $\delta = : -\delta$; $c = : -c$; $c_w = : -c_w$ et $K_{sh} = : -K_{sh}$. La construction graphique de détermination de la butée, avec les mêmes étapes que dans le cas de la poussée, est présentée à la figure 7.

3.1. Equation de la ligne de Culmann généralisée

Pour déterminer l'équation de la ligne de Culmann, on considère le système de coordonnées XOY de la figure 4. Les coordonnées d'un point courant (e) se trouvent à l'intersection des droites $\overline{BC}$ et $\overline{de}$. L'équation de la droite $\overline{BC}$, qui passe par l'origine du système de coordonnées, est :

$$Y = tg\ [\alpha' - (\emptyset - \Theta_o)].X$$
$$t = tg\ [\alpha' - (\emptyset - \Theta_o)] \qquad (25)$$

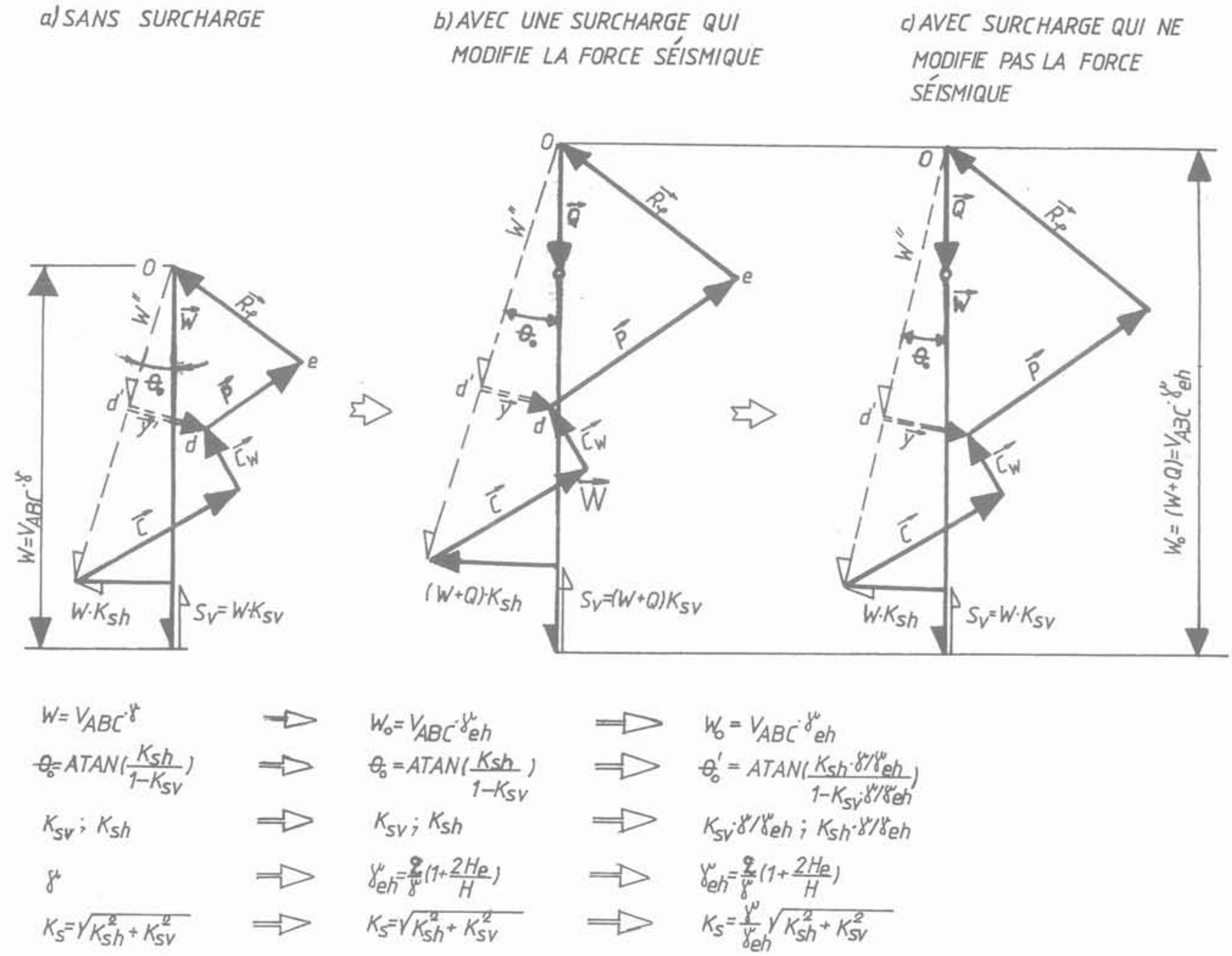


Fig. 6. — L'influence d'une surcharge uniformément répartie.
Fig. 6. — Influence of a uniform surcharge.

Soit :

$$Y = t.X \tag{25a}$$

On détermine l'équation de la droite $\overline{de}$ par sa pente et par la connaissance des coordonnées du point (d). Ces coordonnées du point (d) sont, conformément aux notations de la figure 4 :

$$\begin{cases} X_d = W'' \\ Y_d = Y_o + W''.tg\omega \end{cases} \tag{26}$$

D'où l'équation de la droite $\overline{de}$:

$$Y - (w''.tg\omega + Y_o) = - tg\,[\Theta - (\delta + \Theta_o)].(X - W'')$$

et notant :

$$a = tg\,[\Theta - (\delta + \Theta_o)] \tag{27}$$

il vient :

$$Y = - a.X + W''.(a + tg\omega) + Y_o \tag{27a}$$

Les coordonnées du point courant (e) de la ligne de Culmann, situé à l'intersection des droites $\overline{BC}$ et $\overline{de}$ (fig. 4), sont obtenues comme solutions du système (28) des équations (25a) et (27a) :

$$\begin{cases} Y = t.X \\ Y = -a.X + W''.(a + tg\omega) + Y_o \end{cases} \tag{28}$$

La résolution du système (28) donne :

$$\begin{cases} X_e = W''.(a + tg\omega)/(t + a) + Y_o/(t + a) \\ Y_e = [W''.(a + tg\omega)/(t + a) + Y_o/(t + a)].t \end{cases} \tag{29}$$

Les équations (29) représentent les équations paramétriques de la ligne de Culmann, en fonction du paramètre (t).

Le poids réduit du prisme de glissement considéré, W'', est obtenu en fonction du paramètre (t) en substituant x' dans la relation (13a). Ainsi à partir de l'expression de tgα en fonction de (t) et de x', on obtient :

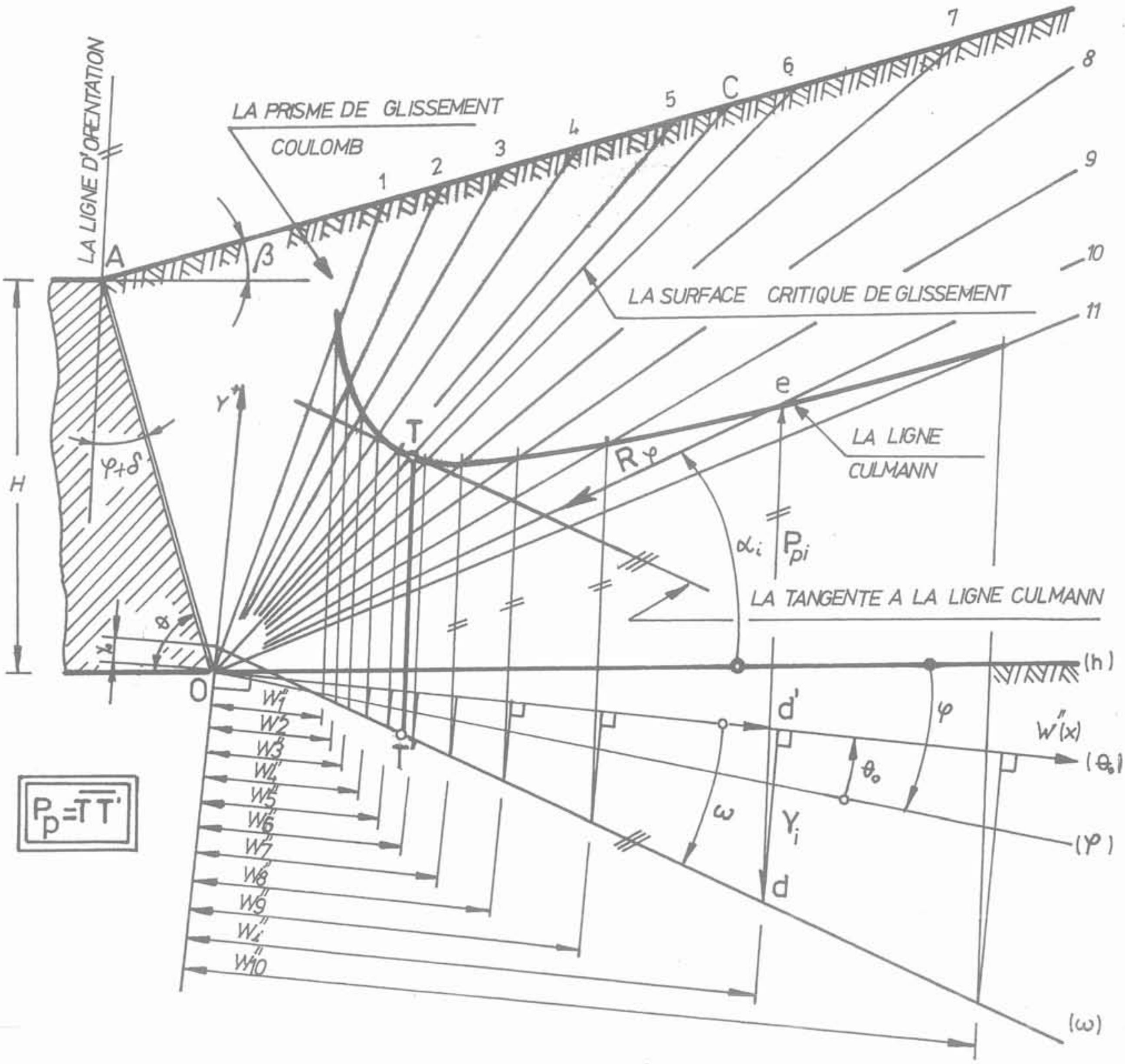


Fig. 7. — Détermination de la butée des sols avec cohésion par construction graphique tenant compte du séisme.
Fig. 7. — Determination of the passive thrust in a cohesive soil, with seismic action, using the graphic method.

$$\mathrm{tg}\alpha' = \frac{t + \mathrm{tg}\,(\varnothing - \Theta_o)}{1 - t.\mathrm{tg}(\varnothing - \Theta_o)} = \frac{H + x'.\mathrm{tg}\beta}{x' - H.\mathrm{cotg}\Theta}$$

d'où :

$$x' = H.(t.b. + e)/(t.d - f) \qquad (29a)$$

avec :

$$\begin{aligned} b &= \mathrm{cotg}\ \Theta - \mathrm{tg}\ (\varnothing - \Theta_o) \\ d &= 1 + \mathrm{tg}\beta.\mathrm{tg}\ (\varnothing - \Theta_o) \\ e &= 1 + \mathrm{cotg}\ \Theta.\mathrm{tg}\ (\varnothing - \Theta_o) \\ f &= \mathrm{tg}\beta - \mathrm{tg}\ (\varnothing - \Theta_o) \end{aligned} \qquad (29b)$$

Par conséquent l'expression du poids réduit W" s'écrit :

$$W'' = 0{,}5.\gamma_r H^2.\left(\frac{t.b + e}{t.d - f} - 2\ \xi.a_1\right) \qquad (13b)$$

et les équations paramétriques (29) ont alors la forme suivante :

$$\left\{ \begin{aligned} X_e &= \frac{a + \mathrm{tg}\omega}{t + a}.\left[0{,}5.\gamma_r.H^2.\left(\frac{t.b + e}{t.d - f} - 2\xi\ a_1\right)\right] + \frac{Y_o}{t + a} \\ Y_e &= t.X_e \end{aligned} \right. \qquad (29c)$$

Les équations paramétriques (29) et (29c) permettent de tracer la ligne de Culmann en fonction du paramètre t (ou de l'angle α') et de calculer la dimension du segment $\overline{de}$ (fig. 4), qui représente, à l'échelle des forces, la poussée correspondant à chaque prisme de glissement considéré.

Ainsi, du triangle ede' (fig. 4), on tire que :

$$P = \overline{ee'}/\sin \psi_o \qquad (30)$$

On détermine $\overline{ee'}$ comme la distance d'un point courant de la ligne de Culman à la droite o'd, soit :

$$\overline{ee'} = - \frac{a + tg\omega}{\pm\sqrt{1 + tg^2\omega}} \cdot \left(W'' \cdot \frac{tg\omega - t}{t+a} + \frac{Y_o}{t+a}\right) \qquad (31)$$

En remplaçant dans la relation (31) le poids réduit W" par son expression (13b) et en regroupant les termes on obtient :

$$\overline{ee'} = 0{,}5.\gamma_r.H^2. \frac{a + tg\omega}{\sqrt{1 + tg^2\omega}}. \ E(t) \qquad (31a)$$

où :

$$E(t) = \left(\frac{t.b+e}{t.d-f} - 2.a_1.\xi\right).\left(\frac{t-tg\omega}{t + a}\right) - \frac{2.\xi.a_3}{t + a} \qquad (32)$$

Par conséquent, l'expression (30) devient :

$$P = \frac{1}{2}.\gamma_r.H^2.\left[\frac{a + tg\omega}{\sqrt{1+ tg^2\omega}} \cdot \frac{E(t)}{\sin \psi_o}\right] \qquad (30a)$$

Les valeurs de la poussée (P_a) et de la butée (P_p) sont alors données par les relations :

$$P_a = \frac{1}{2}.\gamma_r.H^2.\left[\frac{a + tg\omega}{\sqrt{1+ tg^2\omega}} . \frac{\min E(t)}{\sin \psi_o}\right] \qquad (33)$$

$$P_p = \frac{1}{2}.\gamma_r.H^2.\left[\frac{a + tg\omega}{\sqrt{1+ tg^2\omega}} . \frac{\max E(t)}{\sin \psi_o}\right] \qquad (34)$$

où min E(t) et max E(t) représentent les valeurs extrêmes de la fonction E(t), calculées comme indiqué dans le paragraphe 4.

4. MÉTHODE ANALYTIQUE

Le calcul analytique de la poussée et de la butée est fait en considérant l'équilibre statique du prisme de glissement, et donc du système des forces qui agissent sur celui-ci (fig. 1), équilibre donné par les équations (1) et la condition de fermeture du polygone vectoriel (fig. 3). En considérant le système des forces de la figure 1, réduites conformément au polygone vectoriel de la figure 3, dans le système de coordonnées OXY, les équations de l'équilibre statique (1) s'écrivent :

$$\begin{cases} \Sigma x_i = 0 \\ \Sigma y_i = 0 \end{cases} \text{d'où} \begin{cases} W'' - P_x - R_{\varnothing x} = 0 \\ R_{\varnothing y} - Y - P_y = 0 \end{cases} \qquad (35)$$

En substituant dans les relations (35) les forces par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} P_x &= P.\cos\,[\Theta - (\delta + \Theta_o)] = P.\cos\,\alpha_2 \\ P_y &= P.\sin\,[\Theta - (\delta + \Theta_o)] = P.\sin\,\alpha_2 \\ R_{\varnothing x} &= R_{\varnothing}.\cos\,[\alpha' - (\varnothing - \Theta_o)] = R_{\varnothing}.\cos\,\alpha_1 \\ R_{\varnothing y} &= R_{\varnothing}.\sin\,[\alpha' - (\varnothing - \Theta_o)] = R_{\varnothing}.\sin\,\alpha_1 \\ Y &= Y_o + W''.tg\omega \end{aligned} \qquad (36)$$

il vient :

$$\begin{cases} W'' - P.\cos\,\alpha_2 - R_{\varnothing}.\cos\,\alpha_1 = 0 \\ R_{\varnothing}\sin\,\alpha_1 - (Y_o + W''.tg\omega) - P.\sin\,\alpha_2 = 0 \end{cases} \qquad (35a)$$

système qui s'écrit :

$$\begin{cases} R_{\varnothing} = W''/\cos\alpha_1 - P.\cos\alpha_2/\cos\alpha_1 & (37a) \\ P = R_{\varnothing}.\sin\alpha_1/\sin\alpha_2 - (Y_o + W''.tg\omega)/\sin\alpha_2 & (37b) \end{cases}$$

En introduisant la valeur de $R_{\varnothing}$ donnée par la relation (37a) dans la relation (37b) et en ordonnant les termes, il vient :

$$P = \frac{W''}{\sin\,\alpha_2} . \frac{tg\alpha_1 - tg\omega}{1 + cotg\alpha_2.tg\alpha_1} - \frac{Y_o}{\sin\alpha_2.(1 + cotg\alpha_2.tg\alpha_1)} \qquad (38)$$

En remplaçant dans la relation (38) W" par son expression (13b), Y_o par son expression (21a) et en tenant compte des notations données par les relations (25) et (27), l'expression (38) prend la forme suivante :

$$P = \frac{\gamma_r.H^2.a}{2.\sin\alpha_2} . \left[\left(\frac{t.b+e}{t.d-f} - 2.\xi.a_1\right). \left(\frac{t-tg\omega}{a+t}\right) - \frac{2.\xi.a_3}{a+t}\right] \qquad (38a)$$

En comparant avec la relation (32) il en résulte que :

$$P = \frac{\gamma_r.H^2.a}{2.\sin\alpha_2}.E(t) \qquad (38b)$$

Les valeurs de la poussée (P_a) et de la butée (P_p) correspondent aux valeurs extrêmes de la fonction E(t), soit :

$$P_a = \frac{\gamma_r.H^2.a}{2.\sin\alpha_2} . \min E(t)$$
$$P_p = \frac{\gamma_r.H^2.a}{2.\sin\alpha_2} . \max E(t) \quad (39)$$

Les valeurs extrêmes de la fonction E(t) résultent de l'équation :

$$\partial E/\partial t = 0 \quad (40)$$

En explicitant cette équation, on obtient une équation de deuxième degré en (t) :

$$a'.t^2 + b'.t + c' = 0 \quad (41)$$

où les coefficients ont les expressions suivantes :

$$a' = 2.\xi.a_3.d^2 + d(b - 2.a_1.\xi.d).(a + tg\omega) - (f.b + e.d)$$
$$b' = (tg\omega - a).(f.b + e.d) + (d.e - f.b + 4.a_1.\xi.f.d).$$
$$(a + tg\omega) - 4.\xi.a_3.d.f \quad (42)$$
$$c' = a.tg\omega.(f.b + e.d) - f.(e + 2.a_1.\xi.f).(a + tg\omega)$$
$$+ 2\xi a_3.f^2$$

En notant t_1 et t_2 [E (t_1) > $E(t_2)$] les solutions de l'équation (41), les relations (39) deviennent :

$$P_a = \frac{1}{2}.\gamma_r.H^2.\frac{a.E(t_2)}{\sin\alpha_2} \text{ d'où } P_a = 0{,}5.\gamma.H^2.K_a$$

et (39a)

$$P_p = \frac{1}{2}.\gamma_r.H^2.\left[\frac{a.E(t_1)}{\sin\alpha_2}\right] \text{ d'où } P_p = 0{,}5.\gamma.H^2.K_p$$

avec :

$$K_a = a.a_4.E(t_2)/\sin\alpha_2$$
$$K_p = a.a_4.E(t_1)/\sin\alpha_2 \quad (43)$$

représentent les coefficients de poussée et de butée d'un sol avec cohésion en tenant compte d'une adhérence sol/mur et d'une accélération sismique.

En introduisant dans l'expression de E(t) les paramètres b, d, e, f, donnés par les relations (29b) et en tenant compte de ce que $\xi_1 = a_4.\xi$, les relations (42) deviennent :

$$\begin{cases} a' = g.(m_3 - m_2) + (1 + g.tg\omega) - m_4 \\ b' = 2.(m_3 + g.m_2.tg\omega) - 2.m_3.m_4 \quad (42a) \\ c' = m_2.m_3.(1 + g.tg\omega) - (m_3.m_2).tg\omega - m._4.m_3^2 \end{cases}$$

où :

$$m_1 = \frac{\cos\beta.\cos[\Theta + (\varnothing - \Theta_o)]}{\sin\Theta.\cos[(\varnothing - \Theta_o) - \beta]} ;$$
$$m_2 = tg\,[\Theta + (\varnothing - \Theta_o)]$$
$$m_3 = tg\,[(\varnothing - \Theta_o) - \beta] ;$$
$$m_4 = 2.\xi_1.(a_2.g + a_1)/(m_1.a_4) ;$$
$$g = 1/\,tg\,[\Theta - (\delta + \Theta_o)]$$

En fonction de ces notations l'expression du poids réduit du prisme (13b) devient :

$$W'' = \frac{1}{2}.\gamma_r.H^2.\left[m_1 . \left(\frac{t + m_2}{t + m_3}\right) - \frac{2.\xi_1.a_1}{a_4}\right] \quad (13c)$$

et les expressions de la poussée et de la butée s'écrivent :

$$P_a = \frac{1}{2}.\gamma.H^2.\frac{a_4}{\sin[\Theta - (\delta + \Theta_o)]}.\left[m_1.\left(\frac{t_2 + m_2}{t_2 + m_3}\right).\left(\frac{t_2 - tg\omega}{1 + g.t_2}\right) - \frac{2.\xi_1}{a_4}.\left(\frac{a_1.t_2 - a_2}{1 + g.t_2}\right)\right]$$

$$P_p = \frac{1}{2}.\gamma.H^2.\frac{a_4}{\sin[\Theta - (\delta + \Theta_o)]}.\left[m_1.\left(\frac{t_1 + m_2}{t_1 + m_3}\right).\left(\frac{t_1 - tg\omega}{1 + g.t_1}\right) - \frac{2.\xi_1}{a_4}.\left(\frac{a_1.t_1 - a_2}{1 + g.t_1}\right)\right] \quad (39b)$$

où :

$$a_1 = (1 + \eta).\sin\,(\Theta - \Theta_o)/\sin\Theta$$
$$a_2 = (1 + \eta).\cos\,(\Theta - \Theta_o)/\sin\Theta$$
$$a_4 = \frac{1 - K_{sv}}{\cos\Theta_o}.(1 + tg\beta/tg\Theta)$$
$$- 2.\xi_1.\cos\Theta_o.(tg\beta + tg\Theta_o) \quad (42b)$$
$$\Theta_o = arctg\,[K_{sh}/(1 - K_{sv})]$$
$$tg\omega = 2.\xi_1.\cos\Theta_o.(1 - tg\beta.tg\Theta_o)/a_4$$

$$\xi_1 = c/\gamma.H \;;\; \eta = c_w/c$$
$$t_{1,2} = (-b' \pm \sqrt{b'^2 - 4a'c'})/2.a'$$

Par analogie avec les formules classiques, les relations (39b) peuvent être mises sous la forme :

$$P_a = 0{,}5.\gamma.H^2.K_a$$
$$P_p = 0{,}5.\gamma.H^2.K_p \quad (44)$$

où K_a et K_p sont les coefficients de poussée de butée avec pour expressions :

$$K_a = \frac{a_4}{\sin[\Theta - (\delta + \Theta_o)]}.\left[m_1.\left(\frac{t_2 + m_2}{t_2 + m_3}\right).\left(\frac{t_2 - tg\omega}{1 + gt_2}\right) - \frac{2.\xi_1}{a_4}.\left(\frac{a_1.t_2 - a_2}{1 + g.t_2}\right)\right] \quad (45)$$

$$K_p = \frac{a_4}{\sin[\Theta - (\delta + \Theta_o)]} \cdot \left[m_1 \cdot \left(\frac{t_1 + m_2}{t_1 + m_3}\right) \cdot \left(\frac{t_1 - tg\omega}{1 + g.t_1}\right) - \frac{2.\xi_1}{a_4} \cdot \left(\frac{a_1.t_1 - a_2}{1 + g.t_1}\right)\right] \quad (46)$$

Le paramètre t_1 représente la solution de l'équation du deuxième degré donnant le maximum de la fonction E(t) et dont les coefficients sont établis pour $\varnothing =: -\varnothing$; $c =: -c$; $c_w =: -c_w$; $K_{sh} =: -K_{sv}$; $\delta =: \pm\delta$. Le paramètre t_2 est donné par la solution de l'équation donnant le minimum de la fonction E(t) et établie pour $\varnothing =: +\varnothing$; $c =: +c$; $c_w =: +c_w$; $K_{sh} =: +K_{sh}$; $\delta =: \pm\delta$. La solution (t_2) correspond au coefficient de poussée pour le cas ($\beta =: -\beta$) et la solution (t_1) au coefficient de butée de la théorie de Rankine pour $\delta = \beta$ ($c = 0$ / $c \neq 0$ et $c_w = 0$).

Les formules (44) peuvent être mises sous la forme classique de Rankine :

$$\begin{aligned} P_a &= 0{,}5.\gamma.H^2.K_{a\gamma} - 2.c.H.K_{ac} \\ P_p &= 0{,}5.\gamma.H^2.K_{p\gamma} + 2.c.H.K_{pc} \end{aligned} \quad (44a)$$

Les coefficients $K_{a\gamma}$ et K_{ac}, donnés par la relation (45) ont alors pour expressions :

$$K_{a\gamma} = \frac{1 - K_{sv}}{\cos\Theta_o} \cdot \frac{1 + tg\beta/tg\Theta}{\sin[\Theta - (\delta + \Theta_o)]} \cdot \left(\frac{t_2 + m_2}{t_2 + m_3}\right) \cdot \left(\frac{m_1.t_2}{1 + g.t_2}\right) \quad (47)$$

$$K_{ac} = 0{,}5 \cdot \left(\frac{m_1}{1 + g.t_2}\right) \cdot \left(\frac{t_2 + m_2}{t_2 + m_3}\right) \cdot \left\{\frac{\cos\Theta_o.[t_2.(tg\beta + tg\Theta_o) + (1 - tg\beta.tg\Theta_o)]}{\sin[\Theta - (\delta + \Theta_o)]}\right\} + \frac{a_1.t_2 - a_2}{2.(1 + g.t_2).\sin[\Theta - (\delta + \Theta_o)]} \quad (48)$$

Analysant ces expressions des coefficients de poussée du sol ($K_{a\gamma}$; K_{ac}) on constate qu'elles ne sont pas fonction explicite du paramètre ξ_1 et donc de la cohésion.

Par contre ces coefficients de poussée sont fonction du paramètre t_2 et donc de l'inclinaison de la surface de glissement, laquelle dépend de la valeur de la cohésion. Analysant les valeurs des coefficients de poussée données dans l'annexe 2, on constate cependant une influence relativement réduite de cette cohésion et donc de l'inclinaison de la surface de glissement sur les coefficients de poussée.

A partir des relations (44), les coefficients de poussée (resp. de butée) peuvent être exprimés en fonction des coefficients $K_{a\gamma}$ et K_{ac} (resp. $K_{p\gamma}$ et K_{pc}) par les relations :

$$\begin{cases} K_a = K_{a\gamma} - 4.\xi_1.K_{ac} \\ K_p = K_{p\gamma} + 4.\xi_1.K_{pc} \end{cases} \quad (49)$$

et donc par :

$$\begin{aligned} K_{ac} &= (K_{a\gamma} - K_a)/4\xi_1 \\ K_{pc} &= (K_p - K_{p\gamma})/4\xi_1 \end{aligned} \quad (50)$$

Les expressions de $K_{p\gamma}$ et K_{pc} sont similaires à celles de $K_{a\gamma}$ et K_{ac} (47) et (48) ; il suffit d'y remplacer t_2 par t_1, conformément aux développements faits antérieurement.

Il en résulte d'après la relation (25) que les inclinaisons des surfaces critiques de glissement, par rapport à l'horizontale, sont données par :

— pour la poussée :

$$\alpha'_a = \text{arctg}\ (t_2) + (\varnothing - \Theta_o) \quad (51)$$

— pour la butée :

$$\alpha'_p = \text{arctg}\ (t_1) - (\varnothing + \Theta_o) \quad (52)$$

Dans le cas de l'action d'une surcharge uniformément répartie d'intensité q, les forces de poussée et de butée ont pour expressions :

$$\begin{aligned} P_a &= 0{,}5.\gamma.H^2.K_a.(1 + 2.H_e/H) \\ P_p &= 0{,}5.\gamma.H^2.K_p.(1 + 2.H_e/H) \end{aligned} \quad (53)$$

avec :

$$\begin{aligned} K_a &= K_{a\gamma} - 4.[c/\gamma_{eh}.H)].K_{ac} \\ K_p &= K_{p\gamma} + 4.[c/\gamma_{eh}.H)].K_{pc} \end{aligned} \quad (54)$$

où H_e est donnée par la relation (24). Le coefficient ξ_1 des équations (42a) et (42b) sera calculé par :

$\xi_1 = c/(\gamma_{eh}.H)$, où γ_{eh} est donnée par l'équation (23).

C'est à partir d'un tel calcul qu'a été réalisé le programme de calcul sur ordinateur « COULOMB » présenté à l'annexe 1.

5. CONSIDÉRATIONS SUR LE POINT D'APPLICATION DE LA POUSSÉE OU DE LA BUTÉE SUR LA DISTRIBUTION DES PRESSIONS

Il est bien connu que la théorie de Coulomb ne donne aucun renseignement sur la distribution des pressions sur le mur. Cependant, dans les calculs pratiques, on admet une distribution linéaire dans le cas des sols sans cohésion ou avec cohésion, mais qui n'est pas confirmée par l'expérience.

Connaissant la distribution des pressions, on détermine la position de la poussée ou de la butée à partir du centre de gravité du diagramme des pressions.

Quelques précisions sont nécessaires dans le cas des sols cohérents, par suite de l'existence de points de vue différents (KÉZDI, 1974 ; TÎTOVICI, 1955/1976).

Ainsi, si l'on considère que le massif de terre cohérent de la figure 6a, tend à déplacer le mur de soutènement (par exemple par rotation), il va apparaître dans le massif des surfaces potentielles de glissement (planes dans le cas de la théorie de Coulomb) commençant à la surface et se propageant progressivement, au fur et à mesure du déplacement du mur, vers la base de celui-ci, jusqu'à formation de la dernière surface de glissement.

Les surfaces de glissement apparaissent au fur et à mesure de la mobilisation de l'angle de frottement interne et de la cohésion. Il y aura donc, dans le cas des sols cohérents, des surfaces planes sur lesquelles la résistance au cisaillement mobilisée ($\varnothing_m$; c_m) sera plus faible que la résistance disponible ($\varnothing_m < \varnothing$; $c_m < c$) et les prismes correspondants (A_{12}) n'exerceront pas de poussée (positive ou négative) sur le mur (ils resteront théoriquement éloignés du mur). Cela est vrai pour les prismes situés jusqu'à la profondeur H' (fig. 8a), correspondant à la mobilisation complète de la résistance au cisaillement du sol ($\varnothing_m = \varnothing$; $c_m = c$) sur la surface potentielle de glissement et par conséquent à $P_a = 0$. Pour les surfaces situées à une profondeur supérieure à H' la résistance au cisaillement nécessaire pour assurer l'équilibre des prismes ($\varnothing_{néc}$; $c_{néc}$) est plus grande que la résistance disponible ($\varnothing_{néc} > \varnothing$; $c_{néc} > c$) et la stabilité de ces derniers ne peut être assurée que par la réaction du mur, à savoir la poussée, sur la hauteur (H-H'). La valeur de H' résulte de la condition $P_a = 0$, c'est-à-dire $K_a = 0$ (relation 49), soit :

$$H' = 4.c.K_{ac}/(\gamma.K_{a\gamma}) \qquad (55)$$

où K_{ac} et $K_{a\gamma}$ sont déterminés pour $\xi_1 = c/\gamma.H'$ (et avec une assez bonne approximation pour $\xi_1 = c/\gamma.H$).

Connaissant la hauteur H', le calcul de la poussée se fait en considérant l'équilibre statique du massif (1.2.B.C) de la figure 8b ; à la surface de ce massif se transmet la réaction du prisme (A.2.1.) ($\sigma_\varnothing$; c — comme surcharge) de telle sorte qu'au point (2) la poussée est différente de zéro. En supposant une dis-

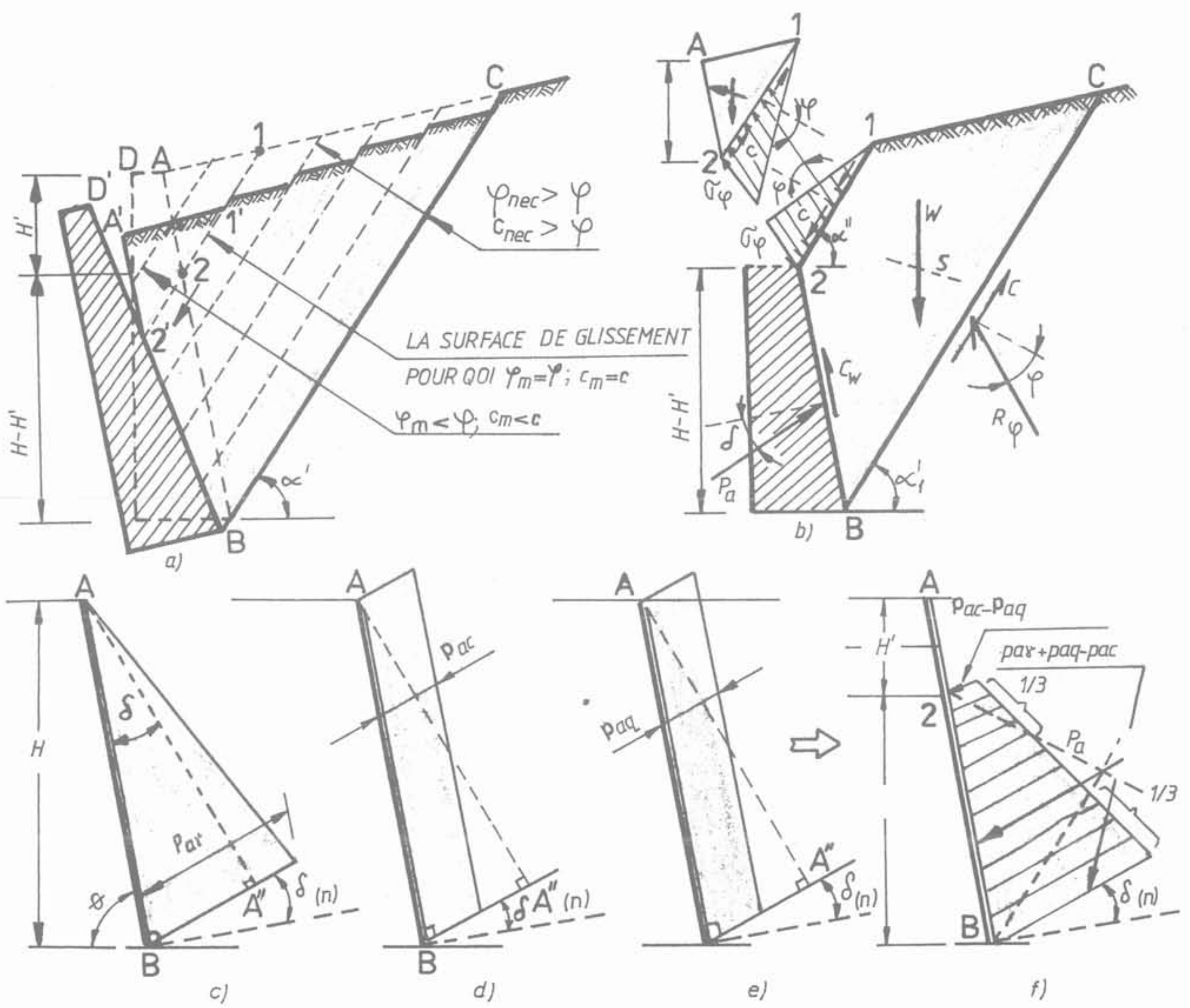


Fig. 8. — Pressions sur le mur dans l'hypothèse d'une répartition linéaire
Fig. 8. — Active pressure on a wall assuming a linear distribution.

tribution linéaire de la pression active p_a, des effets dus au poids propre ($P_{a\gamma}$) (figure 8c) et de la cohésion (p_{ac}) (figure 8d) sur toute la hauteur du mur, et en utilisant le principe de superposition des effets ($p_a = p_a - p_{ac}$), on peut écrire :

$$P_a = 0{,}5\ p_{a\gamma}.\overline{AA}" - p_{ac}.\overline{AA}"$$

soit : $p_{a\gamma} - 2.p_{ac} = 2.P_a/\overline{AA}"$

d'où : $p_{a\gamma} - p_{ac} = 2.P_a/\overline{AA}" + p_{ac}$

Comme pour H = H' la poussée est nulle ($P_a = 0$), il en résulte qu'au point (2) la pression active est $p_{a2} = p_{ac}$. Dans le cas d'une surcharge uniformément répartie la hauteur H' sera d'après la relation (54) :

$$H' = 4.c.K_{ac}/(\gamma.K_a) - 2\ H_e \geqslant 0 \qquad (55a)$$

En supposant également une distribution uniforme de la partie de la pression active due à la surcharge p_{aq} (fig. 8c), il résulte que :

$$P_a = 0{,}5.p_a.\overline{AA}" + p_{aq}.\overline{AA}" - p_{ac}.\overline{AA}"$$

soit :

$$p_{a\gamma} + 2.p_{aq} - 2.p_{ac} = 2.P_a/\overline{AA}" \qquad (56)$$

$$p_{a\gamma} + p_{aq} - p_{ac} = 2.P_a/\overline{AA}" + p_{ac} - p_{aq}$$

Comme $P_a = 0$ pour le prisme de hauteur H', on obtient $p_{a2} = p_{ac} - p_{aq}$. La pression au point B résulte de la somme des trois pressions ($p_a = p_{a\gamma} + p_{aq} - p_{ac}$), figure 8f. Les expressions des presssions p_a, p_{aq} et p_{ac} sont obtenues à partir des relations (56) en explicitant la poussée P_a et le coefficient K_a conformément aux relations (53) et (54) :

$$\begin{aligned} p_{a\gamma} &= \gamma.H.K_a.\sin\Theta/\cos\delta \\ p_{aq} &= \gamma.H_e.K_a.\sin\Theta/\cos\delta \qquad (57) \\ p_{ac} &= 2.c.K_{ac}.\sin\Theta/\cos\delta \end{aligned}$$

Dans le cas d'une action sismique, la distribution des pressions actives, comme le point d'application de la poussée active totale, représentent l'un des problèmes les plus controversés de la littérature (SCHLOSSER et al., 1987).

Considérons l'exemple de la figure 9a, avec un sol non-cohérent. On a déterminé le bras de levier (d) de la poussée totale P_{at} ainsi que celui (d_s) de la poussée active sismique P_{as}

$$(P_{as} = P_{at} - P_{a\gamma})$$

à partir des équations de moment par rapport au point B (fig. 9a et 9b) pour différentes valeurs du coefficient sismique. Les résultats sont présentés dans le tableau 1.

Tableau 1 — Valeurs des bras de levier de la poussée totale et de la poussée sismique

K_{sh}	0,02	0,03	0,04	0,05	0,10	0,20	0,30
d/H	0,345	0,351	0,356	0,362	0,392	0,453	0,525
d_s/H	0,672	0,675	0,679	0,684	0,698	0,739	0,795

Soit P_a la poussée statique correspondant au plan de glissement ($\alpha_\gamma = \pi/4 + \varnothing/2$).

Si l'on détermine $P_{a\gamma}$ à partir du polygone vectoriel pour le prisme de glissement ABC ($\alpha_s < 45° + \varnothing/2$), correspondant à l'action sismique, il en résulte un bras de levier indépendant de l'intensité de l'action sismique ($d_s = H/3$). En analysant les valeurs du tableau 1, on voit que le point d'application de la poussée totale varie entre 0,30 et 0,525 en fonction

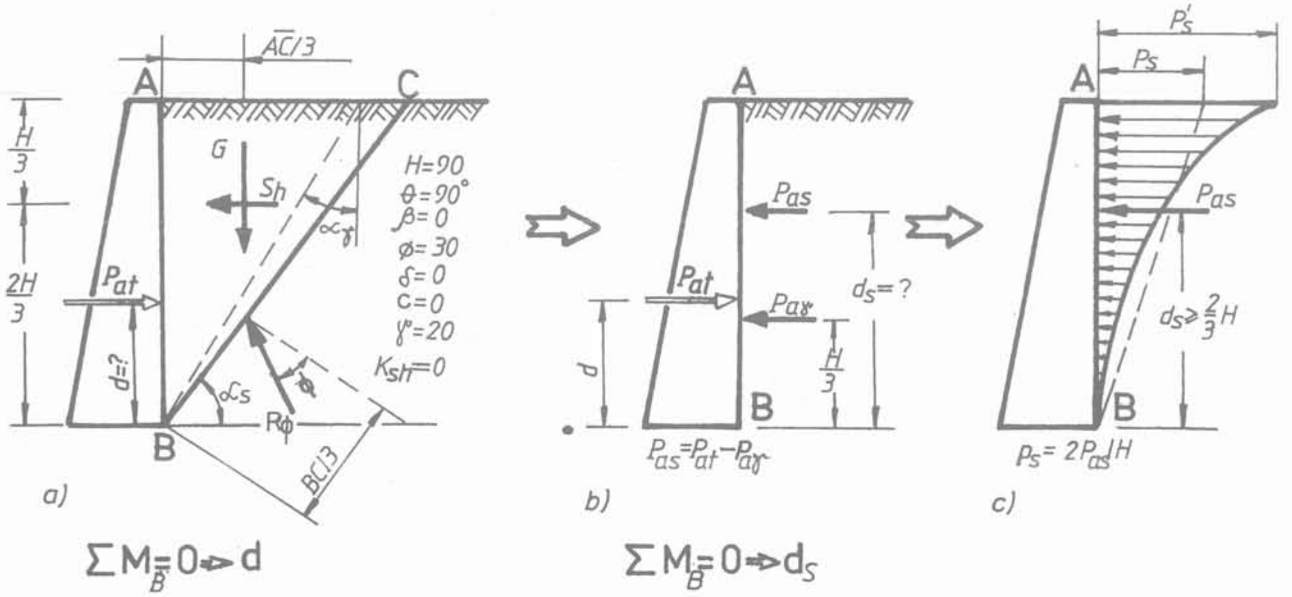


Fig. 9. — Principe du calcul du bras de levier de l'accroissement de la poussée active due au séisme et de la distribution des pressions.

Fig. 9. — Determination of the lever arm and of the distribution of the active seismic thrust.

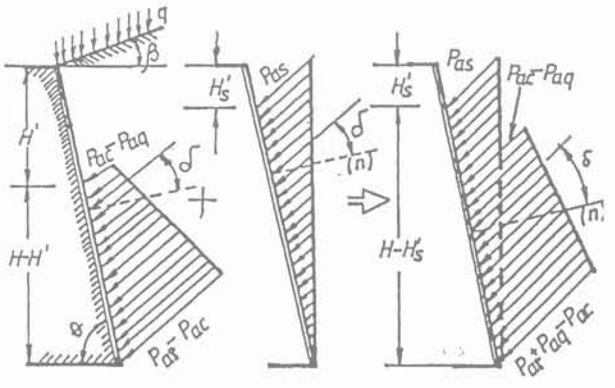
du coefficient sismique et que l'accroissement P_{as} de poussée active, due au séisme, s'applique à une distance $d_s \geqslant 2/3$ H. On constate, que la répartition des presssions correspondant à chacune des deux forces n'est pas linéaire, même si l'on peut approcher par exemple la répartition des pressions dues à l'action sismique par une variation linéaire (fig. 9c). En admettant une répartition triangulaire des pressions actives dues à l'action sismique (fig. 10b) dans le cas général, il en résulte l'expression suivante :

$$P_{as} = (2.P_{as}.\sin\Theta)/[H - H'_s).\cos\delta] \qquad (58)$$

ou encore :

$$P_{as} = P_{a(K_s \neq 0)} - P_{a(K_s = 0)}.$$

Les hauteurs H' et H'_s sont calculées à partir de la relation (54a) dans les deux cas $K_s = 0$ et $K_s \neq 0$. Le diagramme des pressions actives dans l'hypothèse d'une répartition linéaire est présenté sur la figure 10c.



a) STATIQUE *b)* *c) DYNAMIQUE*

Fig. 10. — Répartition des pressions actives dans le cas de forces sismiques.

Fig. 10. — Distribution of the active pressure in the case of seismic forces.

6. CONCLUSION

La présente étude théorique a permis (dans le cadre des hypothèses de la théorie classique de Coulomb) de généraliser la méthode de Culmann, pour le calcul de la poussée et de la butée des terres, dans le cas de sols cohérents, en tenant compte d'une action sismique et d'une adhérence entre le mur et le sol. En même temps il a été possible de développer un calcul analytique des coefficients de poussée et de butée des terres, en tenant compte simultanément de la cohésion, de l'adhérence sol-mur et de l'action sismique, paramètres qui avaient été entièrement ou partiellement négligés dans les développements antérieurs.

BIBLIOGRAPHIE

1. BELES A.A., VOINEA P.R. (1958), Chap. 1 *Echilibrul masivelor alcătuite din materiale pulverulente.* Rezistenta materialelor II, Ed. Tehnică, Bucuresti, p.1-34.
2. BOWLES J. Chap. II *Lateral earth pressure.* Foundation, Analysis and Design, Third Edition, International student edition, Mc Graw Hill Book Co., Singapore, 1984, p. 379-420.
3. KÉZDI A., Chap. 9, *Earth pressure problems.* Handbook of soil mechanics, Volume 1, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1974, p. 245-287.
4. SCHLOSSER F., DORMIEUX L., *Talus et Soutènements en dynamique des sols.* Revue Française de Géotechnique, nr. 37, 1986, p. 40-60.
5. TITOVICI N., Chap. V, *Teoria împingerii pămîntului pe ziduiri de sprijin,* a 3a editie, Editura de Stat Bucuresti, 1955, p. 237-288.
6. TITOVICI N., Chap. 4.5, *Some Problems of the Theory of Soil Pressure on Retaining Walls,* Soil Mechanics (Concise course), Mir Publishers Moskow, 1976, p. 161-173.
7. VERDEYEN J., ROISIN V., NUYENS J., Chap. IX, *La stabilité des murs de soutènement.* Applications de la mécanique des sols, 2, Dunod, Paris, 1971, p. 1-69.

ANNEXE N°1: SOUBRUTINE COULOMB

```
1000>PAPER 0: INK 2: PRINT "
  SOUBRUTINE  COULOMB"
1010 PRINT
1020 READ T,B,FI,D,ETA,KSH,KSV
1030 DATA 75,15,30,15,0.5,0.1,0.
05
1040 INPUT "CSI1=";CSI1
1050 PAPER 0: INK 3: PRINT "
    THE DATES GIVEN"
1060 PRINT
1070 PAPER 0: INK 4: PRINT "TETA
=";T,"BETA=";B,"FI=";FI,"DELTA="
;D,"ETA=";ETA,"KSH=";KSH,"KSV=";
KSV,"CSI1=";CSI1
1080 LET R=PI/180
1090 PRINT
1100 LET T=T*R: LET FI=FI*R: LET
 D=D*R: LET B=B*R
1110 LET J=1
1120 LET TO=ATN (KSH/(1-KSV))
1130 LET A1=(1+ETA)*SIN (T-TO)/S
IN T
1140 LET A2=(1+ETA)*COS (T-TO)/S
IN T
1150 LET A4=(1-KSV)*(1+TAN B/TAN
 T)/COS TO-2*CSI1*(COS TO*TAN B+
TAN TO*COS TO)
1160 LET O=ATN (2*CSI1*COS TO*(1
-TAN B*TAN TO)/A4)
1170 LET G=1/TAN (T-(D+TO))
1180 LET M1=COS B*COS (T+(FI-TO)
)/(SIN T*COS ((FI-TO)-B))
1190 LET M2=TAN (T+(FI-TO))
1200 LET M3=TAN ((FI-TO)-B)
1210 LET M4=(2*CSI1/A4)*(A2*G+A1
)/M1
1220 LET AP=G*(M3-M2)+(1+G*TAN O
)-M4
1230 LET BP=2*(M3+G*M2*TAN O)-2*
M3*M4
1240 LET CP=M2*M3*(1+G*TAN O)-(M
3-M2)*TAN O-M4*M3*M3
1250 LET TP1=(-BP+SQR (BP*BP-4*A
P*CP))/(2*AP)
1260 LET TP2=(-BP-SQR (BP*BP-4*A
P*CP))/(2*AP)
1270 DEF FN E(T)=M1*(((T+M2)*(T-
TAN O))/((T+M3)*(1+G*T)))-(2*CSI
1/A4)*(A1*T-A2)/(1+G*T)
1280 IF FN E(TP1)>=FN E(TP2) THE
N GO TO 1310
1290 LET T1=TP2: LET T2=TP1
1300 GO TO 1320
1310 LET T1=TP1: LET T2=TP2
1320 IF J>1 THEN GO TO 1380
1330 LET KA=FN E(T2)*A4/SIN (T-(
D+TO))
1340>LET ALA=(ATN (T2)+(FI-TO))/
R
1345 LET KAG=FN F(T2): LET KAC=F
N G(T2)
1350 LET J=2
1360 LET FI=-FI: LET D=-D: LET C
SI1=-CSI1: LET KSH=-KSH: LET ETA
=-ETA
1370 GO TO 1120
1380 LET KP=FN E(T1)*A4/SIN (T-(
D+TO))
1390 LET KPG=FN F(T1)
1400 LET KPC=FN G(T1)
1410 PAPER 0: INK 6: PRINT "  CO
EFFICIENT OF ACTIVE EARTH
      PRESSURE"
1420 PRINT
1430 PAPER 0: INK 2: PRINT "KA="
;KA,"KP=";KP,"KAG=";KAG,"KPG=";K
PG,"KAC=";KAC,"KPC=";KPC
1440 LET ALP=(ATN (T1)+(FI-TO))/
R
1450 PRINT
1460 PAPER 0: INK 5: PRINT "THE
ANGLES OF THE YIELD SURFACES"
1470 PRINT
1480 PAPER 0: INK 3: PRINT "ALFA
A=";ALA,"ALFAP=";ALP
1520 DEF FN F(X)=(1-KSV)*(1+TAN
B/TAN T)*((X+M2)/(X+M3))*(M1*X/(
1+G*X))/(COS TO*SIN (T-(D+TO)))
1530 DEF FN G(X)=0.5*(M1/(1+G*X)
)*((X+M2)/(X+M3))*(X*(COS TO*TAN
 B+TAN TO)+COS TO*(1-TAN B*TAN T
O))/SIN (T-(D+TO))+(A1*X-A2)/(2*
(1+G*X)*SIN (T-(D+TO)))
1540 INK 6
1550 STOP
```

```
        SOUBRUTINE  COULOMB

          THE DATES GIVEN

TETA=75           BETA=15
FI=30             DELTA=15
ETA=0.5           KSH=0.1
KSV=.05           CSI1=0.2

    COEFFICIENT OF ACTIVE EARTH
             PRESSURE

KA=.041935012   KP=7.6931963
KAG=0.61015909  KPG=5.682484
KAC=0.71045244  KPC=2.5117854

THE ANGLES OF THE YIELD SURFACES

ALFAA=58.708206 ALFAP=37.901567
```

ANNEXE N°:2a

ϕ	δ	K_a \ ξ	$\theta = 90°$				$\eta = 0,5$				$K_{sh} = 0$				$K_{sv} = 0$			
		β	0				$1/3 \cdot \phi$				$2/3 \cdot \phi$				$1/1 \cdot \phi$			
			0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25
5°	0	$K_{a\gamma}$	0.840	0,838	0,837	0,837	0.865	0,865	0,865	0,865	0.899	0,896	0,895	0,894	0,992	0,936	0,928	0,925
		K_{ac}	—	1,124	1,121	1,120	—	1,152	1,152	1,152	—	1,190	1,185	1,184	—	1,249	1,221	1,219
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,820	0,819	0,819	0,819	0,848	0,847	0,847	0,846	0,887	0,880	0,876	0,875	0,993	0,922	0,909	0,905
		K_{ac}	—	1,097	1,097	1,097	—	1,129	1,127	1,127	—	1,173	1,160	1,159	—	1,239	1,197	1,192
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,803	0,803	0,803	0,803	0,834	0,832	0,830	0,829	0,876	0,866	0,859	0,857	0,994	0,910	0,891	0,886
		K_{ac}	—	1,075	1,075	1,075	—	1,111	1,105	1,104	—	1,160	1,138	1,135	—	1,233	1,174	1,167
10°	0	$K_{a\gamma}$	0,704	0,703	0,701	0,700	0,744	0,744	0,744	0,744	0,800	0,797	0,793	0,792	0,970	0,875	0,852	0,845
		K_{ac}	—	1,032	1,026	1,024	—	1,078	1,078	1,078	—	1,149	1,138	1,136	—	1,284	1,210	1,200
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,674	0,674	0,674	0,674	0,717	0,717	0,716	0,715	0,780	0,772	0,764	0,760	0,971	0,856	0,821	0,810
		K_{ac}	—	0,987	0,987	0,987	—	1,040	1,037	1,037	—	1,122	1,096	1,091	—	1,274	1,166	1,152
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,652	0,652	0,652	0,652	0,697	0,696	0,692	0,690	0,765	0,754	0,740	0,733	0,976	0,841	0,796	0,780
		K_{ac}	—	0,954	0,954	0,954	—	1,013	1,003	1,001	—	1,104	1,061	1,052	—	1,271	1,130	1,109
15°	0	$K_{a\gamma}$	0,589	0,588	0,585	0,583	0,635	0,635	0,635	0,635	0,704	0,700	0,695	0,693	0,933	0,811	0,773	0,759
		K_{ac}	—	0,945	0,938	0.935	—	1,004	1,004	1,004	—	1,099	1,084	1,081	—	1,307	1,187	1,169
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,556	0,556	0,555	0,555	0,605	0,604	0,603	0,602	0,679	0,672	0,661	0,655	0,937	0,789	0,735	0,715
		K_{ac}	—	0,891	0,890	0,890	—	0,957	0,953	0,952	—	1,064	1,030	1,022	—	1,296	1,129	1,103
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,533	0,533	0,533	0,533	0,584	0,582	0,578	0,576	0,664	0,653	0,634	0,624	0,947	0,776	0,706	0,679
		K_{ac}	—	0,854	0,854	0,854	—	0,926	0,914	0,911	—	1,044	0,989	0,975	—	1,297	1,085	1,049
20°	0	$K_{a\gamma}$	0,490	0,489	0,486	0,484	0,537	0,537	0,537	0,537	0,611	0,608	0,602	0,599	0,883	0,742	0,690	0,671
		K_{ac}	—	0,863	0,855	0,852	—	0,929	0,929	0,929	—	1,040	1,023	1,019	—	1,310	1,151	1,125
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0.458	0,458	0,458	0,457	0,507	0,507	0,506	0,505	0,586	0,579	0,566	0,559	0,889	0,720	0,649	0,621
		K_{ac}	—	0,806	0,805	0,804	—	0,878	0,874	0,874	—	1,000	0,962	0,952	—	1,297	1,083	1,045
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,438	0,438	0,438	0,438	0,489	0,488	0,483	0,480	0,572	0,563	0,541	0,528	0,907	0,710	0,621	0,583
		K_{ac}	—	0,770	0,770	0,769	—	0,848	0,836	0,832	—	0,980	0,920	0,903	—	1,301	1,036	0,986
25°	0	$K_{a\gamma}$	0,406	0,405	0,402	0,399	0,451	0,451	0,451	0,451	0,523	0,521	0,514	0,511	0,821	0,668	0,606	0,581
		K_{ac}	—	0,786	0,777	0,774	—	0,855	0,855	0,855	—	0,974	0,957	0,952	—	1,292	1,102	1,069
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,377	0,377	0,376	0,376	0,423	0,422	0,421	0,420	0,499	0,494	0,480	0,471	0,830	0,648	0,565	0,529
		K_{ac}	—	0,729	0,729	0,726	—	0,803	0,800	0,798	—	0,931	0,893	0,881	—	1,277	1,027	0,980
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,361	0,361	0,361	0,360	0,409	0,407	0,403	0,399	0,489	0,481	0,459	0,443	0,857	0,643	0,539	0,492
		K_{ac}	—	0,698	0,698	0,697	—	0,777	0,765	0,760	—	0,915	0,853	0,833	—	1,293	0,980	0,919

ANNEXE N°: 2b

			$\theta = 90°$		$\eta = 0{,}5$				$K_{sh} = 0{,}10$				$K_{sv} = 0°$					
ϕ	δ	β	0				1/3·ϕ				2/3 ϕ				1/1 ϕ			
		K_a \ ξ_1	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25
5°	0	$K_{a\gamma}$		0,974	0,960	0,956		1,040	0,999	0,991		1,163	1,043	1,028			1,094	1,068
		K_{ac}		1,175	1,128	1,123		1,308	1,168	1,158		1,651	1,215	1,195			1,269	1,234
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$		0,964	0,943	0,938		1,034	0,982	0,972		1,165	1,026	1,008			1,077	1,046
		K_{ac}		1,175	1,109	1,102		1,323	1,149	1,135		1,695	1,196	1,171			1,251	1,210
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$		0,955	0,928	0,921		1,029	0,967	0,954		1,168	1,011	0,989			1,062	1,027
		K_{ac}		1,179	1,091	1,103		1,340	1,132	1,114		1,739	1,179	1,150			1,235	1,187
10°	0	$K_{a\gamma}$	0,809	0,807	0,806	0,805	0,904	0,880	0,864	0,859		1,008	0,936	0,920			1,029	0,989
		K_{ac}	—	1,030	1,025	1,024	—	1,137	1,089	1,083		1,407	1,170	1,148			1,275	1,222
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,789	0,785	0,780	0,778	0,896	0,862	0,838	0,829		1,000	0,909	0,887			1,001	0,952
		K_{ac}	—	1,009	0,993	0,989	—	1,132	1,057	1,045		1,436	1,137	1,107			1,243	1,177
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,776	0,769	0,759	0,754	0,894	0,850	0,816	0,803		0,997	0,887	0,858			0,979	0,921
		K_{ac}	—	0,996	0,966	0,959	—	1,134	1,030	1,012		1,469	1,110	1,072			1,217	1,138
15°	0	$K_{a\gamma}$	0,678	0,678	0,677	0,677	0,757	0,752	0,744	0,741		0,883	0,832	0,815			0,955	0,903
		K_{ac}	—	0,933	0,933	0,933	—	1,034	1,012	1,007		1,279	1,116	1,094			1,266	1,196
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,651	0,650	0,648	0,647	0,738	0,729	0,714	0,706		0,870	0,799	0,773			0,921	0,855
		K_{ac}	—	0,898	0,893	0,892	—	1,014	0,970	0,960		1,293	1,073	1,040			1,222	1,134
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,634	0,632	0,626	0,623	0,728	0,714	0,691	0,678		0,865	0,775	0,742			0,896	0,817
		K_{ac}	—	0,879	0,863	0,858	—	1,008	0,939	0,923		1,319	1,041	0,998			1,190	1,085
20°	0	$K_{a\gamma}$	0,569	0,569	0,569	0,569	0,643	0,641	0,637	0,635	0,818	0,771	0,730	0,714			0,874	0,811
		K_{ac}	—	0,849	0,849	0,849	—	0,947	0,936	0,933	—	1,178	1,054	1,033			1,240	1,156
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,541	0,541	0,540	0,539	0,621	0,616	0,606	0,599	0,815	0,754	0,696	0,670			0,834	0,756
		K_{ac}	—	0,808	0,806	0,805	—	0,919	0,889	0,881	—	1,180	1,005	0,971			1,187	1,082
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,525	0,524	0,521	0,518	0,611	0,603	0,585	0,573	0,825	0,750	0,674	0,638			0,812	0,716
		K_{ac}	—	0,787	0,777	0,774	—	0,910	0,860	0,844	—	1,201	0,973	0,926			1,154	1,027
25°	0	$K_{a\gamma}$	0,476	0,476	0,476	0,475	0,544	0,544	0,541	0,540	0,689	0,666	0,634	0,618			0,786	0,715
		K_{ac}	—	0,771	0,770	0,769	—	0,866	0,860	0,858	—	1,083	0,967	0,966			1,198	1,103
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,450	0,450	0,449	0,449	0,522	0,519	0,512	0,506	0,681	0,649	0,600	0,574			0,747	0,657
		K_{ac}	—	0,729	0,728	0,727	—	0,834	0,813	0,806	—	1,077	0,934	0,901			1,138	1,020
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,438	0,437	0,435	0,433	0,515	0,510	0,495	0,484	0,689	0,648	0,581	0,545			0,726	0,618
		K_{ac}	—	0,710	0,704	0,701	—	0,827	0,787	0,773	—	1,099	0,906	0,858			1,107	0,964

ANNEXE N°: 2c

$\theta = 90°$ $\eta = 0,5$ $K_{sh} = 0,20$ $K_{sv} = 0$

ϕ	δ \ β	K_a \ ξ_1	0				1/3·ϕ				2/3·ϕ				1/1·ϕ			
			0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25
5°	0	$K_{a\gamma}$			1,137	1,104			1,205	1,150			1,288	1,200			1,398	1,255
		K_{ac}			1,187	1,143			1,258	1,184			1,349	1,229			1,476	1,278
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$			1,124	1,086			1,192	1,131			1,277	1,180			1,389	1,234
		K_{ac}			1,175	1,124			1,247	1,164			1,340	1,208			1,470	1,257
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$			1,113	1,069			1,181	1,113			1,267	1,162			1,380	1,215
		K_{ac}			1,165	1,106			1,238	1,146			1,333	1,189			1,465	1,237
10°	0	$K_{a\gamma}$		0,990	0,944	0,932		1,330	1,035	1,003			1,159	1,084			1,355	1,181
		K_{ac}		1,200	1,052	1,036		2,256	1,146	1,103			1,283	1,182			1,513	1,274
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$		0,984	0,922	0,904		1,356	1,013	1,386			1,139	1,051			1,338	1,144
		K_{ac}		1,226	1,028	1,004		2,404	1,124	2,555			1,264	1,145			1,501	1,234
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$		0,982	0,704	0,880		1,306	0,906	0,946			1,124	1,022			1,327	1,112
		K_{ac}		1,258	1,010	0,978		2,555	1,108	1,041			1,251	1,114			1,495	1,201
15°	0	$K_{a\gamma}$	0,811	0,803	0,793	0,789		0,960	0,891	0,871			1,035	0,970			1,294	1,095
		K_{ac}	—	0,975	0,946	0,940		1,270	1,051	1,024			1,213	1,126			1,527	1,255
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,798	0,785	0,766	0,757		0,956	0,864	0,835			1,009	0,929			1,273	1,046
		K_{ac}	—	0,970	0,914	0,902		1,311	1,021	0,982			1,186	1,078			1,509	1,199
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,795	0,777	0,748	0,733		0,962	0,846	0,807			0,993	0,896			1,262	1,009
		K_{ac}	—	0,979	0,893	0,873		1,364	1,002	0,950			1,170	1,041			1,503	1,156
20°	0	$K_{a\gamma}$	0,672	0,671	0,669	0,667	0,823	0,797	0,766	0,752		1,349	0,916	0,895			1,217	1,000
		K_{ac}	—	0,861	0,854	0,852	—	1,056	0,964	0,946		2,755	1,139	1,864			1,517	1,219
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,653	0,649	0,641	0,636	0,821	0,785	0,738	0,715		1,401	0,887	0,814			1,193	0,943
		K_{ac}	—	0,842	0,819	0,813	—	1,069	0,929	0,900		3,009	1,106	1,009			1,492	1,151
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,647	0,641	0,626	0,615	0,834	0,787	0,722	0,690		1,474	0,873	0,782			1,186	0,903
		K_{ac}	—	0,842	0,800	0,786	—	1,101	0,911	0,868		3,305	1,091	0,970			1,490	1,104
25°	0	$K_{a\gamma}$	0,564	0,564	0,563	0,568	0,680	0,672	0,655	0,646		0,992	0,802	0,753			1,127	0,897
		K_{ac}	—	0,772	0,771	0,770	—	0,928	0,881	0,869		1,655	1,060	0,995			1,482	1,168
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,543	0,542	0,538	0,536	0,671	0,657	0,629	0,611		1,012	0,774	0,707			1,100	0,836
		K_{ac}	—	0,747	0,737	0,733	—	0,927	0,846	0,823		1,807	1,025	0,937			1,453	1,092
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,539	0,536	0,527	0,520	0,680	0,660	0,617	0,590		1,056	0,764	0,679			1,100	0,797
		K_{ac}	—	0,746	0,721	0,712	—	0,953	0,831	0,795		1,968	1,014	0,901			1,456	1,044

ANNEXE N°:2d

$\theta = 90°$ $\eta = 0,5$ $K_{sv} = 0$ $K_{sh} = 0,30$

ϕ	δ	β	0				$1/3 \cdot \phi$				$2/3 \cdot \phi$				$1/1 \cdot \phi$			
		ξ_1 / k_a	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25	0,00	0,05	0,15	0,25
5°	0	$K_{a\gamma}$			1,482	1,302			1,691	1,369			2,125	1,446				1,534
		K_{ac}			1,447	1,196			1,707	1,252			2,307	1,316				1,390
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$			1,480	1,284			1,692	1,351			2,137	1,427				1,515
		K_{ac}			1,450	1,180			1,718	1,236			2,334	1,299				1,373
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$			1,477	1,269			1,695	1,335			2,151	1,411				1,498
		K_{ac}			1,455	1,166			1,730	1,221			2,363	1,284				1,357
10°	0	$K_{a\gamma}$			1,151	1,092			1,331	1,191			1,693	1,312				1,468
		K_{ac}			1,148	1,068			1,346	1,154			1,798	1,260				1,397
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$			1,137	1,065			1,322	1,162			1,697	1,281				1,434
		K_{ac}			1,138	1,042			1,345	1,126			1,817	1,230				1,364
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$			1,127	1,043			1,318	1,138			1,707	1,255				1,406
		K_{ac}			1,134	1,020			1,349	1,103			1,841	1,205				1,338
15°	0	$K_{a\gamma}$		1,034	0,948	0,924			1,114	1,036			1,443	1,182				1,385
		K_{ac}		1,268	0,992	0,961			1,168	1,064			1,559	1,198				1,385
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$		1,041	0,928	0,893			1,098	1,001			1,439	1,142				1,339
		K_{ac}		1,337	0,974	0,929			1,157	1,028			1,568	1,157				1,339
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$		1,059	0,917	0,871			1,092	0,976			1,447	1,113				1,306
		K_{ac}		1,418	0,966	0,905			1,157	1,002			1,590	1,128				1,306
20°	0	$K_{a\gamma}$	0,831	0,816	0,795	0,784		1,171	0,947	0,899			1,249	1,055				1,289
		K_{ac}	—	0,943	0,879	0,865		1,803	1,041	0,977			1,394	1,129				1,354
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,831	0,809	0,773	0,754		1,208	0,928	0,863			1,241	1,011				1,233
		K_{ac}	—	0,962	0,857	0,832		1,971	1,025	0,939			1,396	1,082				1,297
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,847	0,816	0,764	0,735		1,265	0,924	0,841			1,251	0,984				1,198
		K_{ac}	—	1,002	0,849	0,811		2,173	1,024	0,914			1,418	1,053				1,261
25°	0	$K_{a\gamma}$	0,680	0,678	0,671	0,666		0,886	0,809	0,778			1,084	0,933				1,176
		K_{ac}	—	0,804	0,785	0,779		1,171	0,935	0,894			1,260	1,054				1,304
	$\frac{1}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,672	0,666	0,650	0,639		0,897	0,790	0,774			1,074	0,889				1,116
		K_{ac}	—	0,806	0,762	0,748		1,241	0,916	0,856			1,256	1,085				1,239
	$\frac{2}{3}\phi$	$K_{a\gamma}$	0,683	0,673	0,646	0,626		0,932	0,790	0,726			1,089	0,866				1,084
		K_{ac}	—	0,834	0,758	0,733		1,349	0,920	0,836			1,281	0,980				1,204

étude expérimentale de la bifurcation dans les roches

experimental study of bifurcation in rocks

F.J. SANTARELLI
Elf Aquitaine*

Rev. Franç. Géotech. n° 50, pp. 61-70 (janvier 1990)

Résumé

Cet article présente divers aspects liés à l'étude expérimentale de la bifurcation dans les roches. Dans un premier temps, il présente un catalogue des différentes techniques expérimentales pour détecter la bifurcation puis il les compare. Dans un second temps, une étude de 29 tests triaxiaux sur un grès est présentée. Les applications industrielles de ces méthodes sont soulignées.

Abstract

This paper presents various aspects of the experimental study of bifurcation in rocks. Firstly, it presents a review of the various experimental techniques used to detect bifurcation and compares the results they give. Second, a series of 29 triaxial tests on a sandstone is presented as an application. Industrial applications are emphasized.

* 64018 Pau Cedex.

1. INTRODUCTION

Initialement développées pour les sols, les analyses en bifurcations sont appliquées depuis quelques années aux géomatériaux cohérents et notamment aux roches (VARDOULAKIS, 1984 ; VARDOULAKIS, SULEM et GUENOT, 1988). Devant le caractère prometteur de l'application de cette technique à la stabilité d'ouvrages souterrains (MAURY, 1987), il est intéressant d'étudier expérimentalement le processus de rupture dans l'optique de la théorie des bifurcations. On notera que les termes seuil de bifurcation et point de bifurcation seront utilisés dans cette étude pour désigner le point critique sur les courbes efforts-déformations où le concept de bifurcation développé par les auteurs mentionnés au-dessus est susceptible de s'appliquer. Ce vocable est utilisé seulement par référence à ces théories sans préjuger de l'applicabilité de celles-ci.

Les buts de cet article sont :

— de définir où l'on peut fixer le niveau de contraintes correspondant au point de bifurcation au cours du processus de rupture pendant l'essai triaxial de révolution ;

— de cataloguer les différentes méthodes expérimentales pour détecter ce point de bifurcation et de les comparer ;

— d'illustrer par un exemple ce que peut apporter une telle étude expérimentale ;

— de présenter des observations expérimentales qui puissent permettre d'apporter des éléments de réponse aux questions qui se posent lorsque l'on tente d'appliquer les analyses en bifurcations aux matériaux consolidés.

On insistera sur l'aspect industriel, tant au niveau interprétation des résultats que mise en œuvre des techniques de laboratoire.

2. LES DIFFÉRENTES TECHNIQUES D'ÉTUDES

2.1. Le modèle de PATERSON

Dans son ouvrage, PATERSON (1978) indique quatre étapes successives lors de la rupture d'une éprouvette cylindrique de roche par plan de cisaillement lors de l'essai triaxial de révolution (fig. 1).

— Tout d'abord une fermeture élastique ou inélastique des pores du matériau. Cette fermeture qui se traduit par la courbure inverse de la courbe contrainte-déformation tend à disparaître lorsqu'on applique une pression de confinement à l'éprouvette.

— Une phase II où la plus grande partie des déformations est élastique et où la courbe effort-déformation est linéaire. Il serait incorrect de conclure de cette linéarité et de cette élasticité que la roche est un matériau linéaire élastique. En effet, de nombreux auteurs ont montré que la pente de la courbe effort-déformation ou module d'Young s'accroîssait lorsque l'on accroît la pression de confinement (KULHAWY, 1975).

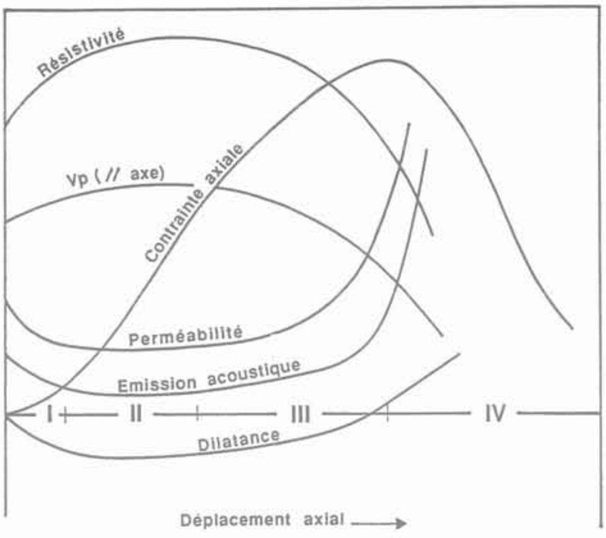


Fig. 1. — Les 4 stades de la déformation d'une éprouvette au cours d'un essai triaxial de révolution. D'après PATERSON (1978)

Fig. 1. — The four deformation stages of a rock specimen tested in triaxial conditions. After Paterson (1978)

— Au-delà d'un certain seuil dit seuil de microfissuration (phase III), des microfissurations commencent à se développer dans la direction parallèle à l'axe qui est la direction de la contrainte principale majeure. On insistera sur le fait que cette microfissuration est uniformément répartie dans l'échantillon à l'exception des zones près des plateaux, influencées par le frettage. De nombreuses méthodes ont été utilisées pour étudier ce développement de microfissures. Outre l'observation directe, ce sont la mesure directe ou indirecte de la déformation volumétrique de l'échantillon, l'enregistrement de l'émission acoustique, la mesure des célérités des ondes et de leurs atténuations voire la mesure de la perméabilité à l'air ou la résistivité électrique. Toutes ces mesures indiquent que le seuil de microfissuration se situe souvent entre 30 et 60 % du pic et que la microfissuration se poursuit bien au-delà du pic.

— Au-delà d'un autre seuil que PATERSON (O.C.) appelle le seuil de localisation (phase IV), *les déformations dans l'éprouvette deviennent inhomogènes et se localisent dans une bande mince*. Les premières microfissures inclinées sur l'axe se développent alors et se concentrent dans une zone proche du plan de rupture (RAMEZ, 1967). Ce seuil de localisation est le véritable point d'initiation de la rupture car toute la partie post-pic correspond à l'endommagement progressif de la zone de déformation localisée donnant naissance au traditionnel plan de cisaillement. PATERSON (1978) insiste sur le fait que dans la partie post-localisation de la courbe charge-déplacement, il n'est pas possible de calculer les contraintes et les déformations directement dans la mesure où les déformations ne sont plus homogènes. Sur le sujet, on pourra aussi se reporter à l'état des connaissances fait par READ et HEGEMEIER (1984). PATERSON place ce seuil de localisation au pic mais reconnaît que des études complémentaires sont nécessaires pour conclure.

2.2. Les méthodes de détection du seuil de localisation

Expérimentalement, la détection du seuil de localisation devra se concentrer sur la mise en évidence de l'un des deux phénomènes qui se produit au seuil de localisation. Ces deux phénomènes sont :

— l'apparition de déformations inhomogènes ;

— une concentration des microfissures dans une bande de l'éprouvette et apparition des premières microfractures inclinées sur la verticale.

Si l'on garde à l'esprit ces deux points précis et si l'on se livre à une étude de la bibliographie de mécanique des roches expérimentale, on se rend compte que la détermination du seuil de localisation est pratiquée depuis longtemps. Pour ce faire, de nombreuses méthodes expérimentales ont été utilisées qui peuvent se regrouper autour des deux phénomènes clés mentionnés ci-dessus : les microfracturations et les déformations. Ces deux groupes de techniques seront présentées, tour à tour, ci-dessous.

Parmi *les méthodes qui consistent à étudier les microfissures*, la plus directe consiste à charger des éprouvettes jusqu'à un certain point de la courbe chargement-déplacement puis à la décharger et à confectionner un certain nombre de sections polies et de lames minces qui seront étudiées sous le microscope soit en réflexion (BRADY, 1974) soit en transmission (FRIEDMAN, PERKINS et GREEN, 1970), soit encore, sous le microscope électronique à balayage (KRANZ, 1979 et WONG, 1982). Ces techniques permettent d'étudier la morphologie des microfissures, leur orientation et leur localisation. Cette technique offre l'avantage de pouvoir être utilisée sur pratiquement n'importe quel essai, que ce soit uniaxial, triaxial de révolution, biaxial au triaxial vrai. Pourtant elle a le désavantage majeur de nécessiter des tests relativement nombreux pour déterminer précisément le seuil de localisation. Quoique l'usage de répliques de la surface de l'échantillon tourne cette difficulté (TOURENQ, 1967). L'utilisation d'une telle méthode dans un contexte industriel semble néanmoins difficile.

Une autre méthode consiste à enregistrer les événements acoustiques de la roche qui se rompt et à les localiser (SCHOLZ, 1968 ; SONDERGELD et ESTEY, 1981 et YANAGIDANI et al, 1985). Cette technique peut être utilisée pour tous les types d'essai à condition que le bruit de fond provoqué par le fonctionnement de la presse puisse être filtré. La méthode nécessite un équipement spécifique, (acquisition et interprétation de données). Elle est courante dans le contrôle non destructif des matériaux composites.

Enfin, une dernière méthode consiste à mesurer la vitesse des ondes P parallèle à l'axe de chargement (FOURMAINTRAUX, 1970 ; THILL, 1972 ; RAO et RAMANA, 1974 et LOCKNER, WALSH et BYERLEE, 1977). Cette vitesse des ondes reste pratiquement inchangée lorsque les microfissures qui se développent dans l'échantillon restent parallèles à la direction de propagation de l'onde. Par contre, cette vitesse commence à chuter dès que des microfissures inclinées sur l'axe se développent. Cette méthode est adaptable aux divers essais et surtout relativement facile à mettre en œuvre.

L'autre façon d'aborder la détection du seuil de localisation est de *mesurer précisément la déformation de l'échantillon*. Outre la stéréophotogrammétrie utilisée avec succès pour les sols par DESRUES (1987) et par TORRENTI (1987) pour les bétons, on peut citer trois méthodes :

— la première consiste à mesurer la diffraction d'une onde lumineuse dans une fente formée d'une part par un côté de l'échantillon que l'on teste et d'autre part, par une plaque d'acier (LIU et LIVANOS, 1976). La figure de diffraction dépendant de la largeur de la fente, il est alors possible de remonter à la déformation de l'échantillon. Cette méthode qui n'est guère utilisable que pour l'essai uniaxial, est citée ici pour mémoire ;

— la méthode la plus pratiquée en mécanique des roches est sans aucun doute l'interférométrie holographique. SPETZLER et MARTIN (1974) et SPETZLER, SCHOLZ et LU (1974) l'utilisent lors d'essais uniaxiaux, SOGA et al (1978) lors d'essais triaxiaux, et SOBOLEV, SPETZLER et SALOV (1978) lors d'essais biaxiaux. Cette méthode qui consiste à superposer une photographie holographique de l'échantillon sous charge et de la comparer avec une photographie de l'échantillon non chargé permet de tracer une véritable carte des déformations d'une surface plane de l'éprouvette. Cette technique qui demande un certain équipement peut se révéler assez onéreuse à mettre en place sur une cellule triaxiale classique (saphir optique, choix du fluide de confinement, changement de la géométrie des éprouvettes...). Elle semble donc, elle aussi, assez difficile à mettre en œuvre dans un laboratoire industriel ;

— une dernière méthode consiste simplement à « multiplier » le nombre de capteurs mesurant les déformations de l'échantillon. Ces capteurs peuvent être des extensomètres (HADLEY, 1975 et YANAGIDANI et al, 1985) voire même des capteurs de déplacement tel le « cantilever » utilisé par SANTARELLI (1987). Il convient ensuite d'interpréter ces mesures et de faire apparaître les effets d'un champ de déplacement inhomogène. L'avantage de cette technique est qu'elle utilise du matériel très couramment utilisé dans les laboratoires industriels.

2.3. Comparaison des résultats de ces méthodes

Il n'existe pas d'étude spécifique systématique visant à comparer les diverses techniques évoquées dans la section précédente et l'on doit se contenter d'une approche très générale. Le tableau 1 résume les résultats de toutes les études citées dans la section précédente. Elle révèle que toutes ont placé le seuil de localisation avant le pic et ce pour des valeurs du rapport « Loc » de la contrainte axiale au pic des contraintes variant entre 60 et 99 %. Une telle dispersion peut naturellement être expliquée par la grande variété des roches testées et par celle des essais considérés.

Cependant, on constate que pour une même roche (granite de Westerley) et un même essai (triaxial), la dispersion des valeurs de « Loc » est aussi importante (de 60 à 99 %). Cette constatation indique que l'une de causes majeures de la dispersion des valeurs de « Loc » est la sensibilité de la technique utilisée pour la détermination du seuil de localisation. Au vu de cette remarque, on aurait tendance à conclure que seules les faibles valeurs de « Loc » doivent être conservées dans le tableau 1.

Pourtant, il convient de garder à l'esprit que SPETZLER, SCHOLZ et LU (1974) ont montré comment des problèmes de frettage et d'application de la charge mal maîtrisés conduisaient à des localisations très précoces qui pouvaient être retardées lorsque les causes expérimentales qui les engendraient étaient corrigées.

Au vu de cette remarque, il convient de considérer avec prudence les résultats indiquant des seuils de localisation très bas, dans la mesure où ils semblent plus à même de représenter des problèmes avec la machine d'essai que des propriétés réelles de la roche.

2.4. Conclusion

On retiendra de l'étude précédente les points suivants :

— le seuil de localisation est toujours situé avant le pic et la contrainte correspondante est entre 60 % et 99 % de celle du pic ;

— au seuil de localisation il se passe deux phénomènes parallèles qui sont une perte de l'homogénéité du champ des déplacements et le développement des premières microfractures inclinées et localisées dans la bande où va se développer la rupture ;

— de nombreuses méthodes ont été utilisées pour détecter le seuil de localisation dans les roches ;

— la sensibilité de ces différentes méthodes semble très variable et il serait bon de lancer une étude visant à les comparer ;

— dans l'état actuel des connaissances, les méthodes les plus adaptées aux laboratoires industriels sont les mesures multiples de déformations ou de déplacements par capteurs ou/et les mesures de vitesse des ondes parce qu'elles emploient des techniques connues bien documentées ;

— l'étude précise du seuil de localisation peut parfois amener à remettre en cause les dispositifs d'application des efforts sur les éprouvettes.

Tableau 1 — Résumé des études de localisation. Le type d'essai est indiqué : U pour uniaxial, T pour triaxial de révolution et B pour biaxial. « LOC » est le rapport de la contrainte axiale au seuil de localisation à la contrainte au pic.

Authors	Rocks	T.	Meas. Tech.	LOC
SCHOLZ (1968)	Granite	U.	Emission Acoustique	92 %
FRIEDMAN et al (1970)	Granite Calcaire	u. U.	Microscope Microscope	99 % 99 %
THILL (1972)	Marbre	T.	Vitesse ondes	95 %
BRADY (1974)	Marbre Granite	T. T.	Microscope Microscope	95 % 95 %
RAO and RAMANA (1974)	Pyroxénite Dunite Serpentine	U. U. U.	Vitesse ondes Vitesse ondes Vitesse ondes	78 % 75 % 76 %
HADLEY (1975)	Granite Gabbro	T. T.	Mesure déformations Mesure déformations	90 % 90 %
LIU and LIVANOS (1976)	Granite	U.	Diffraction fente	92 %
LOCKNER et al (1977)	Granite	T.	Vitesse ondes	85 %
SOBOLEV et al (1978)	Granite	B.	Vitesse ondes Holographie Microscope	80 %
SOGA et al (1978)	Granite	T.	Vitesse ondes Holographie	60 %
KRANZ (1979)	Granite	U.	Microscope	> 87 %
WANG (1982)	Granite	T.	Microscope	99 %
YANAGIDANI et al (1985)	Granite	U.	Emission Acoustique Mesure déformations	> 83 %
SANTARELLI (1987)	Dolomie Grès	T. T.	Mesure déformations Mesure déformations	80-99 % 87-99 %

3. UN EXEMPLE D'APPLICATION A UN GRÈS

3.1. Technique d'étude et matériel d'essai

Dans le but de comprendre la technique d'étude choisie, il convient tout d'abord de décrire le matériel d'essai. Il était utilisé lors d'une étude dont le but spécifique n'était pas la détermination du seuil de localisation. Ce matériel consiste en une presse hydraulique servo-contrôlée (Terra Tek System) développant un effort axial maximal de 2,67 MN et une cellule capable de supporter des pressions de 130 MPa et des températures de 400 °C. L'assemblage de l'essai est présenté sur la figure 2 (voir ELLIOTT et BROWN, 1988 pour plus de détails).

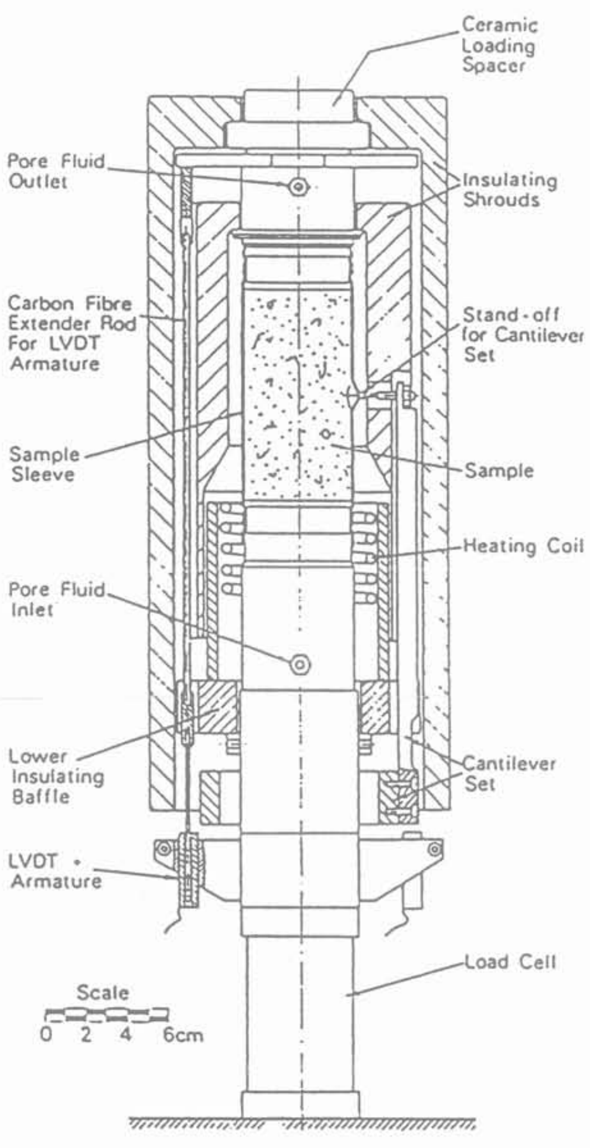


Fig. 2. — Montage de test triaxial dans la presse « Terra Tek System » d'Imperial College. D'après ELLIOT et BROWN (1988)

Fig. 2. — Stack assembly in the « Terra Tek System » triaxial testing machine at Imperial College. After Elliot and Brown (1988)

L'instrumentation comporte :

— un capteur de force situé dans la cellule et placé à la base de l'assemblage (load cell) qui mesure le déviateur des contraintes ;

— deux LVDT situées de part et d'autre d'un diamètre de l'échantillon qui mesurent le déplacement axial en deux points entre les pièces d'application des efforts ;

— un extensomètre du type cantilever qui, par la mesure de la flexion de poutres, permet d'obtenir le déplacement radial dans le plan horizontal médian de l'échantillon. Ce dispositif cantilever détermine le déplacement radial dans deux directions à 90° dans ce plan.

Tous les signaux de mesure sont mis en forme, acquis et traités par un micro-ordinateur. Ces données sont ensuite utilisées pour le tracé automatique de courbes diverses.

Par rapport à l'interprétation classique de l'essai triaxial, il a été tracé la courbe de la déformation radiale ($\epsilon_{3,1}$) dans la direction 1 en fonction de la déformation radiale ($\epsilon_{3,2}$) dans la direction 2. Pour ce faire, quelques lignes ont été ajoutées au programme graphique du micro-ordinateur.

Sur la base de l'étude de HADLEY (1975), il est possible de conclure que lorsque la courbe ϵ_{31} - ϵ_{32} est linéaire, alors la déformation radiale est homogène. On notera que si la pente de la droite est différente de 1 alors la roche n'est pas isotrope. Par contre, lorsque cette courbe n'est pas linéaire, alors la déformation n'est plus homogène dans la mesure où l'échantillon se déforme beaucoup plus dans une direction que dans une autre. Le seuil de localisation de la déformation peut donc être détecté comme correspondant à la limite de linéarité de la courbe ϵ_{31} - ϵ_{32}. Il est alors facile de remonter aux valeurs des autres paramètres, déviateur des contraintes et déformations axiales, correspondants. La figure 3 représente divers types de profils pour la courbe ϵ_{31} - ϵ_{32} tels qu'ils ont été rencontrés sur deux roches (SANTARELLI, 1987).

3.2. Description de la roche et du programme d'essai

Le grès de Doddington qui est exploité en carrière à Wooler, Northumberland, Grande-Bretagne appartient au groupe des Fell Sandstones (Carbonifère). La roche est à grains fins et très isotrope. Des analyses chimiques et minérales révèlent que la roche est composée essentiellement de grains de quartz très durs dans une matrice beaucoup plus tendre colorée en rose par des oxydes de fer. Sa porosité est de 23 %. Le lot des éprouvettes de grès de Doddington testé est homogène. Les résultats d'une série d'essais uniaxiaux sur 7 échantillons sont présentés sur le tableau 2.

Les échantillons essayés (50 mm de diamètre par 100 mm de haut) étaient carottés à partir de blocs cubiques de 30 cm d'arête. Les faces des échantillons étaient rectifiées de façon à les rendre plates (± 0,005 mm) et parallèles (± 0,005 mm à 5 cm). Les échantillons étaient séchés dans une étuve à 60° pendant 2 à 3 jours avant d'être équipés pour être essayés.

Tableau 2 — Résumé des résultats des tests uniaxiaux pour le grès de Doddington. o est la densité sèche, s_p la résistance au pic, E le module d'Young et V le coefficient de Poisson.

	ρ	σp	E	V
Valeur moyenne	2,079 g/cm^3	51,4 MPa	20,73 GPa	0,39
Déviation standard	0,0121 g/cm^3	0,878 MPa	0,371 GPa	0,020
Incertitude	1,0 %	3,5 %	3,6 %	10,8 %
Domaine des mesures	0,104	6,69	2,99	0,16
Dispersion	5 %	13,0 %	14,4 %	41 %

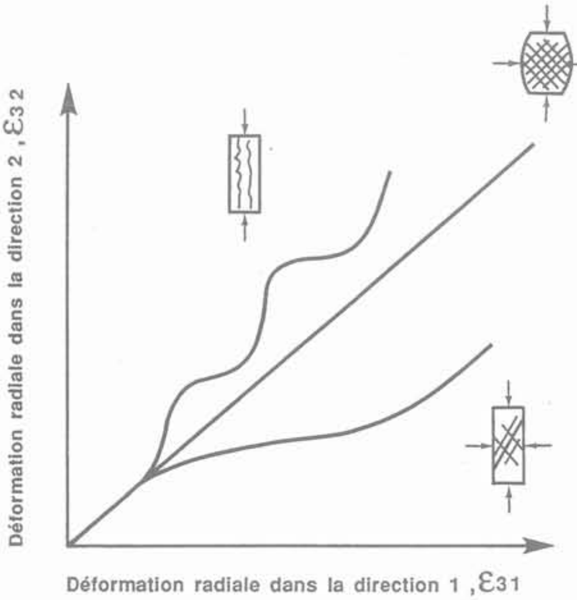


Fig. 3. — Divers types de courbes ϵ_{31} - ϵ_{32} rencontrées en essais triaxiaux de révolution.
Fig. 3. — Schematic ϵ_{31} — ϵ_{32} curves observed during traxial tests.

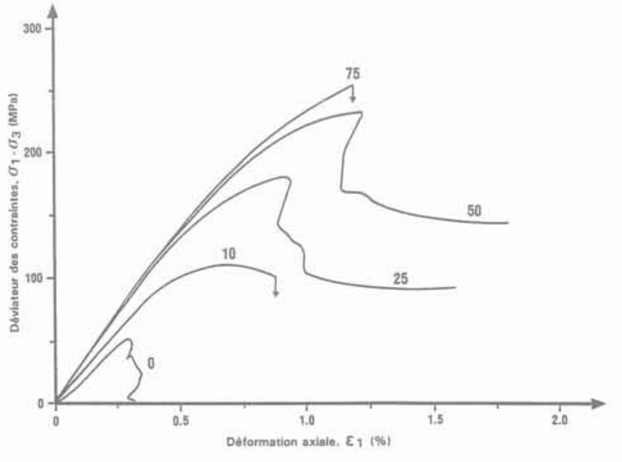


Fig. 4. — Sélection de courbes obtenues lors des essais triaxiaux sur le Grès de Doddington.
Fig. 4. — Selected curves from triaxial tests on Doddington sandstone.

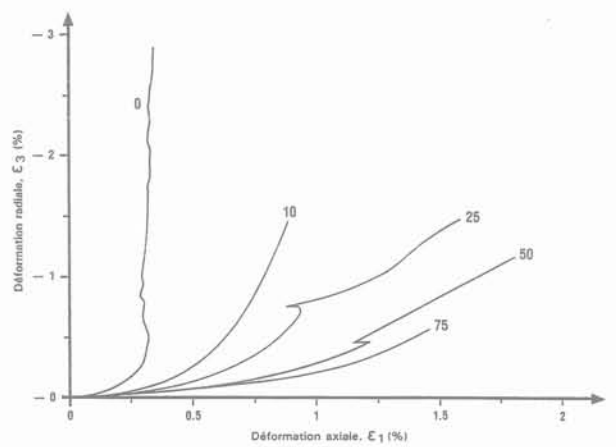


Fig. 5. — Sélection de courbes obtenues lors des essais triaxiaux sur le Grès de Doddington.
Fig. 5. — Selected curves from triaxial tests on Doddington sandstone.

Une série de 7 essais uniaxiaux et 21 essais triaxiaux ont été réalisés. Une série de courbes contraintes-déformation typiques sont représentées sur les figures 4 et 5. Ces essais étaient tous servocontrôlés avec asservissement de la déformation radiale (ϵ_{31}) à la vitesse de 654 × 10^{-6}/s, c'est-à-dire environ 0,6 % pour 15 mn.

3.3. Résultats

Le premier point à envisager est la vérification de la validité du raisonnement présenté au-dessus, à savoir que la limite de linéarité de la courbe ϵ_{31} - ϵ_{32} correspond effectivement au seuil de localisation de la déformation dans la roche, c'est-à-dire au seuil d'initiation du processus de rupture. Il est raisonnable de penser que l'ouverture d'une surface de rupture se traduit par une déformation de l'échantillon dans une direction essentiellement orthogonale à la surface de rupture. Si l'on étudie le cas de la rupture selon un plan de cisaillement, l'inclinaison de ce plan sur la direction de mesure de ϵ_{31} va déterminer quelle déformation radiale va prédominer. La courbe ϵ_{31} — ϵ_{32} devrait donc présenter une allure semblable à celle de la courbe correspondante de la figure 3.

C'était le cas pour les 21 essais triaxiaux sur le grès de Doddington. Par contre, dans le cas des essais uniaxiaux où l'échantillon développe une série de fractures verticales (rupture en colonnettes), la courbe ϵ_{31} - ϵ_{32} devrait avoir un aspect beaucoup plus irrégulier avec tantôt ϵ_{31} tantôt ϵ_{32} s'accroissant en priorité suivant que la rupture se développe dans une direction orthogonale à la direction 1 ou 2. Les 7 essais uniaxiaux sur le grès de Doddington donnaient des courbes ϵ_{31} - ϵ_{32} ayant cette allure. Des résultats semblables ont été obtenus par SANTARELLI (1987) dans le cas d'une dolomie.

On doit retenir de ces observations qu'il est possible de détecter le seuil de localisation pendant un essai uniaxial ou triaxial de révolution en utilisant un matériel de mesure simple.

On peut maintenant reporter le point ainsi repéré, sur les courbes déviateurs des contraintes-déformation axiale et déformation radiale-déformation axiale comme ceci est illustré par la figure 6.

On observe alors que :

— le seuil de localisation est situé légèrement avant le pic ;

— la plus grande partie de la dilatance que subit l'échantillon se situe après le seuil de localisation. Cette observation expérimentale semble importante au niveau théorique si l'on se reporte à l'étude de VARDOULAKIS, SULEM et GUENOT (1988) ;

— les courbes ($\sigma 1$ - $\sigma 3$) - $\epsilon 1$ et $\epsilon 3$ - $\epsilon 1$ présentent parfois des points anguleux au seuil de localisation (fig. 6). Ce point de discontinuité des tangentes aux courbes semble donc correspondre à une discontinuité de régime des contraintes et déformations. On notera que ceci est expliqué par la théorie des bifurcations ;

— enfin, on notera que la partie des courbes sur laquelle on peut étalonner une loi de comportement, est très limitée. Elles correspondent à un matériau peu dilatant et écrouissant.

La figure 7 représente l'évolution du rapport des contraintes axiales au seuil de localisation et au pic, en fonction de la pression de confinement. Elle montre que sur le domaine de pression de confinement étudié (0 à 90 MPa), ce rapport diminue légèrement. Cela signifie que la localisation a tendance à se produire de plus en plus tôt avant le pic lorsque l'on augmente la pression de confinement. La figure 7 présente un véritable critère de localisation au même titre où il y avait un critère de pic ou un critère de plasticité. SANTARELLI et BROWN (1988) proposent l'équation :

$$\sigma_{loc}/\sigma_p = 0,98 - 7 \times 10^{-4} \sigma_3$$

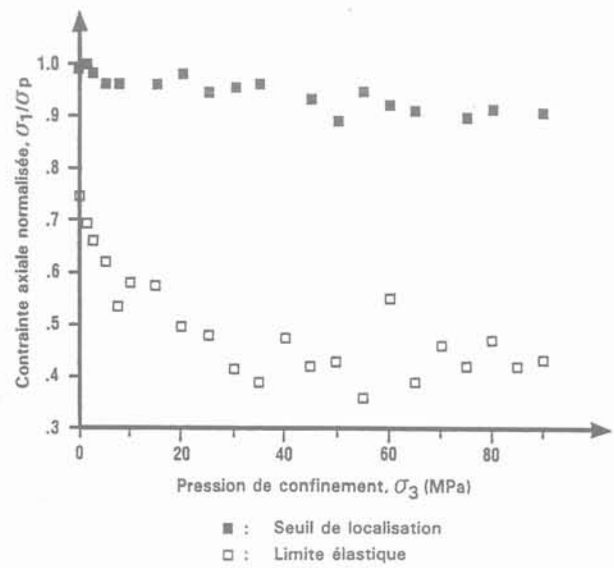


Fig. 7. — Evolution du rapport « LOC » avec la pression de confinement.
Fig. 7. — Evolution of the LOC ratio with confining pressure.

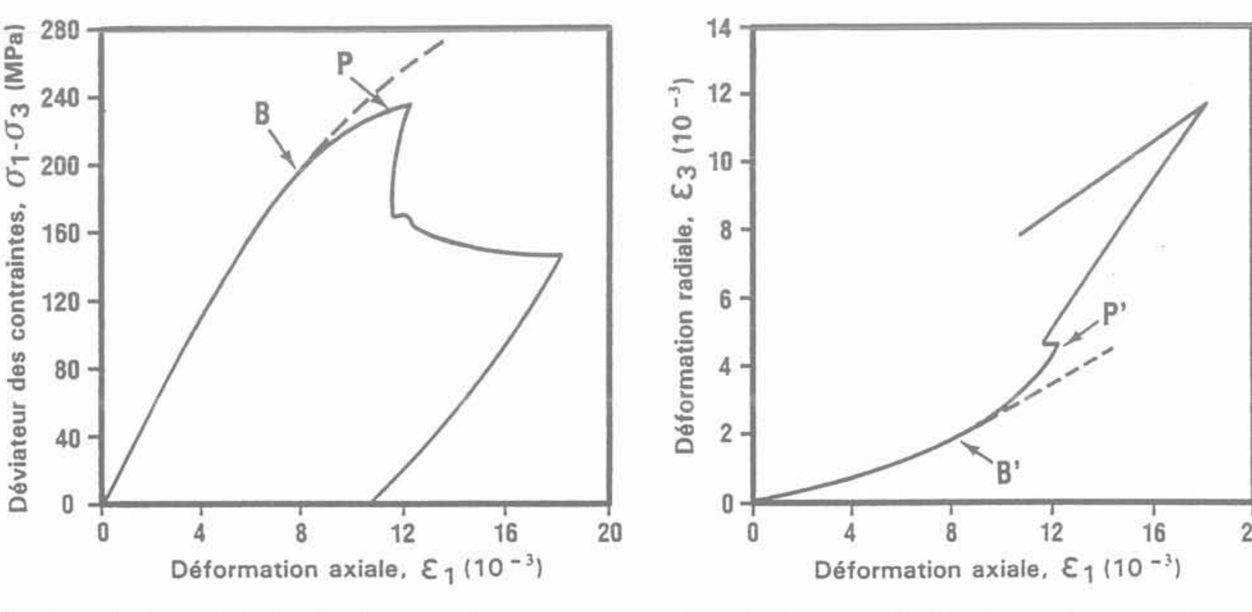


Fig. 6. — Le pic et la bifurcation dans un grès essayé en conditions triaxiales avec 50 MPa de pression de confinement.
Fig. 6. — Pic and bifurcation threshold measured on a specimen tested under 50 MPa confining pressure in triaxial conditions.

pour décrire le nuage des points de la figure 7 où σ_{loc} est la contrainte axiale au seuil de la localisation avec la résistance au pic σp qui peut être décrite par :

$$\sigma_p = 51,1 \; [1 + 4,37 \; (\sigma_3/51,4)^{0,72}]$$

où σ_p et σ_3 sont exprimés en MPa.

Enfin, la figure 8 présente les points déviateurs des contraintes en fonction du déviateur des déformations au seuil de localisation pour les différentes pressions de confinement. La linéarité de cette courbe peut être interprétée en termes élasto-plastiques. Le module élastique de cisaillement correspondrait alors à la pente de cette droite. L'intersection de la droite avec l'axe horizontal est une déformation plastique. Il serait alors possible de conclure que le seuil de localisation est atteint pour un déviateur des déformations plastiques constant.

3.4. Synthèse de l'exemple d'application

On retiendra les points suivants de l'étude présentée ci-dessus :

— la détermination du seuil de localisation pendant l'essai triaxial de révolution peut être faite simplement par l'utilisation de plusieurs capteurs de déplacement ou de déformation ;

— elle consiste à tracer les déformations radiales les unes en fonction des autres. La limite de linéarité de ces courbes correspond au seuil de localisation ;

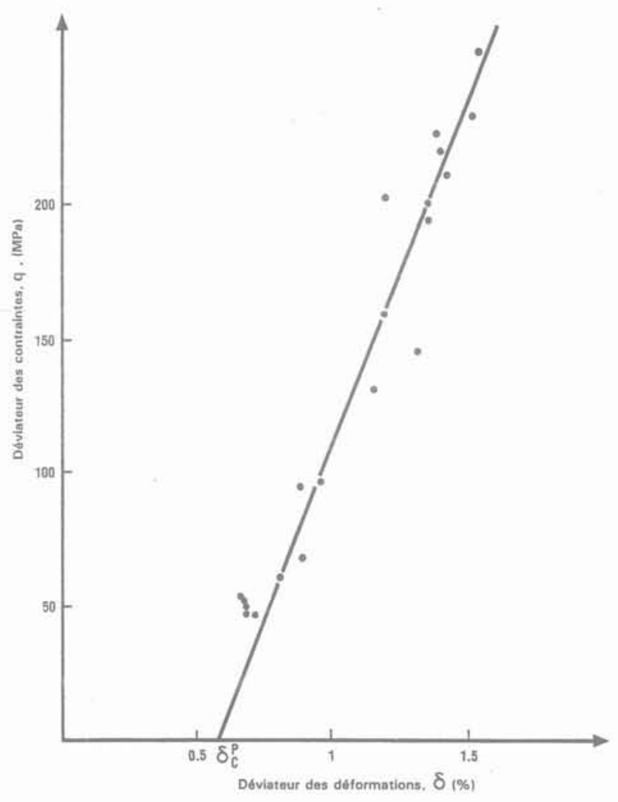


Fig. 8. — Déviateur des contraintes en fonction du déviateur des déformations au seuil de localisation pour différentes valeurs de la pression de confinement.

Fig. 8. — Deviatoric stress as deviatoric strain at the threshold of bifurcation for various confining pressures.

— le seuil de localisation correspond parfois à un point anguleux des courbes efforts-déformations, c'est-à-dire à un changement de régime des contraintes et déformations ;

— le comportement pré-localisation des échantillons testés est caractérisé par une faible dilatance et un écrouissage ;

— le seuil de localisation est situé légèrement avant le pic et le rapport des contraintes au seuil de localisation et au pic décroît légèrement lorsque la pression de confinement s'accroît ;

— la courbe déviateur des contraintes-déviateurs des déformations au seuil de localisation pour les divers essais est très régulière et suggère que dans une certaine interprétation, la localisation se produirait lorsque le déviateur des déformations plastiques dépasse un niveau critique indépendant de la pression de confinement.

4. CONCLUSION

Les résultats présentés ci-dessus indiquent que la détermination expérimentale du seuil de localisation lors de l'essai triaxial de révolution est aisée. Au niveau du laboratoire industriel, une telle détermination est donc possible. Elle revêt tout son intérêt dans la mesure où elle détermine la partie des courbes contraintes-déformations qui est valide et qui de ce fait peut être utilisée pour étalonner les lois de comportement. Les résultats présentés ci-dessus montrent tous que le seuil de localisation se situe avant le pic ; c'est-à-dire que les roches concernées sont faiblement dilatantes et écrouissables.

Néanmoins, une synthèse des techniques disponibles pour étudier le seuil de localisation a montré que les nombreuses techniques existantes ne sont pas équivalentes. En effet, elles ont, non seulement, des champs d'application différents mais aussi des sensibilités différentes. Cela signifie que deux méthodes utilisées lors d'un même essai peuvent donner des valeurs du seuil de localisation différentes. Pourtant dans la mesure où la presse d'essais peut, elle aussi, avoir une forte influence sur le seuil de localisation, il serait intéressant de lancer une campagne systématique de comparaison et d'évaluation de ces techniques.

Enfin, la méthode de mesure illustrée dans cet article (exploitation des mesures de déformations) a été utilisée avec succès pour déterminer le point de bifurcation entre le mode de déformation homogène et le mode de rupture en colonnette d'une part, et le mode de déformation homogène et le mode de rupture par plan de cisaillement d'autre part. Il a été montré (SANTARELLI et BROWN, 1988) que cette technique ne pouvait être employée pour la détection de la mise en tonneau de l'échantillon ; c'est-à-dire le cas où la courbe déviateur des contraintes-déformation axiale ne présente pas de pic. Dans ce cas, une technique semblable peut être utilisée qui consiste à comparer la déformation volumique globale mesurée directement, à la déformation volumique, calculée à partir des déformations axiales et radiales en faisant l'hypothèse de la déformation du cylindre parfait. Cette dernière méthode a été utilisée avec succès par ELLIOT (1982) avec un calcaire. Une telle technique peut s'avérer très importante pour toute une classe de problèmes industriels où l'on a besoin d'un « critère de rupture » qui ne peut pas être obtenu par des essais de laboratoire.

REMERCIEMENTS

L'auteur remercie la Société Nationale Elf Aquitaine Production, qui a financé cette recherche, d'avoir autorisé la présente publication. Il remercie aussi le Professeur E.T. BROWN pour ses suggestions multiples et les Docteurs V. MAURY, A. GUENOT et D. FOURMAINTRAUX pour leurs commentaires sur le présent article.

BIBLIOGRAPHIE

BRADY B.T. (1974), *Theory of Earthquakes. I. A scale independant theory of rock failure.* Pure Appl. Geophys., 112, pp. 701-725.

DESRUES J. (1987), *Naissance des bandes de cisaillement dans les milieux granulaires : expérience et théories.* Manuel de Rhéologie des Géomatériaux, (F. DARVE, ed). Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, pp. 279-298.

ELLIOT G.M. (1982), *An investigation of a yield criterion for porous rock.* PhD thesis, Imperial College, 363 pp.

ELLIOT G.M., BROWN E.T. (1988), *Laboratory measurements of the thermo hydro-mechanical properties of rock.* Q.J. Engng. Geol., 21, (à paraître).

FOURMAINTRAUX D. (1970), *Contribution de la pétrographie à l'étude physique et mécanique des roches.* Thèse de Doctorat, 134 pp.

FRIEDMAN M., PERKINS R.D., GREEN S.J. (1970), *Observation of brittle deformation features at the maximum stress of Westerly Granite and Solenhofen Limestone.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 7, pp. 297-306.

GUENOT A., SANTARELLI F.J. (1988), *Borehole stability : a new challenge for an old problem.* In key questions in Rock Mechanics, (P.A. CUNDAL, R.L. STERLING & A.M. STARFIELD, eds), Proc. 29th Symp. Rock Mech., A.A. Balkema, Rotterdam, pp. 453-460.

HADLEY K. (1975), *Azimuthal variation of dilatancy.* J. Geophys. Res., 80, pp. 4845-4850.

KULHAWY F.M., *Stress deformation properties of rock and rock discontinuities.* Engng Geol., 9, pp. 327-350.

LIU H.P., LIVANOS A.C.R. (1976), *Dilatancy and precursary bulging along incipient fracture zones in uniaxially compressed Westerly granite.* J. Geophys. Res., 81, pp. 3495-3510.

LOCKER D.A., WALSH J.B., BYERLER J.D. (1977), *Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite.* J. Geophys. Res., 82, pp. 5374-5478.

MAURY V. (1987), *Observations, recherches et résultats récents sur les mécanismes de rupture autour de galeries isolées.* Rapport de la Commission SIMR sur les mécanismes de rupture autour d'ouvrages souterrains. Proc. 6th ISRM Congr. (G. HERGET et S. VONGPAISAL, eds), BALKEMA, 2, pp. 1119-1128.

PATERSON M.S. (1978), *Experimental rock deformation.* The Brittle Field. Springer Verlag, 254 pp.

RAMEZ M.R.H. (1967), *Fractures and the strength of a sandstone under triaxial compression.* Int. J. Rock. Mech. Min. Sci., 4, pp. 257-268.

RAO M.V.M.S., RAMANA V.M. (1974), *Dilatant behaviour of ultra-mafic rocks during fracture.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 11, pp. 193-203.

READ H.E., HEGEMEIER G.A. (1984). *Strain softening of rock, soil and concrete - a review article.* Mech. Mat., 3, pp. 271-294.

SANTARELLI F.J. (1987), *Theoretical and experimental investigation of the stability of the axisymmetric wellbore.* PhD thesis, Imperial College, 472 pp.

SANTARELLI F.J., BROWN E.T. (1988), *Failure of three sedimentary rocks in triaxial and hollow cylinder compression tests.* (Soumis à l'Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.).

SCHOLZ C.H. (1968), *Experimental study of the fracturing process in brittle rock.* J. Geophys. Res., 73, pp. 1447-1454.

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

SOGA N., MIZUTANI H., SPETZLER H., MARTIN III R.J. (1978), *The effect of dilatancy on veloctity anisotropy in Westerly granite.* J. Geophys. Res., 83, pp. 4451-4458.

SONDERGELD C.M., ESTEY L.H. (1981), *Acoustic emission study of microfracturing during the cyclic loading of Westerly Granite.* J. Geophys. Res., 86, pp. 2915-2924.

SPETZLER H., MARTIN III R.J. (19747, *Correlation of strain and velocity during dilatancy.* Nat., 252, pp. 30-31.

SPETZLER H., SCHOLZ C.H., LU C.J. (1974), *Strain and creep measurements on rocks by holographic interferometry.* Pure Appl. Geophys., 112, pp. 571-581.

THILL R.E. (1972), *Acoustic methods for monitoring failure in rock.* New Horizons in Rock Mechanics, Proc. 14th U.S. Symp. Rock Mech., (H.R. HARDY et R. STEPHANKO, eds.), Am. Soc. Civ. Engrs., pp. 649-687.

TORRENTI J.M. (1987), *Communication à la réunion du GRECO Géomatériaux* (Décembre).

TOURENQ (1967), *Mise en évidence de la microfissuration*. C.R. Soc. Géol. France, fasc. 5.

VARDOULAKIS I.G. (1984), *Rock bursting as a surface instability phenomenon*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 21, pp. 137-144.

VARDOULAKIS I.G., SULEM J., GUENOT A. (1988) *Stability of deep borehole as a bifurcation phenomenon*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. (à paraître).

WONG T.F. (1982), *Micromechanics of faulting in Westerly granite*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., 19, pp. 49-64.

YANAGIDANI T., EHARA S., NISHIZAWA O., KUSUNASE K. (1985), *Localization of dilatancy in Ohshima Granite under constant uniaxial stress*. J. Geophy. Res., 90, pp. 6840-6858.

détermination des caractéristiques mécaniques au cisaillement des argiles litées cas du glissement de la combe d'Harmalière

determination of shear mechanical characteristics of laminated clays at failure landslide of "la combe d'Harmalière"

M. AL HAYARI, P. ANTOINE, G. BIGUENET, J. MONNET, H. MORA
Institut de Recherches Interdisciplinaires de Géologie et de Mécanique
Université Joseph Fourier*

Rev. Franç. Géotech. n° 50, pp. 71-77 (janvier 1990)

Résumé

L'étude concerne un vaste glissement de terrain (45 hectares), situé à 35 km au sud de Grenoble, dont la rupture s'est produite le 7 mars 1981 au sein d'une formation d'argiles lacustres litées. D'une part, nous avons mis en œuvre une analyse a posteriori permettant d'évaluer les caractéristiques mécaniques globales à la rupture (cohésion et angle de frottement) que nous avons ensuite pu vérifier à l'aide de la méthode des éléments finis basée sur la théorie de l'élasto-plasticité. D'autre part, nous avons mis en œuvre une série d'essais in situ par pressiométrie ainsi qu'un programme d'essais de laboratoire (essai triaxial). De ces deux séries d'essais, nous tirons un ensemble de caractéristiques mécaniques que nous comparons aux caractéristiques déduites de l'analyse a posteriori.

Abstract

We study a large landslide (45 ha) which is located 35 km south of Grenoble. The failure occured on 1981 march 7th in a mass of laminated clays. On one hand we used a back-analysis to find the shearing properties at failure (cohesion and friction angle). Then we checked these parameters using the finite element method based on elasto-plasticity. On the other hand, we developed an experimental program by pressuremeter and triaxial tests. From these test sets, we deduce mechanical parameters which we compare with those issued from back-analysis.

* BP 53 X, 38041 Grenoble Cedex.

1. PRÉSENTATION GÉOLOGIQUE ET GÉOTECHNIQUE DU GLISSEMENT

1.1. Contexte géologique

Une reconstitution de la structure du versant a permis de révéler la présence d'anciennes vallées du Drac creusées dans le substratum de calcaires argileux du Lias. Elles sont comblées par un remplissage d'alluvions terminé par un niveau de transition d'argiles à galets. Ce dernier est recouvert par un épais dépôt d'argiles litées (environ 200-250 m) surmonté par un placage superficiel de moraines. Ces argiles litées proviennent du remplissage d'un ancien lac qui s'était créé suite à l'obturation de la vallée du Drac par le glacier de l'Isère au Vürm II, ce qui peut expliquer leur structure particulière, caractérisée par une alternance de lits réguliers silteux clairs et d'argiles gris-noir, d'épaisseur variable (du mm au dm), leur faciès pouvant changer tant verticalement qu'horizontalement.

Au regard de l'épaisseur de ce dépôt, le glissement n'a pu se produire qu'au sein de celui-ci.

1.2. Description du glissement

La cartographie a permis de révéler clairement l'existence d'une niche d'arrachement, d'une hauteur d'environ 30 m et fortement pentée (entre 45 et 60°) qui culmine à la cote 710. Le glissement se limite, vers l'amont du versant, à la cote 730, par une succession de niches secondaires.

En contrebas de l'escarpement principal apparaît une large dépression marquée par des rétentions d'eau importantes. Cette dépression, qui se termine dans un bois de conifères complètement bouleversé, souligne le début du corps du glissement. Ce dernier est constitué par une série d'écailles argileuses émergeant plus ou moins de la masse (jusqu'à 10 mètres) et de replats portant les restes du boisement primitif. A partir de la cote 560, après un talus frontal, le glissement se prolonge par une longue coulée boueuse, assez profondément ravinée, se terminant dans le lac de Monteynard. Le volume de ces matériaux ayant pénétré brutalement dans la retenue, lors de la rupture, a été estimé par l'EDF à 250 000 m^3.

2. ANALYSE DES CONDITIONS DE STABILITÉ

La démarche suivie est de déterminer un angle de frottement interne résiduel à partir d'une analyse a posteriori de stabilité.

Cette analyse exige que l'on soit fixé sur la position précise de la surface de rupture, ainsi que sur les paramètres mécaniques et hydrauliques existant lors de la rupture.

2.1. Acquisitions des données

Ne pouvant, faute d'instrumentation, lever l'incertitude sur la localisation de la surface de glissement, nous avons dû examiner diverses hypothèses qui tenaient compte de traits morphologiques et de la structure litée des argiles. Il a été alors envisagé une surface unique dont la position n'a été repérée qu'à ses deux extrémités :

— une zone haute se situant dans la niche d'arrachement principale à la cote 710 ;

— une zone basse supposée être au voisinage du talus frontal.

Nous avons également étendu la surface de glissement vers le haut, au-delà de la niche principale, jusqu'à des crevasses de régression visibles jusqu'à la cote 730 (fig. 1) afin de cerner avec davantage de précision la stabilité de l'ensemble de la Combe.

A partir des profils ainsi définis et calés sur le profil longitudinal avant glissement, deux méthodes classiques d'analyse de stabilité ont été mises en œuvre :

— méthode de Bishop (circulaire) ;

— méthode de Spencer (non circulaire). Cette dernière suppose l'existence de forces intertranches parallèles. Le poids volumique saturé est pris de 20 kN/m^3. Nous choisissons l'hypothèse du toit de la nappe coïncidant avec la surface du versant.

2.2. Analyse a posteriori par les méthodes de Bishop et Spencer

La comparaison des résultats obtenus par la méthode a posteriori appliquée aux diverses surfaces de glissement (fig. 1) amène à des conclusions intéressantes.

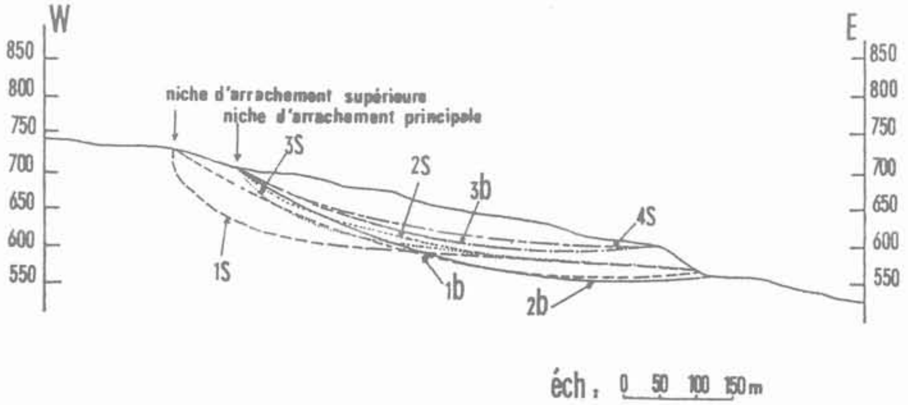


Fig. 1. — Profils d'analyse de stabilité par les méthodes de Bishop et de Spencer.
Fig. 1. — Cross section for stability analysis by Bishop and Spencer methods.

Géométrie probable de la surface de glissement

Dans le cas où la limite supérieure est la niche d'arrachement principale, cette surface peut adopter deux formes extrêmes, 3s et 4s, se terminant respectivement à la base et au sommet du talus inférieur. On constate que ces deux cas correspondent à des angles de frottement résiduels inférieurs à ceux qui sont déduits par calcul pour les surfaces 1s et 1b, dont l'origine se situerait à la cote 730 (fissures de régression), *ce qui rend moins vraisemblable le jeu de ces dernières.*

Angles de frottement résiduels

On peut ainsi proposer des valeurs d'angles de frottement résiduels dépendants des hypothèses sur la localisation et la géométrie de la surface de glissement et ceci en partant de la niche d'arrachement principale à la cote 710:

— surface de rupture passant au sommet du talus: $\varphi'r = 16 \pm 2°$. Dans ce cas, la profondeur de la surface peut être estimée à 45 m ± 5 m;

— surface de rupture passant par la base du talus: $\varphi'r = 18 \pm 1°$. La profondeur maximale de la surface est, alors, de 70 ± 10 m.

2.3. Analyse en déformation par la méthode des éléments finis

L'analyse en déformation, par la méthode des éléments finis, nous permet:

— d'évaluer la distribution des efforts et déformations au sein de la masse instable;

— de localiser toutes les zones à l'état de rupture (zones de grandes déformations);

— d'estimer le coefficient de sécurité moyen le long d'une surface arbitraire.

Nous avons mis en œuvre le programme Z. Soil de Zace. Ce dernier dessine, à partir d'un profil découpé en plusieurs éléments, un maillage dense sur lequel sera effectuée l'analyse non linéaire basée sur le critère de Drucker-Prager.

Pour l'application au glissement d'Harmalière les données de calcul étaient les suivantes:

— poids spécifique humide du sol $\gamma h = 20$ kN/m^3;

— cohésion $c'r = 0$, angle de frottement $\varphi'r$ = 15-17°;

— module de déformation E = 11 500 kPa;

— coefficent de Poisson $\nu = 0{,}42$ (voir ci-après 3.1 et 3.2).

La figure 2 met en évidence l'association de deux types de mouvements: un tassement en tête de versant et une translation d'ensemble révélant un mécanisme de rupture rotationnel. On constate que l'enveloppe des vecteurs déplacement est très proche de ce que les observations de surface permettent d'envisager pour la forme de la surface de rupture.

Quant aux caractéristiques mécaniques obtenues pour F = 1, nous trouvons:

— une cohésion résiduelle nulle $c'r = 0$;

— un angle de frottement interne résiduel $\varphi'r = 16 \pm 1°$.

3. DÉTERMINATION DIRECTE DES CARACTÉRISTIQUES MÉCANIQUES DU SOL

3.1. Essais de laboratoire

Un programme de laboratoire a été élaboré à partir de prélèvements effectués à la tarière faute de pouvoir disposer de carottes intactes. Le sol a d'abord été reconsolidé au laboratoire. Ensuite, des échantillons de diamètre 35 mm et de hauteur 70 mm ont été placés en consolidation pendant 24 h à la valeur de la pression d'essai triaxial.

Le sol a été cisaillé dans les conditions drainées pour 4 valeurs différentes de la pression latérale. La variation de volume a été mesurée par l'extérieur de l'échantillon. Un logiciel de dépouillement automatique (MONNET, 1987) permet alors de déterminer les caractéristiques mécaniques du sol. Les résultats sont les suivants:

— cohésion: 0 kPa;

— angle de frottement interne: 26,2°;

— angle de frottement intergranulaire: 21,6° ± 2,2°;

— coefficient de Poisson: 0,384 ± 0,057;

— module de Young: 4 638 kPa.

On constate:

— que la valeur du modèle de Young du sol varie du simple au double, et dépend de la pression d'essai et de la valeur du cisaillement;

— la bonne précision obtenue sur le coefficient de Poisson;

— que le frottement intergranulaire a une valeur élevée qui correspond théoriquement à la valeur du frottement résiduel du sol.

Les courbes correspondant à ces 4 essais sont représentées sur les figures 3, 4 et 5.

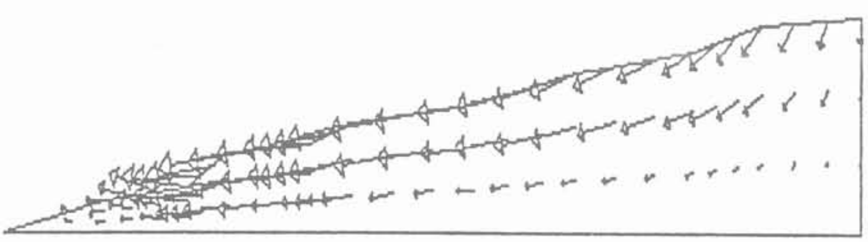


Fig. 2. — Vecteurs déplacement des nœuds.
Fig. 2. — Vector representation of node displacements.

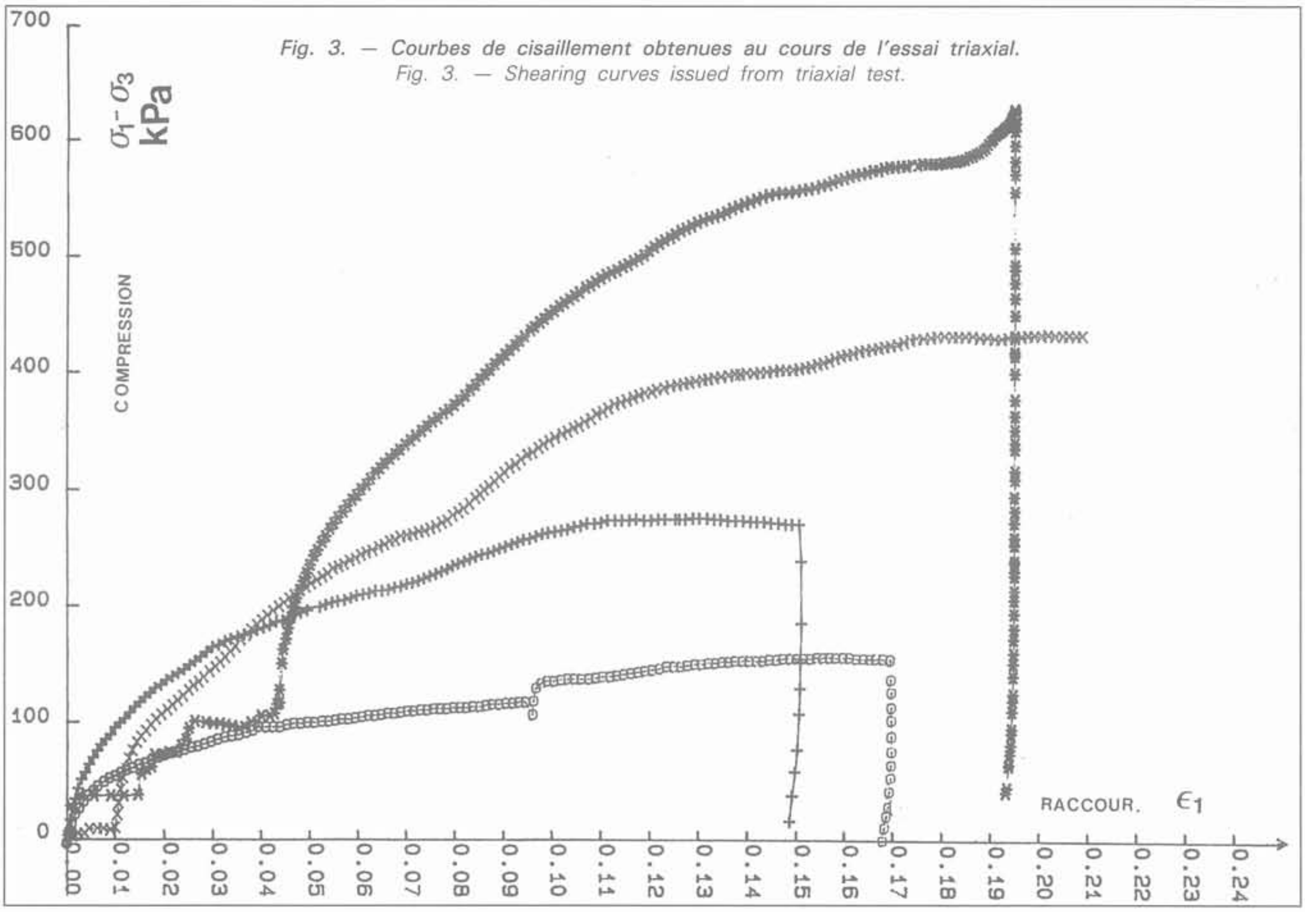


Fig. 3. — Courbes de cisaillement obtenues au cours de l'essai triaxial.
Fig. 3. — Shearing curves issued from triaxial test.

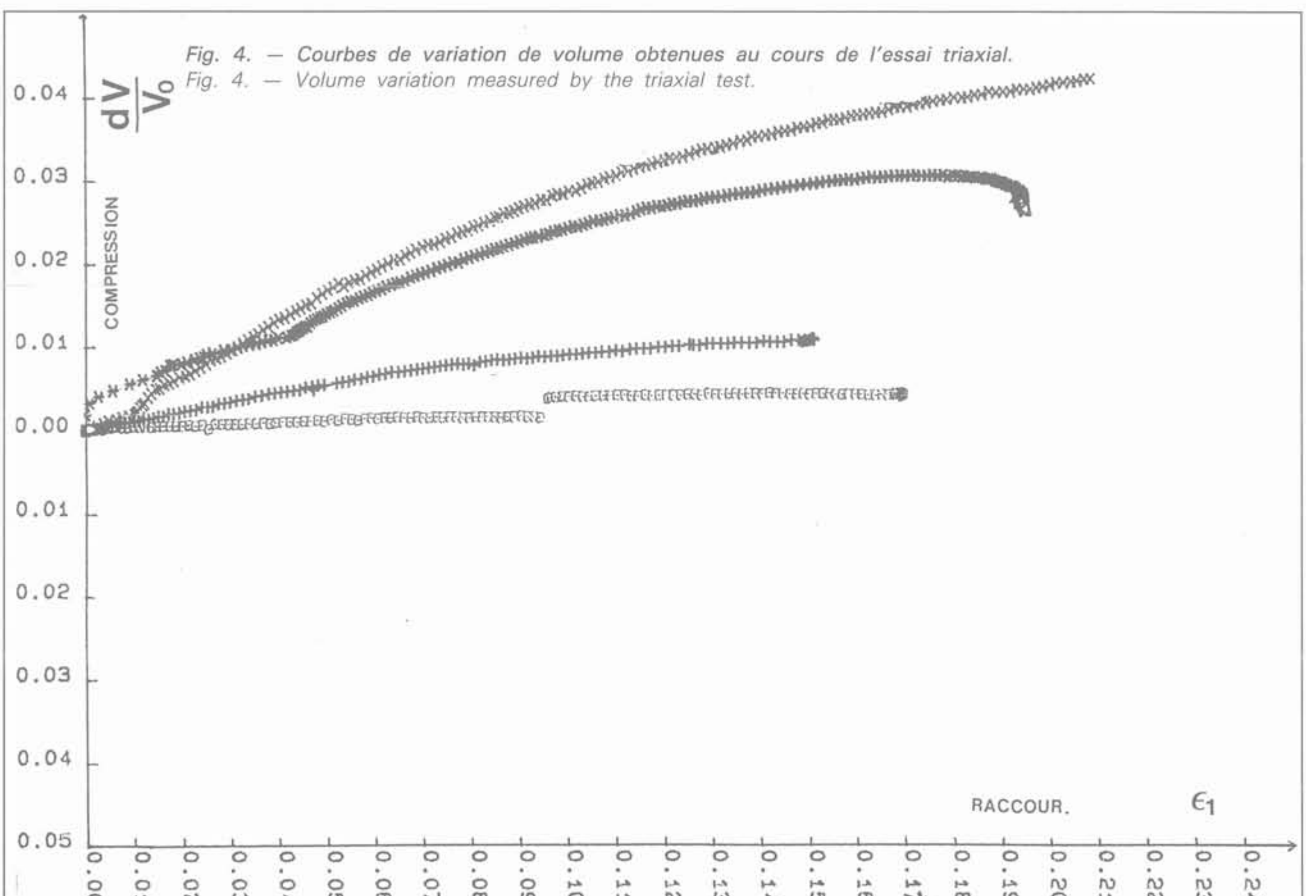


Fig. 4. — Courbes de variation de volume obtenues au cours de l'essai triaxial.
Fig. 4. — Volume variation measured by the triaxial test.

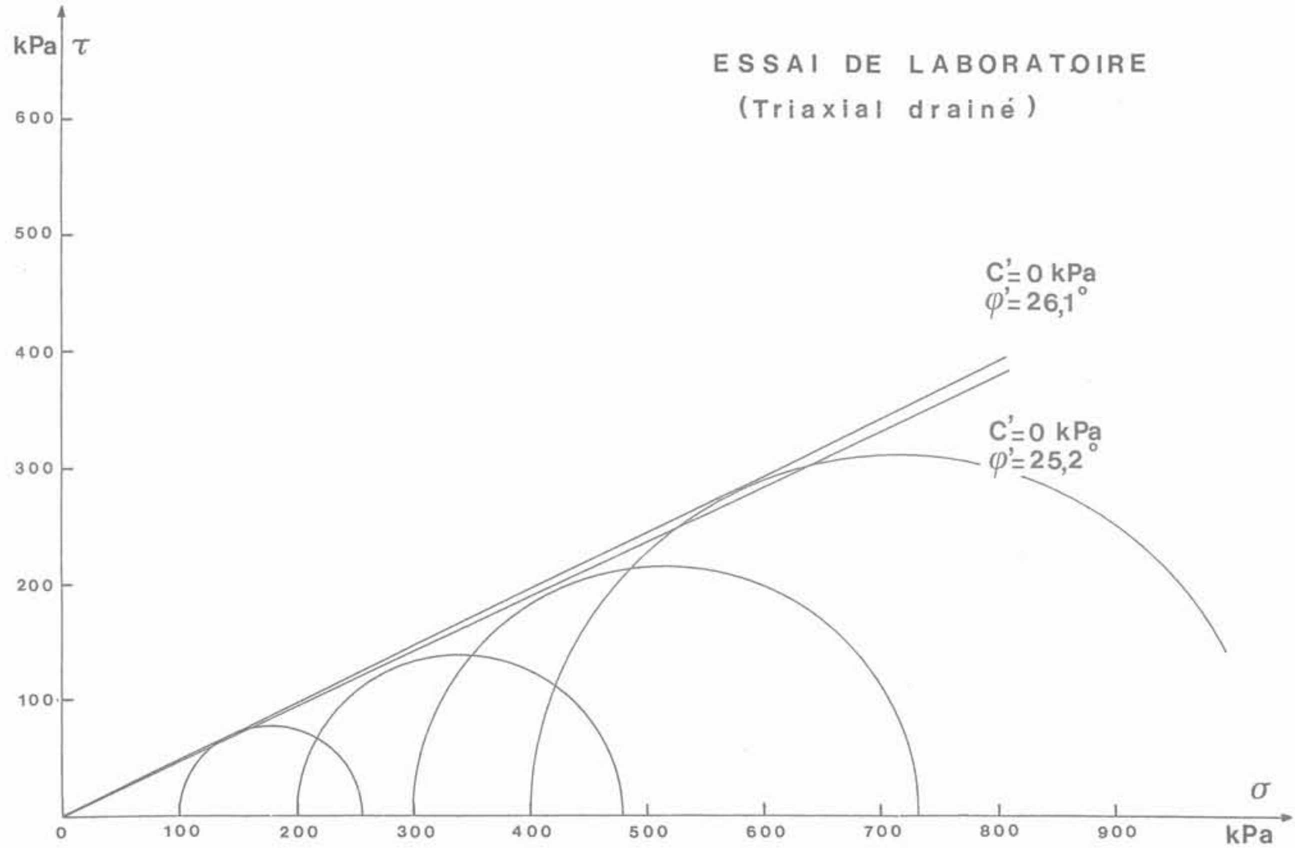


Fig. 5. — Droites de Coulomb déduites de l'essai triaxial.
Fig. 5. — Determination of the cohesion and internal angle of friction by the triaxial test.

3.2. Essais «In Situ»

Un ensemble d'essais pressiométriques a été fait sur le site, avec une sonde équipée d'une gaine métallique et descendue dans un forage à la tarière. Ces essais ont été effectués tous les mètres de 1 à 10 m. Un cycle de déchargement/rechargement a été inséré dans la procédure expérimentale. Une courbe expérimentale type est indiquée sur la figure 6.

Le programme informatique de dépouillement (MONNET, 1988) tient compte des dimensions géométriques de la sonde et du comportement élasto-plastique du sol. Connaissant le coefficent de Poisson déterminé à l'essai triaxial, il permet de trouver le module d'élasticité du sol en place.

On constate (fig. 7) une augmentation régulière du module d'élasticité en fonction de la profondeur. Ceci s'explique par l'influence de la pression moyenne du poids des terres qui augmente linéairement avec la profondeur. On a une valeur moyenne de 7 133 kPa.

De même la pression limite théorique (pour une expansion infinie de la sonde) et la pression limite conventionnelle (pour une variation de volume égale au volume initial) montrent une variation régulière avec la profondeur (fig. 8).

Enfin la variation de la cohésion pour un angle de frottement interne d'environ 21° montre une tendance à la diminution vers 10 mètres de profondeur jusqu'à 29 kPa. Dans ce cas la méthode de HUGHES et al. (1977) est plus applicable que celle de BAGUELIN et al. (1972) et donne des résultats plus réalistes pour les cohésions.

On constate un écart d'un facteur 2 entre les modules de Young du sol trouvés à l'essai pressiométrique et ceux trouvés à l'essai triaxial. Cette différence s'explique par le remaniement du sol au cours de l'essai de laboratoire, ce qui change sa structure et diminue son module. L'écart aurait été bien moindre si l'on avait pu travailler sur des carottes non remaniées.

On peut également remarquer des caractéristiques de cisaillement mesurées in situ (au minimum c = 29 kPa et φ = 21°) plus fortes que celles déduites de l'analyse a posteriori. Cet écart peut s'expliquer par le fait que le sol mobilisé par le glissement de terrain a atteint son état résiduel, alors que le sol testé par pressiométrie est encore dans un état relativement structuré.

4. CONCLUSION

La présente recherche a pris place dans un travail plus vaste qui visait à proposer une méthodologie pour la détermination des caractéristiques mécaniques des ver-

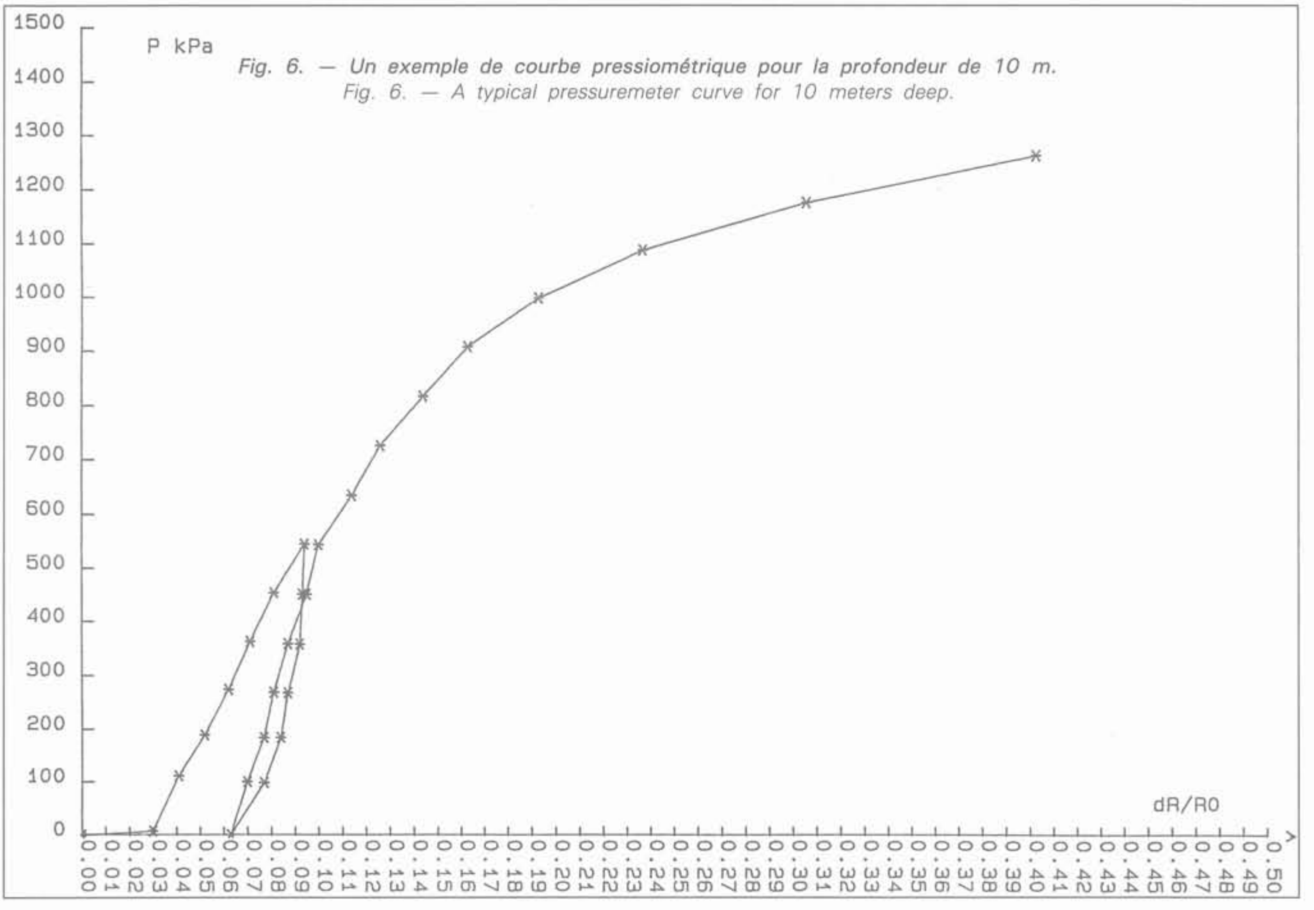


Fig. 6. — Un exemple de courbe pressiométrique pour la profondeur de 10 m.
Fig. 6. — A typical pressuremeter curve for 10 meters deep.

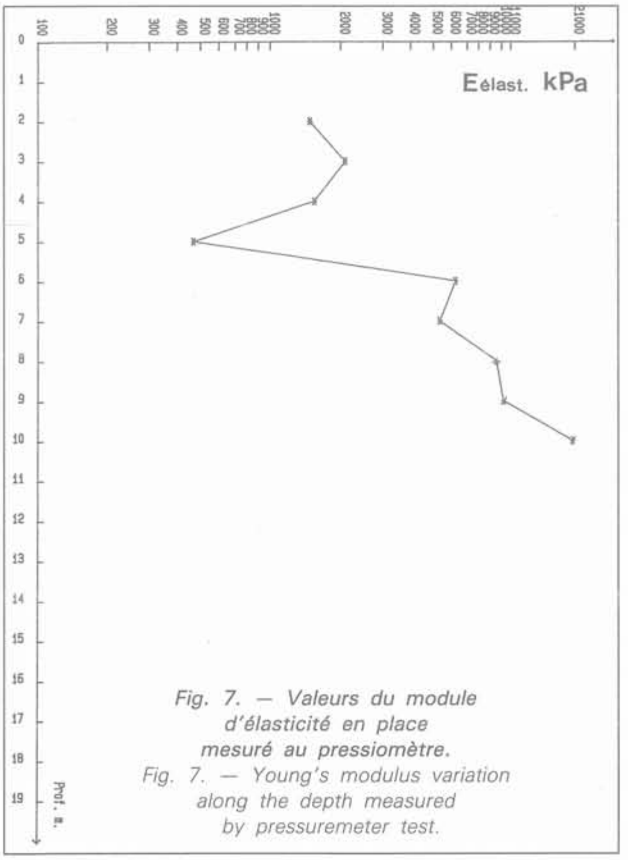


Fig. 7. — Valeurs du module d'élasticité en place mesuré au pressiomètre.
Fig. 7. — Young's modulus variation along the depth measured by pressuremeter test.

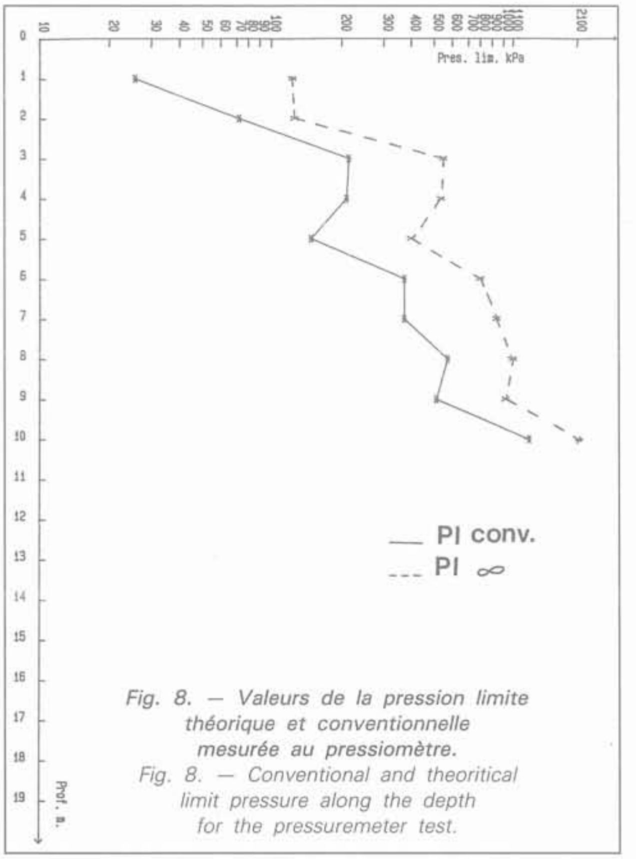


Fig. 8. — Valeurs de la pression limite théorique et conventionnelle mesurée au pressiomètre.
Fig. 8. — Conventional and theoritical limit pressure along the depth for the pressuremeter test.

sants naturels dont la constitution géologique, à l'échelle des essais de laboratoire ou in situ, a toutes chances d'être hétérogène.

Le choix des argiles litées cherchait à limiter les effets de l'hétérogénéité, la formation dans son ensemble, quoique anisotrope, étant l'une de celle se rapprochant le mieux des «sols» classiques.

Ces argiles étant très raides dans leur gisement normal, nous avons constaté que le remaniement, qui est responsable d'une variation de facteur 2 sur les paramètres élastiques, est à éviter. Il convient de travailler sur des carottes saines.

On remarquera que l'analyse a posteriori donne des valeurs qui paraissent plus conformes à la réalité (valeurs minimales, compatibles avec le fait que le glissement a eu lieu) alors que la pressiométrie donne des valeurs plus élevées (lesquelles correspondraient en fait à la stabilité du versant).

La différence provient peut-être de la différence de localisation, les essais pressiométriques ayant été réalisés en massif sain, en dehors de la zone de glissement dans un secteur où ne s'observent que des désordres réduits.

Par ailleurs il convient également de noter que, malgré l'hypothèse de l'homogénéité de la formation, celle-ci est formée de lamines de nature différente et les caractéristiques mécaniques au niveau du lit ou des séquences de quelques lits, peuvent être assez dispersées.

En tout état de cause une analyse a posteriori bien menée constitue, pour les versants naturels, une méthode prometteuse.

BIBLIOGRAPHIE

AL HAYARI M. (1988), *Détermination des caractéristiques mécaniques de certaines formations géologiques à l'aide des méthodes d'équilibre limite et des éléments finis*. Thèse, Grenoble — France.

AL HAYARI M., BLANCHET F. (1988), *Modélisatioin géomécanique d'un glissement de terrain à l'aide des méthodes d'équilibre limite et des éléments finis*. 6e rencontres AUGC, Lille — France.

BAGUELIN F., JEZEQUEL J., LE MEE E., LE MEHAUTE A. (1972), *Expansion des sondes cylindriques dans les sols cohérents*. Bulletin de liaison, Laboratoires des Ponts et Chaussées, n° 61, pp. 189-202.

BLANCHET F. (1988), *Etude géomécanique de glissements de terrains dans les argiles glacio-lacustres de la vallée du Drac*. Thèse, Grenoble — France.

CHOWDHURY R.N. (1978), *Slope analysis*. Elsevier, Amsterdam, 424 p.

HUGUES, WROTH, WINDLE (1977), *Pressuremeter tests in sands*. Géotechnique, n° 4, pp. 455-477.

MONNET J. (1987), *Détermination des paramètres mécaniques d'élasticité et de cisaillement à l'essai biaxial de révolution*. Rapport interne IRIGM.

ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES
FORMATION CONTINUE

Sessions de formation
Géotechnique, matériaux, structures
Routes, ouvrages d'art

Constructions parasismiques : recommandations de l'Association française de génie parasismique	6 et 7 mars	Grenoble
Les systèmes de gestion des chaussées	6 au 9 mars	Paris
Entretien des routes	12 au 15 mars	Paris
La qualité des ouvrages d'art	13 et 14 mars	Paris
La pratique de l'injection et des écrans d'étanchéité	13 au 16 mars	Paris
Ouvrages d'accostage : quais sur pieux, ouvrages en caissons, gabions de palplanche	19 au 21 mars	Le Havre
Enduits superficiels	20 au 22 mars	Région Bretagne
Renforcement des sols par clouage	20 au 23 mars	Paris
Les ouvrages d'acostage plans : quai en parois moulées, palplanches et mixte, palplanches-tubes	22 et 23 mars	Le Havre
Réhabilitation des réseaux routiers, départementaux et communaux	26 au 30 mars	Paris
Les enrobés drainants	24 et 25 avril	Paris
Le point de conception, le calcul et l'exécution des ouvrages métalliques	24 et 27 avril	Paris
Journées d'études : Transmanche : le projet à mi-course	6 au 8 février	Paris
La durabilité des structures en béton	6 au 8 mars	Paris

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

COURS SUR UNE NOUVELLE APPROCHE POUR L'ANALYSE INÉLASTIQUE DES STRUCTURES

du 11 au 15 juin 1990
à l'Ecole Polytechnique (Palaiseau)

par **J. ZARKA** Coordinateur, **J. FRELAT** et **P. NAVIDI-KASMAI**

Laboratoire de Mécanique des Solides
Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau (France)
TéL. : 33-1 69 41 82 00 - Fax : 33-1 69 41 33 92

OBJECTIFS : La prise en compte des comportements non linéaires dans la conception des structures modernes est de plus en plus fréquente et évolue rapidement, mais les analyses correspondantes exigent des dépenses considérables sur ordinateurs. Un stage intensif est proposé pour montrer aux ingénieurs comment une nouvelle approche des structures inélastiques permet d'évaluer la réponse uniquement à partir de quelques calculs élastiques linéaires y compris lors de chargements dynamiques comme les séismes.

Ces cours sont destinés aux ingénieurs et aux chercheurs dans les domaines de la mécanique et du génie civil. Durant les nombreuses séances de travaux pratiques, les auditeurs pourront assimiler tous les principes de cette approche. De plus des applications concrètes à l'analyse limite, la prévision de la durée de vie en fatigue, la modélisation de processus industriels et l'analyse sismique seront développées. Ces cours auront un support pédagogique très important en documents ; ils seront assurés dans un environnement permettant un travail approfondi grâce aux contacts permanents entre les stagiaires et les enseignants.

INSCRIPTION : Le nombre de participants est strictement limité. Les inscriptions seront prises dans l'ordre d'arrivée et closes le 1er mai. Les droits d'inscription sont de **6 000 F HT** si réglés avant le 15 mars et de **7 500 FF** après cette date. Pour les universitaires, ils sont ramenés respectivement à **2 000 F HT** avant le 15 mars et **3 000 F HT** après. Une réduction de 20 % sera faite pour les participants d'un même organisme. Les cours auront lieu à l'Ecole Polytechnique à Palaiseau.

ANNULATION : Les personnes qui annuleront leur inscription 1 mois avant le début des cours seront entièrement remboursées. Pour une demande 15 jours avant, 50 % des droits seront retournés. Les organisateurs se réservent la possibilité d'annuler les cours si le nombre d'inscrits est insuffisant.

ACHEVÉ D'IMPRIMER
SUR LES PRESSES DE
L'IMPRIMERIE CHIRAT
42540 ST-JUST-LA-PENDUE
EN JANVIER 1990
DÉPÔT LÉGAL 1990 N° 4846

IMPRIMÉ EN FRANCE