Introduction au rôle de l'eau sur la stabilité des barrages

par J. Biarez

Professeur

et R. Chambon

Assistant

Université scientifique et médicale de Grenoble

Que le sol soit matériau de construction (barrages en terre), serve de fondation (barrages en terre et en béton), c'est un milieu essentiellement polyphasique. Nous serons donc amenés à distinguer dans notre étude divers cas en fonction des hypothèses faites sur chacune des phases. Nous examinerons successivement trois parties :

- une première partie dans laquelle le sol est saturé et où nous supposerons satisfaire les hypothèses nécessaires à l'application de la mécanique des milieux continus;
- une seconde partie dans laquelle ces hypothèses sont encore satisfaites mais le sol n'étant plus saturé; la seconde phase est une phase fluide, mélange de liquide à gaz;
- une troisième partie qui traitera des phénomènes pour lesquels l'hypothèse de continuité doit être abandonnée pour le squelette.

Le sol est saturé

Ecrivons tout d'abord les hypothèses fondamentales que nous utiliserons dans cette partie :

- a) Le sol est saturé.
- b) Les hypothèses de la mécanique des milieux continus sont valables, c'est-à-dire que, pour chacune des deux phases, deux points voisins restent voisins pour le phénomène étudié.
- c) Les contacts intergranulaires sont ponctuels.
- d) Chaque grain du squelette est incompressible (mais déformable).
- e) On néglige les forces d'inertie du fluide et du squelette.

L'hypothèse *b*) nous conduit tout d'abord à rappeler la méthode générale de résolution d'un problème de mécanique des milieux continus :

Pour cela il est nécessaire d'écrire les équations générales de la mécanique (parfois appelées « de Cauchy ») qui associées à l'écriture de la loi rhéologique du milieu nous donnent les équations mixtes du problème (ex. Lamé, Beltrami, Navier, ...) lesquelles ne pourront être résolues que par l'adjonction des conditions aux limites du problème.

Mais nous avons ici deux phases. On les remplace par des milieux fictifs occupant chacun tout le volume. Il convient alors de considérer, dans la résolution du problème, les interactions entre ces deux phases que nous appellerons « lois interphases ».

L'hypothèse *a*) nous permet de définir une pression interstitielle u moyenne à l'échelle de l'élément de volume (grand par rapport au grain) de la pression d'eau.

Les hypothèses *c*) et *d*) nous conduisent à dire que la rhéologie du squelette ne procède que des forces intergranulaires, étant admis que la pellicule d'eau entre deux grains étant poinçonnée, elle ne joue aucun rôle de lubrification sur le squelette. Elles nous amènent à définir une contrainte effective σ' liée aux forces intergranulaires.

Considérons le contact d'un grain avec un autre selon un plan tangent π .

Si le sol est sec la contribution significative de ce contact à la contrainte en π sera :

$$\frac{\vec{F}}{S}$$

Si au contraire les vides du sol sont remplis par un fluide

interstitiel de pression moyenne u , la contribution significative de ce contact à la contrainte sera :

$$\frac{\vec{F}' + u m \vec{S}}{S}$$

où $\vec{m}$ est la normale unitaire au plan π .

1/

Mais la contribution significative de ce contact à la contrainte qui aurait le même squelette subissant la même déformation sera :

$$\frac{\vec{F}'}{S}$$

C'est l'extrapolation de ces considérations qui constitue le postulat de Terzaghi

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} + u \delta_{ij}$$

dans lequel il convient de préciser que σ'_{ij} , tenseur de contrainte effective, est celui qui intervient dans la loi rhéologique du squelette.

Enfin l'hypothèse e) va nous permettre d'écrire les équations générales de la mécanique de façon simplifiée, pour les deux phases :

• Ecrivons l'équilibre de l'eau interstitielle comprise dans un élément de volume $d\tau$:

$$d\tau = dx_i dx_j dx_k$$

Cette eau est soumise à :

— l'action de l'eau extérieure à $d\tau$:

$$- n \frac{\partial u \delta_{ij}}{\partial x_j} d\tau$$

2/

(on suppose que la porosité superficielle du squelette est égale à la porosité volumique n).

— l'action du squelette intérieur à $d\tau$ que nous notons :

$$\vec{F}_{S/E} = F_{S/E,i} \vec{u}_i$$

— son poids :

$$n \rho_W d\tau \vec{g} = n \rho_W d\tau g_i \vec{u}_i$$

Puisque les forces d'inertie sont négligées e) nous pouvons écrire :

$$F_{S/E,i} - n \frac{\partial u \delta_{ij}}{\partial x_j} d\tau + n \rho_W g_i d\tau = 0$$

N.B. : Si on ne négligeait pas les forces d'inertie, il faudrait calculer les quantités d'accélération en tenant compte du fait que l'élément considéré ne contient pas à tout instant les mêmes particules (th. d'Euler ou des quantités de mouvement).

• Ecrivons l'équilibre du squelette compris dans le volume $d\tau$.

Il est soumis à :

3/

— l'action due à l'eau intérieure à d notée $F_{E/S} = - \vec{F}_{S/E}$ d'après le principe d'action et de la réaction.

— son poids : $\rho_d d\tau \vec{g}$

— l'action due au squelette extérieur à $d\tau$:

σ^*_{ij} est le tenseur défini en coupant le squelette par des facettes quelconques en un point et en faisant tendre dS vers une grandeur petite par rapport à l'observateur mais grande par rapport au grain, en supposant que le milieu est plein. Quand le squelette est sec c'est ce tenseur : σ^*_{ij} qui intervient dans sa rhéologie.

Cette action s'écrit donc :

$$\frac{\partial \sigma^*_{ij}}{\partial x_j} d\tau$$

Puisque les forces d'inertie sont négligées e) nous pouvons écrire :

$$F_{E/S,i} - \frac{\partial \sigma^*_{ij}}{\partial x_j} d\tau + \rho_d g_i d\tau = 0$$

Ce qui compte tenu de l'équilibre du liquide interstitiel nous donne :

$$- n \frac{\partial u \delta_{ij}}{\partial x_j} d\tau - \frac{\partial \sigma^*_{ij}}{\partial x_j} d\tau + (n \rho_W + \rho_d) g_i d\tau = 0$$

or :

$$\sigma_{ij}^* + nu \delta_{ij} = \sigma_{ij}$$

$$\sigma_{ij} = u \delta_{ij} + \sigma'_{ij}$$

contrainte totale, cf. ci-dessus.

d'où :

$$-\frac{\partial u \delta_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} + (\rho_d + n \rho_w) g_i = 0$$

équation de l'équilibre du squelette.

Nous ne pourrions aller plus loin sans adjoindre d'autres hypothèses selon les problèmes traités.

Si l'on considère deux problèmes ayant mêmes conditions aux limites, la présence d'eau, donc l'existence de pression interstitielle dans le sol, peut avoir deux sortes d'effet. Si l'on considère des problèmes de petite déformation (tassement), les conditions aux limites, étant en général en contrainte totale, seront pour le squelette modifiées ($\sigma = \sigma' + u$), d'autre part le gradient de pression intervient sur les équations du squelette, comme nous venons de le voir, et, en conséquence, dans nos deux problèmes à conditions aux limites identiques, les déformations seront différentes.

Si l'on considère des problèmes de grande déformation (stabilité), étant donné que la pression interstitielle est isotrope, un état de contrainte stable en contrainte totale peut ne pas l'être en contrainte effective comme le montre la figure ci-dessus dans le plan de Mohr.

4/

Systématiquement dans la suite nous examinerons ces deux sortes de problèmes. Nous allons examiner dans la suite deux possibilités :

- l'eau est au repos;
- l'eau est en mouvement.

Eau au repos.

Dans ce cas nous sommes en hydrostatique et il est facile de calculer u en tout point donc de résoudre les équations du squelette si l'on s'est donné une loi rhéologique pour celui-ci :

$$u = u_0 + \rho_w g_i x_i \longrightarrow \frac{\partial u \delta_{ij}}{\partial x_j} = \rho_w g_i \longrightarrow \overrightarrow{F_{S/E}} = 0$$

et l'équation du squelette devient :

$$-\frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} + [\rho_d - (1 - n) \rho_w] g_i = 0$$

PETITE DÉFORMATION.

Pour résoudre le problème complètement, on résout les équations ci-dessus.

— Action schématique :

5/

Dans le cas 1) le corps subissant un gradient de pression vers le haut.

Dans le cas 2) ce sont les ressorts qui doivent fournir au corps cet effort et ils se déforment donc.

— Exemple : soit une nappe affleurant ou niveau du sol.

6/

Dans le cas 2) en tout point situé sous la nappe σ' a cru de $\gamma_w h$, il y a donc un tassement W par rapport au cas 1).

Si la baisse de nappe envisagée ci-dessus est différentielle, il se créera des tassements différentiels qui pourront provoquer de graves désordres.

GRANDE DÉFORMATION (stabilité).

— Action schématique :

7/

Nous voyons que le gradient de pression entraîne, si la force tangentielle reste constante, une augmentation de l'inclinaison de la résultante et donc un risque accru de glissement. En fait c'est ce qui se passe au contact d'un barrage en béton et du sol sur lequel il repose. T est la force due à la retenue, P le poids du barrage.

8/

En ce qui concerne la stabilité interne des barrages en terre, le problème est un peu différent du cas précédent en ce que les forces tangentielles dépendent aussi des pressions interstitielles. Ainsi en considérant les mouvements des barrages et leur rupture :

9/

Nous pouvons schématiser ce phénomène de la façon suivante :

10/

$\delta_2 > \delta_1$ et le cas 2) est donc plus instable que le cas 1).

Si les corps 1) et 2) ont même densité, les dynamiques des forces 1) et 3) sont homothétiques et la stabilité est la même : $\delta_4 = \delta_3$.

11/

Ainsi les cas 1), 3) et 4) correspondent à une même stabilité, par contre le cas 2) correspond à une moindre stabilité.

Eau en mouvement.

LOI DE DARCY.

Dans un sol l'eau s'écoule dans les trous du squelette; pour comprendre ce phénomène considérons l'écoulement laminaire de l'eau dans un tube fin :

12/

s étant l'abscisse le long du tube posons :

$$p^* = u - \rho_w g_i x_i$$

L'eau est un fluide Newtonien et on montre que si V_m est la vitesse moyenne du tube, μ la viscosité de l'eau;

$$V_m = - \frac{r_0^2}{8 \mu \pi} \frac{\partial p^*}{\partial s}$$

c'est la loi de Poiseuille.

Imaginons le sol représenté sous la forme de tubes parallèles de même diamètre d_0 .

13/

Si n est la porosité superficielle obtenue en coupant ce milieu fictif par un plan normal aux tubes, nous aurons :

$$V_M = n V_m = - \frac{n d_0^2}{32 \mu \pi} \frac{\partial p^*}{\partial s} = - \frac{n d_0^2}{32 \mu \pi g} \frac{\partial h}{\partial s}$$

dans lequel h est la charge hydraulique :

$$h = \frac{p^*}{\rho_w g} + \frac{V^2}{2g} \quad \text{or :} \quad \frac{V^2}{2g} = \text{cte}$$

D'une façon plus générale M. Anglès d'Auriac [1] établit la loi de Darcy en faisant les hypothèses suivantes :

- l'eau est un fluide visqueux newtonien incompressible;
- au cours de l'écoulement de l'eau dans un sol on peut considérer que les forces d'inertie de l'eau sont négligeables.

Ecrivons les équations de Navier-Stokes :

$$\rho_w \Gamma_i = \rho_w g_i - \frac{\partial u}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 V_i}{\partial x_i \partial x_j}$$

Γ_i étant l'accélération, V_i étant la vitesse et u la pression d'où $\rho_w \Gamma_i$ étant négligeable :

$$-g \frac{\partial p^*}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 V_i}{\partial x_i \partial x_j} = 0$$

Cela implique, étant donné la linéarité des opérateurs ci-dessus, qu'il existe une relation linéaire entre la vitesse et le gradient de la charge (ou de la pression étoilée qui en est peu différente), donc entre les moyennes de ces deux vecteurs. On peut donc écrire si V_i est la moyenne faite sur toute la surface et appelée vitesse de Darcy :

$$V_i = K_{ij} \frac{\partial h}{\partial x_j}$$

K_{ij} étant appelé tenseur de perméabilité.

Remarques sur la perméabilité : K_{ij} peut n'être pas un tenseur isotrope, ainsi dans notre milieu fictif de la figure 13 nous avons :

$$K_{11} = \frac{n d_{10}^2}{32 \mu \pi} \quad K_{22} = 0$$

L'expression de K_{11} est à rapprocher des formules empiriques $K = 100 d_{10}^2$, d_{10} ayant semblé au praticien le mieux caractériser la dimension des « trous » dans lesquels s'écoule l'eau. La grandeur K intègre donc la configuration du squelette.

Nos deux études précédentes nous montrent l'une comme l'autre la dépendance de K à l'égard de la viscosité de l'eau donc de la température.

La validité de la loi de Darcy est déterminée par la validité des hypothèses que nous prenons pour l'établir.

Si la vitesse est trop faible, c'est-à-dire si le diamètre est très petit, l'écoulement peut faire intervenir l'eau absorbée, donc la loi rhéologique n'est certainement pas la viscosité newtonienne : la première hypothèse n'est plus valable.

Si la vitesse est trop grande (attention, la vitesse réelle des particules d'eau est plus grande que la vitesse moyenne définie dans la loi de Darcy), l'inertie n'est plus négligeable : la seconde hypothèse n'est plus valable.

Il convient pour terminer ce paragraphe sur la loi de Darcy de rappeler les grandes difficultés de mesures du tenseur perméabilité. En particulier les mesures faites supposent, le plus souvent, le tenseur perméabilité comme étant isotrope ce qui est loin d'être le cas en général, en particulier pour les sols compactés (noyau de barrage).

MOUVEMENT PERMANENT.

C'est un état tel que toutes les grandeurs du problème (déplacement du squelette, vitesse de l'eau, conditions aux limites) soient indépendantes du temps.

La conservation de la masse liquide nous permet d'écrire :

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0$$

soit :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} K_{ij} \frac{\partial h}{\partial x_j} = 0$$

Si K_{ij} dépend de la déformation du squelette, il faudrait se donner cette dépendance qui constitue donc une « loi interphase » et on ne pourra résoudre indépendamment le problème mécanique et le problème hydraulique.

Si, par contre, compte tenu de la méconnaissance de K_{ij} , on fait l'hypothèse de l'indépendance de K_{ij} par rapport aux déformations du squelette (on peut supposer que le diamètre des « trous » varie peu dans le cas de petites déformations du squelette) on pourra résoudre séparément les deux problèmes, il conviendra néanmoins de séparer les conditions aux limites qui sont le plus souvent en contrainte totale.

Si le sol est isotrope et homogène quant à sa perméabilité, on obtient l'équation à laplacien nul :

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x_i \partial x_j} = 0$$

pour laquelle on dispose d'outils classiques puissants : mathématiquement les fonctions complexes de variables complexes, physiquement : analogie électrique et analogie visqueuse, notons à ce sujet que ce qui se passe dans l'analogie visqueuse est physiquement la même chose que dans un écoulement en milieu poreux.

Si le sol est anisotrope mais homogène on dispose d'astuces (affinité géométrique par exemple) pour se ramener au cas précédent.

Si le sol n'est plus homogène on est obligé de faire le calcul numériquement.

Si le calcul nous a permis de trouver la pression interstitielle en tout point, il nous suffit théoriquement de reporter le gradient de pression obtenu en tout point dans l'équation du squelette de la page 451 et de se donner une loi rhéologique pour résoudre notre problème.

Il est à noter que pour la déformation du squelette nous ne nous préoccupons pas du débit de fuite, il n'intervient en rien sur la stabilité et si l'on est dans le cas du sol homogène et isotrope le gradient de pression est indépendant de la perméabilité.

a) Petite déformation.

Si nous reprenons l'équation du squelette que nous avons écrite dans l'introduction de la première partie nous voyons l'eau joue, en quelque sorte, le rôle d'une force de volume.

b) Grande déformation.

La nature du phénomène physique est la même que dans le cas de l'eau au repos, mais l'intensité du gradient de pression peut être plus importante et entraîner des désordres plus graves.

1^{er} exemple : Talus au bord duquel débouche un écoulement :

14/

On suppose le talus infiniment haut.

$$u = \gamma_w y \frac{\cos \alpha}{\cos (\beta - \alpha)}$$

L'équilibre du squelette s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma'_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau'}{\partial y} = \gamma \sin \beta \\ \frac{\partial \tau'}{\partial x} + \frac{\partial \sigma'_y}{\partial y} + \gamma_w \frac{\cos \alpha}{\cos (\beta - \alpha)} = \gamma \cos \beta \end{cases}$$

Compte tenu de l'hypothèse faite qui annule les dérivés selon x , on trouve :

$$\tau' = \gamma y \sin \beta$$

$$\sigma'_y = \gamma y \cos \beta - \gamma_w \frac{\cos \alpha}{\cos (\beta - \alpha)}$$

La stabilité au glissement s'écrit :

$$\tau' \leq \sigma'_y \operatorname{tg} \Phi$$

Si l'écoulement n'existait pas γ serait remplacé par γ_d et la stabilité pourrait théoriquement avoir lieu pour $\beta \leq \Phi$. Nous voyons donc une diminution de la stabilité.

En pratique, c'est ce qui se passe vers la surface de suintement à l'aval d'un barrage en terre.

2° exemple : Boulance : en théorie, cet exemple n'est pas différent du précédent mais c'est l'orientation du gradient de pression qui est différent.

Considérons l'expérience ci-contre :

15/

Comme la vitesse est constante (vase cylindrique) le gradient de charge donc de pression est constant (indépendant de la cote z).

Il est évident sur les équations de l'équilibre du squelette de la page 451 que si ce gradient équilibre le poids du sol saturé σ' sera constant et comme pour $z = l$, $\sigma' = 0$ sera nulle dans tout le milieu.

Le gradient de pression est :

$$\frac{(h + l) \gamma_w}{l}$$

on aura donc boullance si :

$$\gamma_{\text{sat}} = \frac{h + l}{l} \gamma_w$$

$$\text{donc : } l(\gamma_{\text{sat}} - \gamma_w) = h \gamma_w$$

donc :

$$\frac{h}{l} = \frac{\gamma_{\text{sat}} - \gamma_w}{\gamma_w} = \frac{\gamma'}{\gamma_w} \approx 1$$

Dans ce cas $\sigma' = 0$ dans tout le milieu; celui-ci ne peut donc supporter de contraintes tangentielles, il est liquifié. On remarque que le soulèvement est indépendant de K . En pratique ce phénomène peut se passer où l'on a un écoulement ascendant.

3° exemple. Sous pression sous un ouvrage.

Quand on s'intéresse au frottement d'une superstructure sur le sol, comme dans le cas des figures 7 et 8, le réseau hydrodynamique obtenu par quelque procédé que ce soit nous donne la pression interstitielle en tout point donc sous l'ouvrage mais un raisonnement simple nous permet de voir quelles sont par exemple les meilleures positions d'écran d'étanchéité.

16/

En A et B les charges donc les pressions sont imposées, celle en B est nulle. Si on admet que quel que soit le chemin suivi la variation de charge est linéaire de A vers B, on peut tracer approximativement le diagramme des pressions sous le barrage donc estimer la force subie par celui-ci du fait des sous-pressions (celle-ci est représentée par l'aire du diagramme des pressions).

On voit que la force est plus grande en 2) et moins grande en 3) qu'en 1) et 4) pour lesquels elles sont égales.

MOUVEMENT NON PERMANENT.

Il nous faut distinguer deux cas selon que la variation de volume est négligeable ou non.

La variation de volume du squelette est négligeable.

Dans ce cas tout ce que nous avons dit concernant le mouvement permanent est encore valable à chaque instant.

Si l'écoulement est en charge, le réseau hydrodynamique se calculera à chaque instant comme un mouvement permanent et le gradient de pression dépend donc à chaque instant directement des conditions aux limites (indépendant des instants antérieurs).

Si l'écoulement est à surface libre en tout point du massif intéressé par l'écoulement, nous aurons les mêmes équations que dans le cas du mouvement permanent, mais les conditions à la surface libre seront différentes :

En mouvement permanent on écrit :

$$u = 0 \implies h = z.$$

et la surface libre est ligne de courant :

$$V_i m_i = 0$$

m_i normale à la surface libre.

En mouvement non permanent, la première condition demeure $h = z$, mais la seconde n'est plus vraie; alors que toute particule fluide initialement sur la surface libre y rentre, ce qui s'exprime dans le cas d'une perméabilité homogène et isotrope par :

$$\frac{n}{K} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h}{\partial x_i} \frac{\partial h}{\partial x_i} - \frac{\partial h}{\partial x_z} = 0$$

Chaque état est dépendant du précédent et pour connaître le gradient de pression à un instant donné, il faudra avoir trouvé le réseau hydrodynamique pour tous les instants antérieurs.

Pratiquement on pourra résoudre ainsi les problèmes de vidange rapide.

Dans ces deux cas le problème est encore séparé en deux.

La variation de volume du squelette n'est pas négligeable.

Dans ce cas même si K_{ij} ne dépend pas de la déformation du squelette nous ne pourrions plus séparer les deux problèmes hydraulique et mécanique.

Il faudra connaître la loi rhéologique du squelette pour résoudre.

Ex. : Squelette élastique et perméabilité homogène et isotrope.

Reprenons les équations d'équilibre du squelette de la page :

$$-\frac{\partial u}{\partial x_j} \delta_{ij} d\tau - \frac{\sigma'_{ij}}{\partial x_j} + (\rho_d + n \rho_w) g_i = 0$$

pour le fluide :

$$V_i = -k \frac{\partial h}{\partial x_i}$$

Enfin l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad \text{si} \quad \theta = \frac{\partial \xi_i}{\partial x_i}$$

ξ_i étant le déplacement du squelette

comme :

$$h = (u + \rho_w g_i x_i) / \rho_w g$$

on a :

$$V_i = -K \left(\frac{\partial u}{\partial x_i} + \rho_w g_i \right) / \rho_w g$$

comme :

$$\frac{\partial u}{\partial x_i} = \frac{\partial u}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j}$$

et compte tenu de la loi de Hooke (λ et μ paramètres de Lamé du squelette) pour le squelette nous aurons :

$$-\rho_w g \frac{V_i}{K} + \left[\rho_d + (n-1) \rho_w \right] g_i + \left(\lambda + \mu \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \xi_j}{\partial x_j} \right) + \mu \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial x_j \partial x_j} = 0$$

Si de plus on suppose $\rho_d + (n-1) \rho_w$ indépendant du point, on obtient en prenant la divergence de l'équation ci-dessus :

$$-\frac{\rho_w g}{K} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \xi_j}{\partial x_j} \right) \right] + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \right) = 0$$

que l'on peut encore écrire :

$$-\frac{\rho_w g}{K} \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\lambda + 2\mu) \Delta \theta = 0$$

Comme :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{K}{\rho_w g} \Delta u$$

on a :

$$\Delta u + (\lambda + 2\mu) \Delta \theta = 0$$

on peut donc écrire l'équation précédente en pression interstitielle :

$$\Delta \left[\frac{\partial u}{\partial t} - (\lambda + 2\mu) \frac{K}{\rho_w g} \Delta u \right] = 0$$

Ces équations sont difficilement solubles à cause des conditions aux limites qui ne sont pas simples à exprimer en fonction des variables.

Même pour une rhéologie simple comme l'élasticité les équations de consolidation tridimensionnelle sont difficilement utilisables.

Dans des cas monodimensionnels on a les résultats bien connus de Terzaghi.

Le sol n'est plus saturé

Le sol est quasi saturé.

EAU AU REPOS.

La différence profonde avec le cas précédent est que la pression interstitielle u pourra être négative.

Petite déformation.

Pour une même valeur de la contrainte totale, u étant négatif, σ' sera plus grande et provoquera un « tassement » donc une diminution de volume. Il suffit de regarder une éponge séchée pour s'en apercevoir.

Ce phénomène peut avoir deux conséquences contraires :

- conséquence favorable : une argile (par exemple) en se desséchant aura une cohésion plus grande à cause du « compactage » (diminution de volume) imposé par la pression interstitielle négative pendant le séchage;
- conséquence défavorable : le retrait dû à la diminution de volume peut entraîner des fissures superficielles préjudiciables à un ouvrage.

Grande déformation.

Plaçons nous dans le plan de Mohr mais cette fois avec u négatif.

17/

Nous voyons qu'un état apparemment instable en contrainte totale peut en fait être stable en contrainte effective, c'est ce qui explique la stabilité des châteaux de sable tant que le sable est humide, mais cette cohésion apparente ou cohésion capillaire disparaît évidemment lors du séchage.

EAU EN MOUVEMENT.

Des difficultés nouvelles surgissent lorsque le sol n'est plus saturé. Une troisième phase gazeuse intervient. En général, on considère alors le mélange eau-gaz comme une phase fluide unique et on se place à une échelle suffisante pour considérer ses propriétés comme homogènes. Cela n'a pas grande importance quand on s'intéresse aux débits mais pour nous qui nous intéressons aux comportements de la phase fluide, cela introduit de nouvelles difficultés.

— La démonstration de la Loi de Darcy est basée sur l'hypothèse d'un fluide visqueux newtonien incompressible. L'incompressibilité n'est plus admissible pour le fluide circulant dans un milieu non saturé.

— Même si l'on admet en première approximation que la loi de Darcy est vérifiée, toujours à cause de l'incompressibilité on ne pourra écrire la conservation de la masse fluide sous la forme :

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0$$

Il faut avoir conscience de ces difficultés mais malgré tout en mouvement permanent nous pourrions admettre si l'on est presque saturé que ce que nous avons dit pour le sol saturé est encore valable.

Si l'écoulement n'est pas permanent il faut faire intervenir une relation entre les variations de contrainte totale ou de contrainte intergranulaire et la pression interstitielle.

En effet, dans le cas d'un sol saturé, nous pouvons affirmer que la variation de pression interstitielle est égale à la variation de contrainte totale, ce qui nous permet de résoudre le problème non permanent car nous connaissons à chaque instant les conditions aux limites pour les deux phases.

On définit donc :

$$B = \frac{\Delta u}{\Delta \sigma_{iso}}$$

$$\Delta \sigma_{iso} = \frac{1}{3} (\Delta \sigma_1 + \Delta \sigma_2 + \Delta \sigma_3)$$

Δ représente des variations.

Moyennant les hypothèses ci-dessous nous pourrions avoir une estimation de B :

- la variation est brusque : le fluide n'a pas le temps de s'écouler;
- le squelette est élastique.

Ecrivons que la diminution de volume du squelette correspond à la variation de volume du fluide :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{3 \Delta \sigma'_{iso}}{E_i}$$

E_i : module isotrope du squelette

$$\frac{\Delta V}{nV} = \frac{\Delta u}{E_w}$$

E_w : module de compressibilité du fluide

d'où :

$$\begin{aligned} \frac{3 \Delta \sigma'_{iso}}{E_i} &= \frac{n \Delta u}{E_w} \\ &= \frac{3 (\Delta \sigma_{iso} - \Delta u)}{E_i} \longrightarrow \Delta \sigma_{iso} = \Delta u \left(\frac{n E_i}{3 E_w} + 1 \right) \end{aligned}$$

d'où :

$$B = \frac{1}{1 + (n E_i / 3 E_w)}$$

Toujours dans ces hypothèses nous allons essayer d'exprimer E_w en fonction du degré de saturation.

Définissons un état 1 du sol :

u_1 pression du fluide;

V_1 volume initial de l'échantillon;

S_1 degré de saturation;

V_w volume d'eau : $V_w = n V_1 S_1$

V_{a1} volume d'air : $V_{a1} = n V_1 (1 - S_1)$.

Soit H le coefficient de solubilité volumique de l'eau à température ambiante. H est donné par la loi de Henry qui est une loi interphase gaz-liquide :

$$\frac{u_1}{H_1} = \frac{u_2}{H_2} = \text{cte}$$

Quand on passe de l'état 1 à l'état 2 la variation du volume d'air initialement libre est :

$$V_{a2} - V_{a1} = V_{a1} \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right)$$

(on applique la loi de Mariotte qui est en fait une partie de la loi rhéologique de l'air).

Quand on passe de l'état 1 à l'état 2 la variation de poids d'air dissous est :

$$\begin{aligned} V_w H_2 \gamma_a - V_w H_1 \gamma_a &= V_w \gamma_a \left(H_1 \frac{u_a}{u_1} - H_1 \right) \\ &= V_w \gamma_a H_1 \left(\frac{u_a}{u_1} - 1 \right) \end{aligned}$$

qui occuperait donc sous la pression u_2 un volume :

$$V_w \gamma_a H_1 \left(\frac{u_2}{u_1} - 1 \right) \frac{1}{\gamma_a} \frac{u_1}{u_2} = V_w H_1 \left(1 - \frac{u_1}{u_2} \right)$$

La variation totale de volume de l'air libre quand on passe de u_1 à u_2 est donc :

$$\begin{aligned}\Delta V_a &= V_{01} \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right) - V_w H_1 \left(1 - \frac{u_1}{u_2} \right) \\ &= (V_{a1} + V_w H_1) \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right) \\ &= \left[n V_1 (1 - S_1) + n V_1 S_1 H_1 \right] \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right)\end{aligned}$$

d'où :

$$u_2 \Delta V_a = -n V_1 (1 - S_1 + S_1 H_1) \Delta u$$

finally :

$$E_w = \frac{\Delta u}{\Delta V} V_1 = \frac{u_2}{n(1 - S_1 + S_1 H_1)}$$

Nous voyons que E_w intègre une loi interphase.

Il faut noter que B a une forte variation en fonction du degré de saturation pour des saturations proches de 100 %.

18/

Si le squelette était élastique, nous n'aurions pas de nouveau problème. En effet, il n'y a de variation de volume pour un corps élastique que pour un tenseur de contrainte isotrope. Pour un sol réel il en va tout autrement, un déviateur pur peut provoquer des variations de volumes, il est donc nécessaire de définir un second coefficient qui traduise ce phénomène; on définit A par :

$$\Delta u = B [\Delta \sigma_3 + A (\Delta \sigma_1 - \Delta \sigma_3)]$$

La définition de A appelle plusieurs remarques :

Elle suppose un incrément de contrainte triaxial, ce qui est logique puisque celui-ci est l'appareil le plus pratique pour mesurer A .

Elle ne fait pas intervenir le déviateur de contrainte mais l'excédent axial, ceci est encore une conséquence de son mode de mesure.

S'il n'y avait que deux phases la connaissance des rhéologies de ces deux phases permettrait de calculer A et B et ceux-ci ne représenteraient alors que des fonctions de paramètres intervenant dans les deux lois rhéologiques. Mais l'apparition d'une troisième phase gazeuse soluble dans l'eau et la définition d'une phase fictive « fluide » intégrant le gaz et l'eau fera intervenir, dans ces deux coefficients, une bi-interphase entre le gaz et l'eau comme nous pouvons le voir dans le calcul simplifié sur B .

En conclusion, il convient de voir les graves conséquences des considérations précédentes lors d'une vidange rapide; si nous prenons le cas extrême de la vidange instantanée, nous risquons d'avoir une diminution importante de contrainte totale σ et une faible variation de pression interstitielle u d'où un risque de déséquilibre si on considère que la variation de contrainte intergranulaire σ' sera à peu près la même que celle de σ (ceci si u est faible). Il suffit pour s'en convaincre de se rappeler l'équation du squelette (introduction de la partie A).

Le sol est loin de la saturation.

Malheureusement, quand le sol est loin de la saturation, le problème devient vite inextricable. En supposant le squelette indéformable, on écrit une « loi de Darcy généralisée », mais dans laquelle la perméabilité dépend de la teneur en eau du milieu et ceci de façon hystérétique. Même avec ces hypothèses simplificatrices pour le squelette et donc la déconnexion du problème hydraulique et mécanique, les solutions numériques ne sont pas encore satisfaisantes. Que dire alors du problème plus complexe de la consolidation ? et du postulat de Terzaghi ? que dire aussi des relations possibles entre phases : dépendance de K par rapport aux déformations du squelette. En réalité, la séparation entre les deux premières parties est un peu arbitraire car on passe graduellement de l'une à l'autre. D'ailleurs, dans la nature, les deux existent le plus souvent simultanément, la surface libre dans un barrage en terre (ligne de pression nulle) étant toujours surmontée d'une frange capillaire.

Avant de passer dans la troisième partie à des phénomènes différents, il convient de faire les remarques suivantes communes aux deux parties précédentes :

- ce qui est important pour l'équilibre du squelette c'est le gradient de la pression d'eau (cf. équation d'équilibre du squelette de la première partie);
- volontairement nous n'avons jamais parlé de poussée d'Archimède qui n'est que l'intégration dans le cas particulier de l'eau au repos du gradient de pression (équation de A1). Dans tous les autres cas on ne peut pas en parler.

Le squelette n'est plus continu

Dans les phénomènes étudiés ci-dessous, le squelette ne se comporte plus comme un milieu continu, ces deux points voisins ne demeurent pas. Il convient alors de distinguer à quelle échelle intervient cette discontinuité. Nous séparerons donc la discontinuité à l'échelle du grain, phénomène mécanique, de la discontinuité à l'échelle de la molécule, phénomène chimique, bien que, dans ces deux sortes de phénomènes, l'eau soit le véhicule de la discontinuité et donc que, contrairement aux phénomènes étudiés dans les parties précédentes, le débit d'eau puisse jouer un rôle.

Phénomènes mécaniques.

Nous distinguons dans la suite les phénomènes internes des phénomènes de surface.

PHÉNOMÈNES INTERNES.

Nous avons étudié dans la première partie l'équilibre mécanique du squelette dans son ensemble, mais il faut aussi que chaque grain soit en équilibre. Chaque grain est soumis, du fait de la viscosité de l'eau, à des forces qui tendent à l'entraîner dans le mouvement de cette dernière. Si son diamètre est inférieur au diamètre des « trous » laissés par les autres grains on imagine bien qu'il pourra alors passer au travers et se trouver entraîné.

Ceci peut se produire au contact d'un sol avec un autre : il est nécessaire que celui qui est en amont ne puisse passer au travers de celui qui est en aval, cette condition se traduit empiriquement par les lois des filtres.

Mais ceci peut aussi se produire à l'intérieur même d'un sol et il faudra prendre garde que la granulométrie des sols employés permette l'autofiltration.

Enfin il faut noter l'influence du compactage sur ce phénomène qui se produit souvent aux niveaux des ouvrages enterrés dans les barrages.

Ainsi pour les conduites posées sur le substratum il se produit souvent des renards dus à la difficulté de compacter les zones situées sous la conduite (hachurées).

19/

PHÉNOMÈNES EXTERNES.

Compte tenu de ce qui précède nous voyons bien l'extrême instabilité des grains situés à la surface d'un ouvrage. Pour ceux situés en amont l'eau aura un effet stabilisateur à condition qu'ils ne soient pas au voisinage de la surface libre et soumis au batillage et à la houle.

Pour ceux qui ne seront pas immergés ils seront soumis au ruissellement qui aura un effet destructeur.

De même pour ceux qui sont situés aux surfaces de suintement, enfin le risque sera grand de voir apparaître un phénomène d'érosion régressive risquant de provoquer des désordres très graves.

Phénomènes physico-chimiques.

Ceux-ci ne nous intéressent pas en soi : ils ne sont importants que parce qu'ils risquent d'affecter notablement les propriétés mécaniques du squelette. Les phénomènes sont les suivants :

- la dissolution (ex. gypse) qui dépendra dans le temps du débit d'eau et de la surface spécifique du squelette. Il faudra veiller à l'échelle de temps pour laquelle on construit (en général le siècle) afin que ce phénomène ne soit pas trop important;
- l'adsorption qui agit avec des conséquences importantes sur les particules fines (argileuses) et dans lesquelles il y a un véritable transfert interphases puisqu'une partie de l'eau se solidarise avec le squelette, ce qui affecte beaucoup les caractéristiques mécaniques;
- l'échange d'ions qui pour les argiles modifie la structure du squelette (floculation agrégation) et donc ses propriétés.

En conclusion il convient de remarquer que pour de nombreux phénomènes la théorie n'est pas élaborée et que donc leur quantification reste délicate. Dans l'attente d'une bonne connaissance de ces phénomènes et de leur interprétation l'intervention de l'homme de l'Art reste indispensable.

Référence

- [1] P. ANGLES D'AURIAC. — « De Navier-Stokes à Darcy ». Note intérieure, Institut de Mécanique de Grenoble.

Discussion

Présidents : MM. BORELI et P. PLICHON

M. le Président BORELI remercie M. le Professeur BIAREZ de son exposé particulièrement clair et bien illustré par les divers clichés qu'il a projetés ; ceux-ci témoignent de la grande expérience sur le terrain acquise par notre conférencier.

Il ouvre ensuite la discussion.

M. ANAGOSTI présente deux cas particuliers où l'action de l'eau a paradoxalement une influence stabilisante sur la digue. Dans le premier cas, il s'agit d'une digue comportant des hétérogénéités de compactage entraînant des cheminements d'infiltration privilégiés de géométrie particulière.

Le deuxième cas est relatif à un élément de digue en terre soumis à une secousse sismique ; la présence de l'eau dans la retenue augmente la stabilité de la digue.

Intervenant en anglais, le Dr. ANAGOSTI apporte à sa communication quelques compléments qu'il a résumé comme suit :

a) La description schématique des composantes « actives » et résistantes dans la partie amont de la digue, présentée dans la

communication, doit être complétée par une composante de frottement qui se développe le long de la surface de séparation du bloc « actif » et du bloc résistant suivant le schéma de la figure 1.

1/

2/

Ce frottement, qui existe toujours du fait de l'hétérogénéité des déformations, a un effet bénéfique considérable en ce qui concerne la stabilité de la digue et ne peut être passé sous silence même dans une présentation schématique.

b) Le problème des effets sismiques sur le comportement des couches ou revêtements amont des digues est assez compliqué en raison des différentes périodes de vibrations qui interviennent. Dans le cas d'une structure rigide (ou presque rigide) comme un barrage en béton, la pression dynamique est produite par l'impact de l'eau sur le parement. Cette pression se développe durant les périodes où, les mouvements du sol étant dirigés vers le réservoir, la structure rigide se déplace aussi dans le même sens. Dans les digues en remblais, les mouvements vers le réservoir, causés par les forces sismiques, surviennent lorsque la force dynamique résultant de la masse de glissement est dirigée vers le réservoir. Cependant, le mouvement du sol (des fondations) ne coïncide pas dans le temps avec celui de la partie supérieure du corps de la digue ; par suite, l'impact de l'eau sur les grains du sol, pendant les courts instants où ces grains sont agités par les forces dynamiques, a un effet bénéfique sur la stabilité. Cependant, jusqu'à présent, ce phénomène n'a pas été correctement pris en compte dans les analyses de stabilité.

M. le Professeur BIAREZ remarque qu'il n'a présenté que des schémas simples, permettant une visualisation facile des processus élémentaires ; mais, aujourd'hui, la méthode des éléments finis permet d'appréhender les systèmes de contrainte dans les cas plus compliqués, tels que ceux envisagés par M. ANAGNOSTI. Il faut toutefois souligner, dit-il, qu'il est possible de réaliser le phénomène de « liquéfaction » dans un sol compacté même si la « densité critique » de ce sol est atteinte.

Se référant au cas de la digue soumise à des secousses sismiques, M. BIAREZ rappelle qu'il a effectivement rencontré des sols dont la résistance croissait lorsqu'on augmentait la vitesse de déformation.

M. MINEIRO (Institut Supérieur Technique de Lisbonne) intervient en ces termes :

En cas de séisme, l'eau n'est pas un facteur stabilisant par la résistance qu'elle oppose au mouvement du barrage, car les périodes de vibration de l'eau de la retenue et celles de la masse du barrage sont en général très différentes ; il y aurait aussi, durant

le tremblement de terre, une dépression sur le parement amont de la digue.

Il faut évidemment tenir compte de cette dernière dépression, confirme M. BIAREZ.

M. le Président BORELI traite du problème général du « calage » en partant de l'étude du problème des nappes. Connaissant, par des observations expérimentales, le comportement réel d'une nappe, le « calage » consiste à en déduire quelques coefficients essentiels tels que la transmissivité, le coefficient d'emmagasinement, etc. ; introduits dans des schémas de calculs ou des modèles parfois complexes, ces coefficients permettent de prévoir le comportement des nappes dans des conditions liées à une modification artificielle des conditions hydrauliques ou géométriques de celles-ci.

La même méthode peut être appliquée aux digues bien que, dans ce cas, le problème soit plus compliqué du fait du nombre plus grand de paramètres qui définissent le comportement de l'ouvrage et de la complexité du modèle rhéologique du sol. Ainsi, la résolution du « problème inverse » — consistant à déterminer les paramètres essentiels d'après le comportement de la digue — apparaît beaucoup plus délicat et l'on n'est jamais sûr de l'unicité de la solution.

Par conséquent, conclut M. le Président BORELI, il faut faire beaucoup de mesures *in situ* pour pouvoir expliquer tout d'abord pourquoi, dans certains cas, la digue a une tendance à la stabilisation alors que, dans d'autres, on observe un comportement visco-élasto-plastique du sol sans stabilisation, et ensuite résoudre si possible le « problème inverse » dans son ensemble.

Je suis tout à fait d'accord avec vous, répond M. le Professeur BIAREZ. Le problème du calage met en jeu l'état de contrainte *in situ*, dont je n'ai pas parlé dans mon exposé. On sait, à la rigueur, mesurer les pressions d'eau à l'intérieur du sol, mais assez difficilement l'état des contraintes au sein de celui-ci. C'est une des raisons pour lesquelles j'ai dit qu'en mécanique des sols, les gradients horizontaux sont quelque peu négligés.

M. le Président BORELI remercie M. BIAREZ et toutes les personnes qui ont participé à la discussion de son intéressant mémoire. Il donne ensuite la parole à M. DUNGLAS pour l'exposé de sa communication.