

# Alcune considerazioni sull'interpretazione delle prove pressiometriche

L. ESPOSITO, P. MARRAFFA \*

**SOMMARIO:** La determinazione della resistenza non drenata mediante prove in sito ha sempre dato luogo a gravi incertezze circa l'attendibilità dei risultati. Il pressiometro autoproforante, che sembrava essere particolarmente adatto a determinare questo parametro di resistenza, fornisce risultati non sempre soddisfacenti. Partendo da risultati di prove pressiometriche riportati in letteratura e facendo ricorso ad una teoria proposta da Prévost ed Hoeg, basata sulla plasticità, si è giunti ai risultati riportati nel presente lavoro. La stessa teoria è stata adoperata da altri Autori, ma, a differenza di questi, si è considerato il terreno come mezzo elasto-plastico incoerente, in quanto la teoria usata è valida per terreni non dilatanti. Per uno dei siti i valori di resistenza determinati per via teorica sono in buon accordo con prove di laboratorio in stato piano di deformazione, mentre per l'altro sito questo non accade. Infine facendo ricorso al modello di Cambridge sono state determinate, in via teorica, le sovrappressioni neutre indotte dall'evolversi della prova.

## 1. Introduzione

L'uso di prove in sito per la determinazione della resistenza a taglio si va sempre più diffondendo. Tuttavia, non sempre i risultati che si ottengono sono congruenti con le condizioni del sito. Ciò può essere attribuito alla non perfetta messa a punto delle tecniche sperimentali e/o alla non buona aderenza delle teorie usate al comportamento reale del mezzo.

Particolarmente influenzata dalle modalità con cui viene provocata la rottura, dalla velocità di deformazione, è la resistenza a taglio non drenata di argille sature. Questo porta ad ottenere, per le diverse prove eseguibili in sito, valori di resistenza non drenata  $S_u$ , tra loro molto diversi ed in alcuni casi non cautelativi.

Particolarmente adatto a determinare questo parametro di resistenza sembra essere il pressiometro autoproforante, il quale, per deformazioni non superiori al 10%, induce uno stato di sforzo e di deformazione ben definito (espansione di una cavità cilindrica indefinita). Tuttavia i risultati che si ottengono non sempre sono soddisfacenti, perché i valori di  $S_u$  sono superiori sia di quelli ricavati con prove di laboratorio che con prove in sito i cui risultati sono già di per sé poco attendibili.

Le cause di ciò vanno ricercate, secondo alcuni studiosi, in fattori come la velocità di deformazione imposta, o negli effetti dovuti alla lunghezza finita della sonda. Tuttavia è difficile

stabilire quale sia la reale influenza dei singoli fattori sul valore della resistenza non drenata.

Si ritiene che il ricorso a teorie che tengano conto del comportamento plastico del terreno possa consentire una migliore valutazione dei parametri di resistenza. Pertanto nel presente lavoro i dati sperimentali di prove condotte con il pressiometro autoproforante verranno elaborati in base alla teoria formulata da PRÉVOST ed HÖEG [1975], che considera il comportamento del terreno come mezzo elasto-plastico incoerente e/o rammollente. A differenza di quanto fatto da altri ricercatori verrà considerato il solo comportamento incoerente. Inoltre, facendo ricorso al modello di « Cam-Clay » modificato saranno calcolate le sovrappressioni neutre generate dall'espansione della cavità.

## 2. Teoria adottata

### 2.1. Generalità

La teoria adottata, come già detto in precedenza, è dovuta a Prévost ed Höeg i quali considerano il comportamento del terreno come mezzo elasto-plastico incoerente e/o rammollente in condizioni sia drenate che non drenate. Tuttavia nel presente lavoro verrà considerato solo il comportamento incoerente in condizioni non drenate. La teoria cui si fa riferimento è valida per materiali non dilatanti, cioè argille da normalmente consolidate a leggermente sovraconsolidate ( $k_0 \leq 1$ ).

\* Dott. Ing. Luigi ESPOSITO, Università della Calabria, Dipartimento di Difesa del Suolo; Dott. Ing. Paolo MARRAFFA, libero professionista.

In seguito le due condizioni  $k_0 = 1$  e  $k_0 \neq 1$  verranno brevemente commentate.

Poiché Prévost ed Höeg ipotizzano che l'incrudimento sia isotropo, l'espressione della funzione di plasticizzazione può scriversi:

$$f = f^*(I_1, J_2, J_3) - c \quad (1)$$

dove la funzione  $c$  dipende dalla storia delle deformazioni subite dal mezzo,  $f^*$  che dipende solo dallo stato di sforzo prende il nome di funzione di carico. Nel caso di carico in condizioni non drenate le uniche deformazioni possibili sono di distorsione; si può quindi affermare che la funzione di carico è indipendente dalla tensione totale sferica imposta e il materiale si può considerare, se incrudente, come « standard » [JAIN, 1980]. La funzione di carico può essere assunta come:

$$f^* = q \quad (2)$$

dove:  $q = \sqrt{3J_2}$ .

La (2) è la ben nota relazione di Von Mises.

Tenendo conto delle condizioni non drenate e trascurando le deformazioni elastiche, le relazioni sforzi-deformazioni proposte dagli Autori citati sono le seguenti:

a) mezzo incrudente rammollente

$$q = F(\epsilon^P) = A \frac{B(\epsilon^P)^2 + \epsilon^P}{1 + (\epsilon^P)^2} \quad (3)$$

dove nella (3),  $\epsilon^P$  è la deformazione distorsionale; A e B sono delle costanti sperimentali tali che:

$$\epsilon_{Picco}^P = B + \sqrt{1 + B^2}; \quad q_{res} = A \cdot B$$

b) mezzo incrudente

$$q = q_{ult} \frac{\epsilon^P}{a + \epsilon^P} \quad (4)$$

dove:  $q_{ult}$  = massimo valore di  $q$ ;  $a$  = costante sperimentale.

Le curve  $q - \epsilon^P$  sono riportate schematicamente in figura 1. Le costanti sperimentali, come verrà detto più avanti, possono essere determinate interpolando i dati sperimentali disponibili.

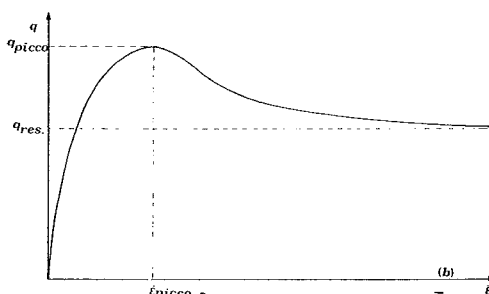
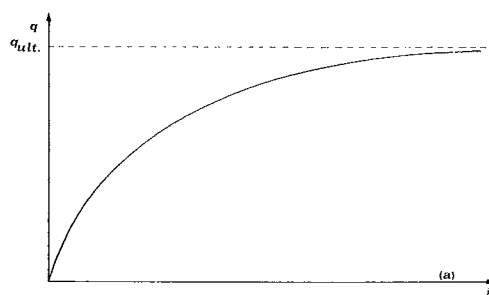


Fig. 1. - Relazioni sforzi-deformazioni: (a) comportamento incrudente; (b) rammollente.

La relazione costitutiva, trascurando la deformazione elastica e nell'ipotesi di validità della legge di normalità, si scrive:

$$d\epsilon_{ij}^P = d\lambda \frac{3}{2q} S_{ij} dq \quad (5)$$

dove,  $d\lambda = 1/H'$ .

Facendo riferimento solo alle tensioni principali l'equazione (5) si scrive:

$$d\epsilon_i^P = d\lambda \frac{3}{2q} (\sigma_i - p). \quad (6)$$

## 2.2. Applicazione della teoria all'espansione di una cavità cilindrica indefinita

Nel caso dell'espansione di una cavità cilindrica indefinita, Prévost ed Höeg assumono un sistema di riferimento in coordinate polari e facendo riferimento allo schema di figura 2, si può scrivere:

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_1 = \sigma_r; \quad \sigma_2 = \sigma_z; \quad \sigma_3 = \sigma_\theta \\ \epsilon_1 = \epsilon_r; \quad \epsilon_2 = \epsilon_z; \quad \epsilon_3 = \epsilon_\theta \end{array} \right\} \quad (7)$$

Essendo la cavità cilindrica indefinita e di conseguenza lo stato di deformazione piano, può porsi  $\epsilon_z = 0$ .

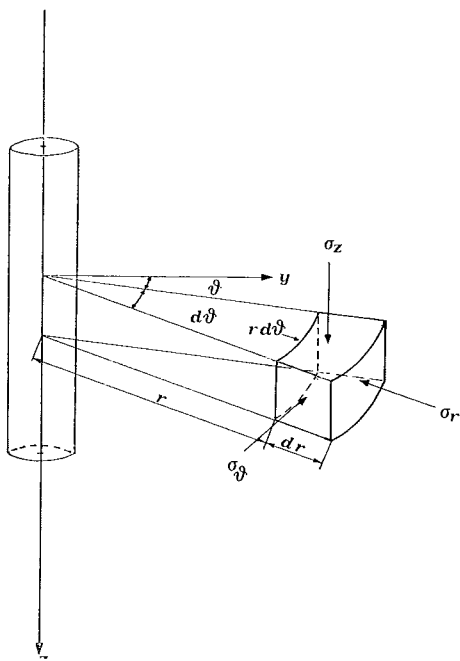


Fig. 2. - Schema dello stato di sforzo in coordinate cilindriche.

Partendo dall'equazione (6), tenendo conto delle equazioni di equilibrio e di compatibilità delle deformazioni ed imponendo le opportune condizioni iniziali ed al contorno, è possibile ricavare, in forma chiusa, le relazioni sforzi-deformazioni; esse sono state ricavate separatamente per la condizione  $k_0 = 1$  e  $k_0 < 1$ . I

$$d\varepsilon_r^P / d\varepsilon_\theta^P = \left[ \sigma_r - \frac{\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z}{3} \right] : \left[ \sigma_\theta - \frac{\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z}{3} \right] \quad (12)$$

La loro grandezza assoluta viene determinata per mezzo dello scalare  $d\lambda$ . Pertanto la legge di normalità può scriversi nella forma:

$$\frac{d\varepsilon_{\max}^P}{d\varepsilon_{\min}^P} = \frac{\partial f / \partial \sigma_{\max}}{\partial f / \partial \sigma_{\min}} \quad (13)$$

L'equazione (13) attribuita a Mises, è la rappresentazione matematica di due assunzioni base:

— gli assi principali degli incrementi di deformazione coincidono con gli assi principali di sforzo;

— per flusso in stato piano il materiale è incomprimibile.

due casi vengono brevemente riportati di seguito.

— Condizione  $k_0 = 1$

In questo caso lo stato di sforzo iniziale è isotropo e le condizioni iniziali ed al contorno si scrivono:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r = \sigma_z = \sigma_\theta = p_0 \\ \varepsilon_v^P = 0 ; \varepsilon^P = 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$u \rightarrow 0 \text{ per } r \rightarrow \infty ; \sigma_1 = p_0 \text{ per } r \rightarrow \infty \quad (9)$$

dove nella (9),  $u$  = spostamento radiale;  $r$  = ascissa radiale.

Le equazioni disponibili sono:

— equazioni di equilibrio

$$r \frac{d\sigma_r}{dr} + \sigma_r - \sigma_\theta = 0 \quad (10)$$

— compatibilità delle deformazioni

$$\varepsilon_r = - \frac{du}{dr} ; \varepsilon_\theta = - \frac{u}{r} ; \varepsilon_z = 0 \quad (11)$$

L'equazione (6), noti i valori di  $\sigma_r$ ,  $\sigma_z$  e  $\sigma_\theta$ , fissa la grandezza relativa degli incrementi di deformazione, cioè:

Dall'equazione (13) tenendo presente la (11) si ha:

$$\frac{r}{u} \frac{du}{dr} = -1 \quad (14)$$

Integrando questa equazione differenziale si ottiene:

$$u = u_0 \frac{r_0}{r} \quad (15)$$

in cui,  $r_0$  = raggio iniziale del foro,  $u_0$  = spostamento radiale del contorno del foro stesso.

Il problema è così cinematicamente determinato ed inoltre:

$$\varepsilon_r = - \frac{du}{dr} = u_0 \frac{r_0}{r^2} \quad (16)$$

$$\varepsilon_0 = -\frac{u}{r} = -u_0 \frac{r_0}{r^2} \quad (17)$$

$$\varepsilon^P = \frac{2}{3} [\varepsilon_r^2 - \varepsilon_r \varepsilon_0 + \varepsilon_0^2] = \frac{2}{\sqrt{3}} u_0 \frac{r_0}{r^2} \quad (18)$$

Infine, tenendo presente l'equazione (4) e l'equazione di equilibrio (10), si ottengono le seguenti espressioni delle tensioni:

$$\sigma_r = p_0 + \frac{1}{3} q_{ult} \ln \frac{a + \varepsilon^P}{a} \quad (19)$$

$$\sigma_0 = \sigma_r - \frac{2}{\sqrt{3}} q_{ult} \frac{\varepsilon^P}{a + \varepsilon^P} \quad (20)$$

### 2.3. Condizione $k_0 < 1$ .

In questo caso la condizione iniziale di sforzo è anisotropa ed è dotata di simmetria radiale. Inoltre nel corso della prova si ha una rotazione degli assi principali di tensione. In via di prima approssimazione, trascurando l'anisotropia indotta dalla rotazione degli assi principali di tensione, si può dire che l'espansione della cavità avviene in condizioni di stato piano di deformazione, quando la cavità di raggio  $r_0$  è soggetta ad una pressione interna. Si può quindi ancora scrivere:

$$\sigma_1 = \sigma_r ; \sigma_2 = \sigma_z ; \sigma_3 = \sigma_0.$$

Le relazioni sforzi-deformazioni, assunte in questo caso, sono identiche a quelle del caso precedente.

Restano invariate anche le equazioni di equilibrio e di compatibilità delle deformazioni.

Le condizioni al contorno si scrivono:

$$\left. \begin{array}{l} \text{per } r \rightarrow \infty ; du = 0 \\ \text{per } r = r_0 ; du = du_0 \end{array} \right\} \quad (21)$$

Le condizioni iniziali si scrivono:

$$p_i = \sigma_i / 3 (1 + 2k_0) \quad (22)$$

$$q_i = \sigma_i |1 - k_0| \quad (23)$$

$$(\varepsilon^P)_i = a \frac{\sigma_i |1 - k_0|}{q_i - \sigma_i |1 - k_0|} \quad (24)$$

dove nelle (22), (23) e (24):

- $\sigma_i$  = tensione effettiva verticale iniziale;
- $k_0$  = coefficiente di spinta a riposo.

Essendo la relazione costitutiva identica a quella del caso precedente, la deformazione elastica viene ancora una volta trascurata. Con considerazioni del tutto analoghe a quelle svolte si giunge all'espressione

$$u = u_0 \frac{r_0}{r} \quad (25)$$

già trovata in precedenza e che assicura che il problema è cinematicamente determinato. Pertanto le espressioni delle deformazioni restano immutate mentre quelle delle tensioni si scrivono:

$$\sigma_r = (\sigma_r)_0 - \frac{1}{\sqrt{3}} q_{ult} \ln \frac{\frac{r^2}{r_0^2} + a}{\varepsilon^P + a} \quad (26)$$

$$\sigma_0 = \sigma_r - \frac{2}{\sqrt{3}} q_{ult} \frac{\varepsilon^P}{a + \varepsilon^P} \quad (27)$$

dove nella (26):

- $(\sigma_r)_0$  = valore di  $\sigma_r$  sul contorno della cavità.

### 3. Previsione delle sovrappressioni neutre indotte dall'espansione della cavità

La teoria adottata consente il calcolo delle sovrappressioni neutre indotte dall'espansione della cavità.

Per fare ciò si ricorre al « Modello di Cambridge » modificato, la cui funzione di plasticizzazione, descritta da Roscoe e Burland, è data dalla ben nota equazione:

$$p^2 - p'_0 p' + q^2 / M^2 = 0 \quad (28)$$

Nella formulazione originale  $p'$  e  $q$  sono espressi in funzione di sole due componenti di sforzo ( $\sigma_a$  e  $\sigma_r$ ); per il caso in esame  $p'$  e  $q$  valgono:

$$p' = \frac{1}{3} (\sigma_r + \sigma_z + \sigma_0) = \frac{I_1}{3} \quad (29)$$

$$q = (3/2 S_{ij} S_{ij}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\sigma_r - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_r)^2]^{1/2} \quad (30)$$

La descrizione della superficie di plasticizzazione, in funzione dei soli parametri  $p'$  e  $q$ , comporta l'esistenza nello spazio delle tensioni principali di una superficie circolare di rivoluzione intorno alla diagonale principale dello spazio. Lo stato del materiale viene definito da  $p'$  e  $q$  e dal rapporto dei vuoti «  $e$  ». In questo spazio gli « state paths » di prove triassiali condotte su provini ricostituiti, definiscono un'unica superficie detta di « stato limite ». Questa superficie, che separa gli stati impossibili da quelli possibili, presenta una discontinuità in corrispondenza della linea di stato critico (C.S.L.), la cui proiezione nel piano  $q - p'$  è una retta passante per l'origine e di equazione  $q = M_{cs} p'$ . Si ha plasticizzazione quando lo stato del provino è rappresentato da un punto della superficie di stato limite, per successive variazioni dello stato di sforzo e di deformazione; lo « state paths » segue la superficie di stato limite individuando nel piano  $q - p'$  successivi luoghi di plasticizzazione che, dipendendo solo dal rapporto dei vuoti «  $e$  », vengono detti volumetrici.

Nel caso di condizione non drenata, lo « stress path » è contenuto in un piano ad «  $e$  » costante, e quindi il luogo di plasticizzazione volumetrico, nel piano  $q - p'$ , è univocamente determinato.

In parte per semplicità matematica e in parte per i risultati sperimentali si ipotizza che il luogo di plasticizzazione volumetrico sia una retta [PALMER, 1967], di equazione:

$$q + M_1 p' = N_1 (\epsilon^P) \quad (31)$$

dove:

—  $M_1$  = costante positiva;

—  $N_1$  = funzione della storia delle deformazioni plastiche.

Dalla geometria della figura 3(a) si ha:

$$N_1 = (M_{cs} + M_1) p' q \quad (32)$$

Sebbene da tutto ciò che si è sopra detto si possa dedurre che nessuna deformazione distorsionale si verifica per percorsi di tensioni al di sotto o sul luogo di plasticizzazione volumetrico, nella realtà tuttavia ciò non si verifica e pertanto viene introdotto un luogo distorsio-

nale rappresentato dalla spezzata  $a, d, e$  di figura 3(b), che permette di tener conto delle deformazioni distorsionali al di sotto e sul luogo di plasticizzazione volumetrico. Questo tipo di luogo singolare di snervamento è stato già introdotto da Koiter e da Roscoe e Burland; l'equazione che lo caratterizza è:

$$f_2 = q = H(\epsilon^P) \quad (33)$$

Tenendo presente l'equazione (4), la funzione  $H$  è data dall'espressione:

$$H = q_{ult} \frac{\epsilon^P}{a + \epsilon^P} \quad (34)$$

dove  $q_{ult}$ , resistenza a taglio ultima, viene assunto come condizione corrispondente a quella di stato critico.

Definiti i luoghi di plasticizzazione, è possibile tracciare nel piano  $q - p' \equiv p$  i percorsi di tensione totali ed effettivi; la differenza, punto per punto, tra tensioni totali ed effettive fornisce i valori delle sovrappressioni neutre generate dall'espansione della cavità. Facendo rife-

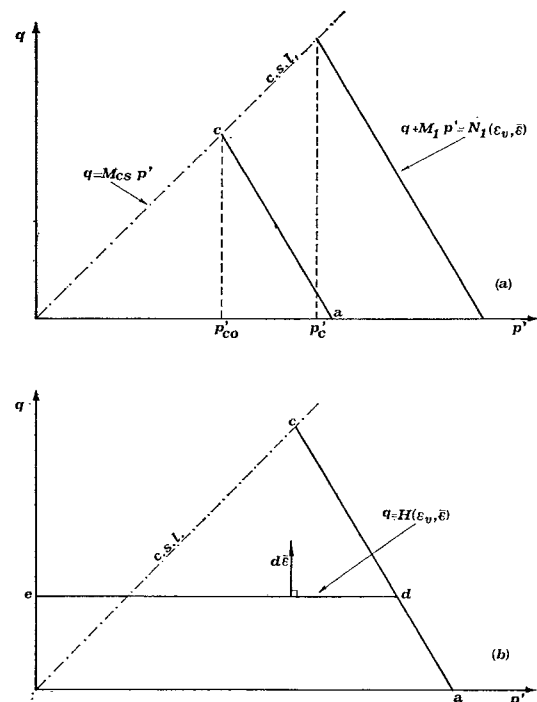


Fig. 3. - Luoghi di plasticizzazione: (a) volumetrico; (b) distorsionale.

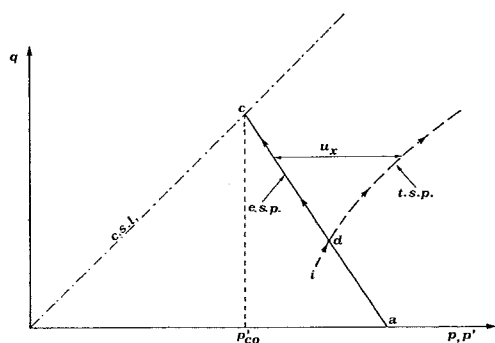


Fig. 4 - Stress-Path totale ed effettivo.

rimiento al diagramma di figura 4, partendo dal punto rappresentativo dello stato iniziale di sforzo, si ha nella prima fase di carico la coincidenza dei percorsi di tensione totali ed effettivi fino all'intersezione, nel punto d, con il luogo di snervamento volumetrico. Giunto in d, il percorso delle tensioni effettive deve seguire il luogo di snervamento volumetrico ac fino a raggiungere la condizione di stato critico in c. In caso contrario si avrebbe variazione di volume, che non è compatibile con l'ipotesi di condizione non drenata.

#### 4. Applicazioni numeriche

Per le applicazioni numeriche si è fatto ricorso a risultati di prove sperimentali riportate nella letteratura specializzata. Le prove prescelte sono state condotte in due siti diversi, caratterizzati da diversi valori di  $k_0$ . Per uno di essi, che verrà chiamato sito 1, il valore di  $k_0$  è molto prossimo all'unità; per l'altro, che verrà chiamato sito 2, il valore di  $k_0$  è 0,5.

Alcune delle caratteristiche dei due siti sono riportate nelle tabelle 1 e 2. Entrambe le prove sono state condotte con l'apparecchio autopercorante del tipo francese, e per entrambi i siti la velocità di deformazione è stata dell'1%/min. sul contorno della cavità.

Come detto in precedenza, si è considerato il comportamento del mezzo come incrudente. Pertanto la relazione sforzi-deformazioni è del tipo iperbolico e cioè:

$$q = q_{ult} \frac{\epsilon^P}{a + \epsilon^P} \quad (4)$$

I valori di  $q_{ult}$  e della costante  $a$  sono stati determinati interpolando i valori sperimentali

sito 1

$\gamma = 2.00 \text{ t/m}^3$	$\gamma_w = 1.00 \text{ t/m}^3$	$w_n = 25\%$
$l.l. = 53\%$	$l.p. = 33\%$	$i.p. = 20\%$
$e_0 = 0.667$	$v_0 = 1.667$	$\gamma_d = 1.60 \text{ t/m}^3$
$\dot{e}_s = 2.67 \text{ t/m}^3$	$\gamma' = 1.00 \text{ t/m}^3$	$k_0 = 1.00$
$o.c.r. = 3$	—	—

sito 2

$\gamma = 1.90 \text{ t/m}^3$	$\gamma_w = 1.00 \text{ t/m}^3$	$w_n = 38\%$
$l.l. = 55\%$	$l.p. = 33\%$	$i.p. = 22\%$
$e_0 = 1.10$	$v_0 = 2.10$	$\gamma_d = 1.38 \text{ t/m}^3$
$\dot{e}_s = 2.89 \text{ t/m}^3$	$\gamma' = 0.90 \text{ t/m}^3$	$k_0 = 0.50$
$o.c.r. = 1$	—	—

mediante le espressioni (19) e (26) ricorrendo al metodo dei minimi quadrati. Poiché la funzione dei quadrati degli scarti tra punti sperimentali e curva interpolante non può essere resa lineare, anche operando un cambio di variabile, si è reso necessario ricercare il minimo della funzione nelle due variabili  $a$  e  $q_{ult}$  per via numerica (Best Fitting Methods). Prima di procedere all'interpolazione, i punti sperimentali sono stati riportati in un diagramma in cui l'asse delle ascisse rappresenta  $\epsilon^P$  e l'asse delle ordinate la pressione che regna all'interno dello strumento,  $\psi$ , che viene assunta pari alla tensione radiale sul contorno della cavità, cioè  $(\sigma_r)_0$ , dove l'indice zero indica i valori delle tensioni sul contorno della cavità. Determinati i valori di  $a$  e  $q_{ult}$ , l'equazione (4) consente di determinare la legge  $q - \epsilon^P$ .

Nei diagrammi delle figure 5, 6, 11 e 12 sono riportati la curva interpolante, i punti sperimentali e la relazione  $q - \epsilon^P$  ricavata, rispettivamente per i siti 1 e 2.

Inoltre per un assegnato valore della deformazione è possibile ricavare gli andamenti delle tensioni radiali,  $\sigma_r$ , circonferenziali,  $\sigma_\theta$ , dello sforzo deviatorico  $q$  e delle sovrappressioni neutre  $u_x$  in funzione dell'ascissa radiale  $r$ .

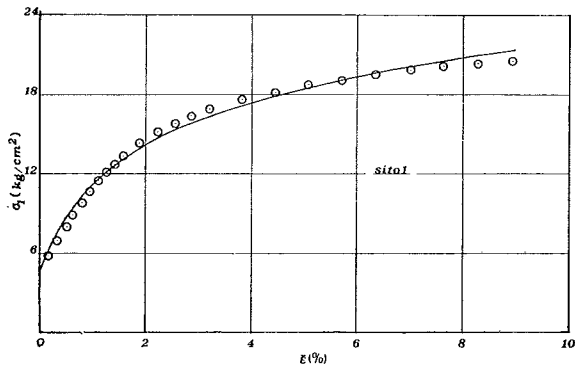


Fig. 5. - Curva interpolante i punti sperimentali del sito 1.

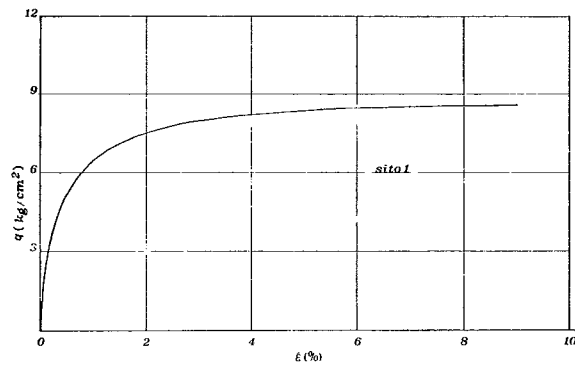


Fig. 6. - Relazione  $q-\bar{\epsilon}$  ricavata per il sito 1.

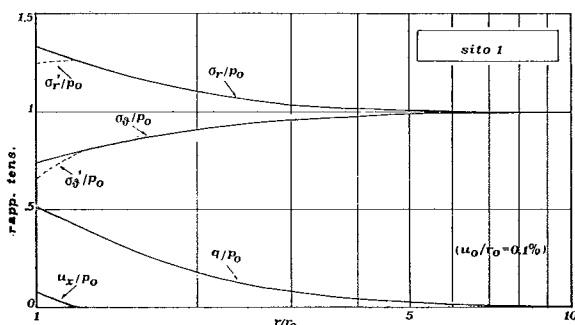


Fig. 7. - Sito 1, andamento di  $u_x/p_0$ ;  $q/p_0$ ;  $\sigma_v/p_0$ ;  $\sigma_r/p_0$  in funzione di  $r/r_0$ .

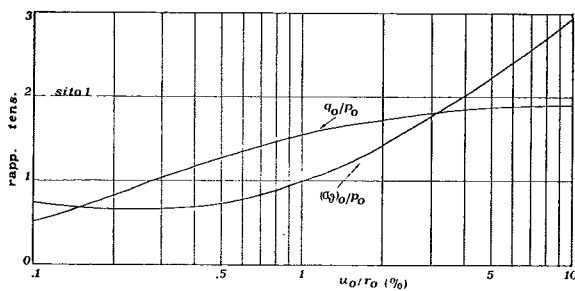


Fig. 8. - Sito 1. Andamento di  $q_0/p_0$  e  $(\sigma_v)_0/p_0$  in funzione di  $u_0/r_0$ .

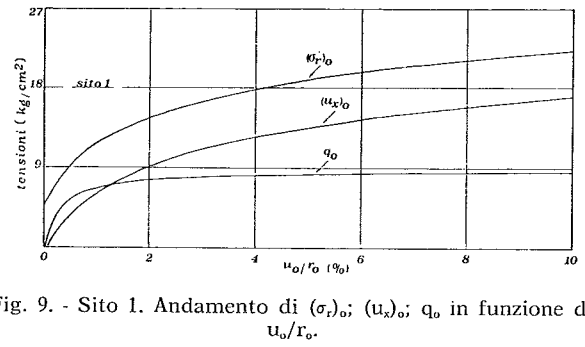


Fig. 9. - Sito 1. Andamento di  $(\sigma_r)_0$ ;  $(u_x)_0$ ;  $q_0$  in funzione di  $u_0/r_0$ .

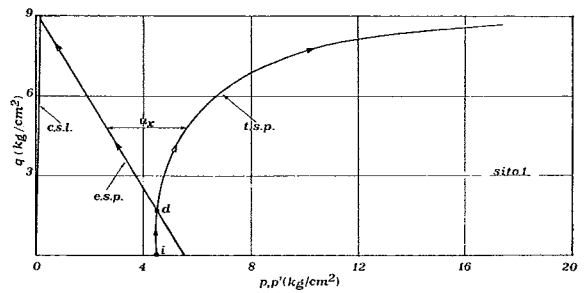


Fig. 10. - Sito 1, andamento dello stress-path totale ed effettivo.

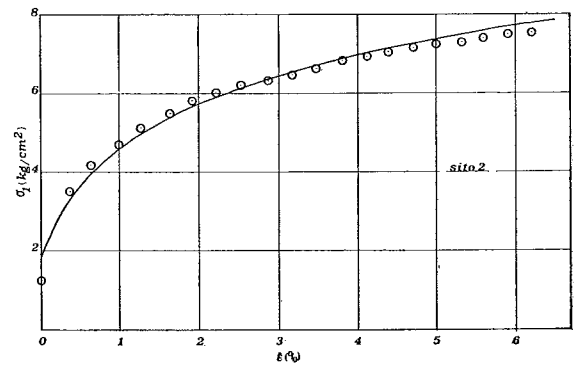


Fig. 11. - Sito 2, curva interpolante i punti sperimentali.

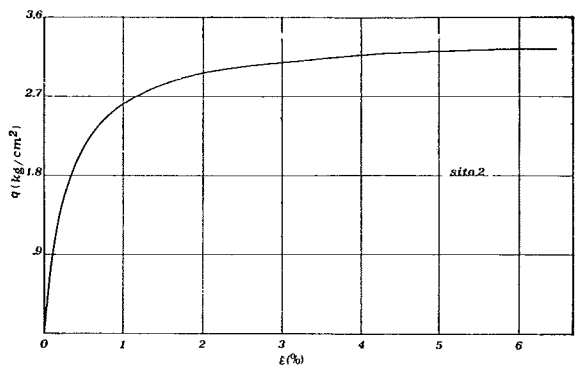


Fig. 12. - Sito 2, relazione  $q-\bar{\epsilon}$ .

Questi andamenti sono stati ricavati sia per il sito 1 che per il sito 2, per un valore della deformazione  $(\epsilon_0)_0 = 0,1\%$ , e riportati nei diagrammi adimensionali delle figure 7 e 13.

Da questi diagrammi si può rilevare che per entrambi i siti sia le tensioni  $\sigma_r$  e  $\sigma_\theta$ , che il deviatore di tensione  $q$  e le sovrappressioni neutre  $u_x$  sono funzioni monotonicamente decrescenti dell'ascissa radiale  $r$ .

Anche se simili da un punto di vista grafico, i due diagrammi differiscono tra di loro in maniera sostanziale, poiché per il sito 1 le sovrappressioni neutre si estinguono a breve distanza dal contorno della cavità ( $r/r_0 = 1,45$ ); ciò significa che tranne per un breve tratto intorno alla cavità, tensioni totali ed effettive coincidono, mentre per il sito 2, come è facile rilevare dal diagramma di figura 13, tensioni totali ed effettive differiscono in tutto il campo di valori di  $r/r_0$ . Da quanto detto sembra che per il sito 1 il fenomeno di rottura sia limitato ad una piccola zona anulare intorno alla cavità, a differenza di quanto accade per il sito 2.

Nei diagrammi adimensionali delle figure 8 e 14 sono riportati gli andamenti della tensione circonferenziale e del deviatore di tensione, calcolati sul contorno della cavità  $(\sigma_\theta)_0$  e  $(q)_0$  in funzione della deformazione  $u_0/r_0$ . In questo caso i diagrammi relativi ai due siti non differiscono in maniera sostanziale, mostrando prima una leggera diminuzione di  $(\sigma_\theta)_0$  per  $u_0/r_0$  pari a circa 0,3, per poi crescere rapidamente. Il valore di  $q_0$  al variare di  $u_0/r_0$  cresce sempre, anche se nella prima fase della deformazione la funzione presenta una leggera convessità verso l'asse delle ordinate con un flesso in corrispondenza del valore  $(u_0/r_0)$  pari a circa 0,3.

Per il sito 1 il valore di  $(\sigma_\theta)_0$  raggiunge un valore più alto che non per il sito 2.

Nei diagrammi delle figure 9 e 15 sono riportati gli andamenti della tensione radiale, delle sovrappressioni neutre e del deviatore di tensione calcolati in corrispondenza del contorno della cavità  $(\sigma_r)_0$ ,  $(u_x)_0$  e  $q_0$ , in funzione della deformazione  $u_0/r_0$ . Per entrambi i siti le tre quantità suddette sono ovviamente delle funzioni crescenti della deformazione, tuttavia sono da rilevare delle differenze di comportamento nell'ambito dello stesso diagramma e tra i due diagrammi. Infatti si rileva che per entrambi i casi, mentre  $(\sigma_r)_0$  ed  $(u_x)_0$  sono funzioni monotonicamente crescenti di  $u_0/r_0$ , il valore di  $q_0$  deve ricalcare la legge di  $q - \epsilon^p$  di incrudimento pre-scelta, perché  $\epsilon^p$  ed  $u_0/r_0$  coincidono a meno di una costante numerica; quindi cresce rapi-

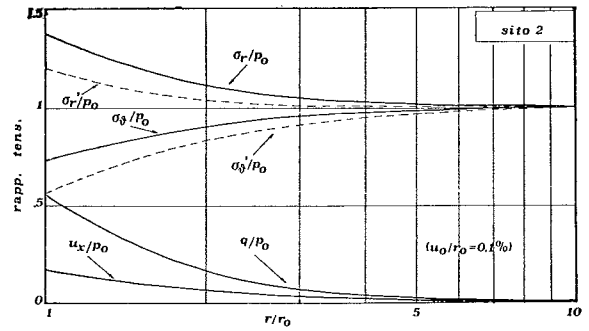


Fig. 13. - Sito 2, andamenti di  $u_x/p_0$ ,  $q/p_0$ ,  $\sigma_\theta/p_0$  in funzione di  $r/r_0$ .

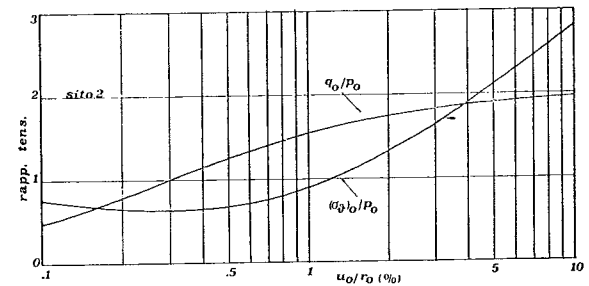


Fig. 14. - Sito 2, andamenti di  $q_0/p_0$  e  $(\sigma_\theta)_0/p_0$  in funzione di  $u_0/r_0$ .

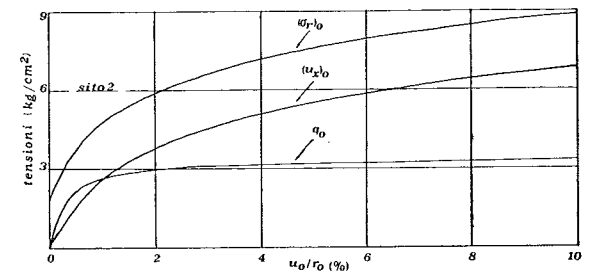


Fig. 15. - Sito 2, andamenti di  $q_0$ ,  $(u_x)_0$ ,  $(\sigma_r)_0$  in funzione di  $u_0/r_0$ .

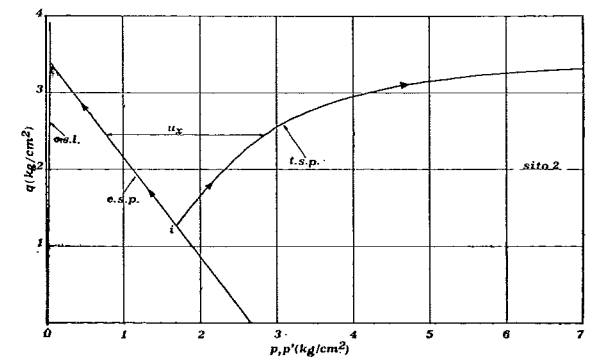


Fig. 16. - Sito 2, andamento dello « stress-path » totale ed effettivo.



damente per bassi valori della deformazione (2 ÷ 3%) per poi tendere in maniera asintotica al valore massimo (relazione iperbolica). Inoltre per il sito 1, a parità di deformazione, i valori dei tre parametri sono molto maggiori che per il sito 2; com'era da attendersi, perché il materiale del sito 1 è leggermente preconsoolidato. Nei diagrammi delle figure 10 e 16 sono riportati i percorsi di tensione totali ed effettivi per i due siti. Si noti che per il sito 1 nella prima fase di carico il « total » e l'« effective stress path » coincidono. In questa fase, infatti, il luogo di plasticizzazione è dato dall'equazione (33), poiché la normale a questo luogo è verticale, ciò assicura che non c'è tendenza alla variazione plastica di volume. La deformazione plastica distorsionale è data dall'equazione (33) in cui  $H$  è funzione solo di  $\epsilon^P$ , essendo in presenza di condizione non drenata, pertanto l'equazione (33) degenera nella (4) (si veda l'equazione (34)).

Raggiunto il punto  $d$ , sul luogo di snervamento volumetrico, i due percorsi si diversificano per quanto detto in precedenza. È da rilevare ancora, sempre per il sito 1, che il punto di inizio dei percorsi di tensione è posto al di sotto del luogo di plasticizzazione volumetrico, perché si tratta di un materiale leggermente pre-

consolidato. Nel caso del sito 2 il punto di inizio  $i$  è sul luogo di plasticizzazione volumetrico, in accordo con la condizione di normalconsolidazione. I valori di  $q_i$  e  $p_i$  sono dati dalle espressioni (22) e (23). Infine nei diagrammi delle figure 17 e 18 sono riportati i confronti tra le leggi  $q - \epsilon^P$  ricavate per via teorica con quelle ottenute dai risultati di prove di laboratorio. Per il sito 1 il confronto è fatto con i risultati di una prova di compressione triassiale non drenata con consolidazione anisotropa (TX — Ck<sub>0</sub>U — C). Si noti che la legge teorica non coincide affatto con quella sperimentale ed inoltre il valore di  $q_{ult}$  ricavato dalla legge teorica è più che doppio del valore ricavato dalla curva sperimentale. Analogo discorso vale per la coesione non drenata  $s_u$ . Per il sito 2 il confronto è tra legge teorica e curva sperimentale ricavata da una prova di compressione non drenata in stato piano di deformazione (P.S.D.). Anche in questo caso la curva teorica non coincide con quella sperimentale, tuttavia a differenza di quanto accade per il sito 1, il valore di  $q_{ult}$  ricavato dalla legge teorica è molto prossimo al valore massimo ricavato dalla legge sperimentale. Quindi per il sito 2 anche i valori della resistenza non drenata sono tra loro molto vicini.

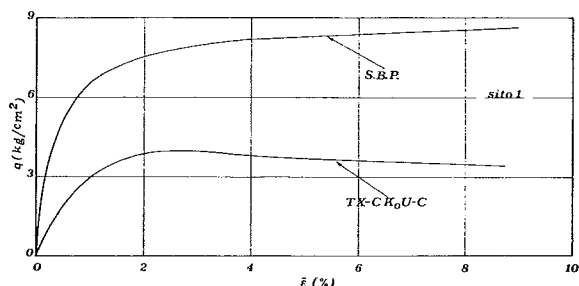


Fig. 17. - Confronto tra i valori di  $q$  determinati da prova S.B.P. con quelli determinati con prova TX-CK<sub>0</sub>U-C.

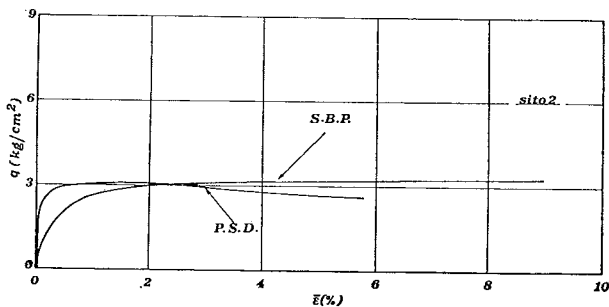


Fig. 18. - Confronto tra i valori di  $q$  determinati da prova S.B.P. con quelli determinati da prova P.S.D.

## 5. Considerazioni conclusive

La teoria di Prévost ed Höeg, malgrado l'apparente complessità, consente di determinare in maniera sufficientemente agevole sia la relazione teorica  $q - \epsilon^P$ , e quindi la resistenza non drenata, sia le sovrappressioni neutre indotte dall'espansione della cavità.

L'attendibilità dei risultati ottenuti per via teorica viene verificata facendo dei raffronti con risultati sperimentali derivanti da altre prove condotte sia in sito che in laboratorio.

Per il caso in esame il raffronto eseguito tra le leggi sforzi-deformazioni ricavate per via teorica e per via sperimentale da prove di laboratorio non è certamente soddisfacente. Infatti per entrambi i siti la legge  $q - \epsilon^P$  teorica si discosta da quella sperimentale. Tuttavia, mentre per il sito 1 lo scostamento è notevole, tant'è che la resistenza non drenata massima che si ricava dalla prova sperimentale è circa metà di quella rilevabile dalla curva teorica, per il sito 2 le due leggi si discostano fra di loro molto meno ed i valori di resistenza non drenata sono tra loro molto prossimi.

La notevole differenza che si rileva tra le leggi  $q - \epsilon^p$  per il sito 1 è certamente dovuta, per la gran parte, alla diversa storia di carico imposta nella prova di laboratorio rispetto a quella in sito. Per il sito 2 la situazione è migliore, perché la prova di laboratorio impone una storia di carico che simula meglio quanto avviene durante la prova in sito. La buona concordanza dei valori di  $q$ , e quindi di  $s_u$ , ottenuta per il sito 2 appare come un risultato singolare, perché nella generalità dei casi la resistenza ricavata da prove pressiometriche è notevolmente sovrastimata. Le cause di ciò andrebbero ricercate, secondo alcuni autori, nella velocità di deformazione imposta [WROTH e HUGHES, 1973; LADD *et al.*, 1977], o nella geometria dello strumento che provoca l'espansione di una cavità cilindrica finita [BORSETTO *et al.*, 1983].

PRÉVOST (1979) con un'analisi molto rigorosa dimostra, partendo dall'ipotesi di materiale ortotropo, che l'effetto prevalente è il disturbo che il materiale subisce a seguito dell'inserzione della sonda. Inoltre viene proposta una metodologia per ricavare la curva sforzi-deformazioni corretta.

Per quanto concerne la previsione delle sovrappressioni neutre, non essendo disponibili, per questo caso, risultati sperimentali diretti, non è possibile alcun raffronto. È intuibile che, se il valore del deviatore di tensione  $q$  è sovrastimato, analoga sorte subisce il valore della sovrappressione neutra  $\Delta_u$ .

In ogni caso, anche se  $\Delta_u$  ricavato è più elevato rispetto al suo valore attuale in sito, costituisce un'utile informazione. La sua utilità è tanto maggiore se si tiene conto della facilità di applicazione del metodo esposto e delle difficoltà di una misura sperimentale diretta delle sovrappressioni neutre indotte.

#### RINGRAZIAMENTI

Gli autori ringraziano il geometra Vincenzo CAPUTO del Dipartimento di Difesa del Suolo per la sua collaborazione nelle elaborazioni numeriche.

#### LISTA DEI SIMBOLI

A, B, a	costanti sperimentali
$C_{ijkl}$	tensore elastico
C	parametro di incrudimento e/o rammollimento

$e_{ij}$	componenti del tensore deviatorico delle deformazioni
$f^*$	funzione di carico
f	funzione di plasticizzazione
H'	pendenza della curva di incrudimento o rammollimento
$I_1$	primo invariante del tensore degli sforzi
$J_2$	secondo invariante del tensore deviatorico degli sforzi
$J_3$	terzo invariante del tensore degli sforzi
P	componente idrostatica di sforzo
$P_0$	condizioni iniziali di sforzo in sito ( $K_0=1$ )
$P_i, q_i$	condizioni iniziali di sforzo in sito ( $K_0 \neq 1$ )
$q = 3 J_2$	tensione di taglio generalizzata
$q_0$	valore di $q$ calcolato sul contorno interno della cavità
r	raggio
$r_0$	raggio interno iniziale della cavità
r, $\theta$ , z	coordinate polari
$S_{ij}$	componenti del tensore deviatorico di sforzo
$u_0$	spostamento radiale del contorno interno della cavità
$u_x$	sovrappressione neutra
$(u_x)_0$	sovrappressione neutra calcolata sul contorno interno della cavità
$\epsilon_{ij}$	componenti del tensore delle deformazioni
$\epsilon_i$	deformazione principale in direzione $i$ -esima
$\epsilon^p$	deformazione plastica distorsionale
$d\epsilon^p$	incremento della deformazione plastica distorsionale
$\epsilon_v^p$	deformazione plastica volumetrica
$d\epsilon_v^p$	incremento di deformazione plastica volumetrica
$\sigma_i$	tensione principale in direzione $i$ -esima
$\sigma_{ij}$	componenti del tensore degli sforzi
$\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$	tensioni principali in coordinate polari
$(\sigma_r)_0, (\sigma_\theta)_0, (\sigma_z)_0$	tensioni principali in coordinate polari calcolate sul contorno interno della cavità

#### BIBLIOGRAFIA

- BAUGUELIN F., JEZEQUEL J. F., LE MEE E. e LE MEHAUTE A. (1972) - *Expansion of cylindrical probe in cohesive soils*. A.S.C.E., Proceed., Vol. 98, SM11, pp. 1129-1142.
- BAGUELIN F., JEZEQUEL J. F. e SHIELDS D. H. (1978) - *The pressuremeter and foundation engineering*. Aedermannsdorf, Tran. Tech. Publ., p. 617.
- BORSETTO M., IMPERATO L., NOVA R. e PEANO A., (1983) - *Effect of pressuremeter of finite length in soft clay*. Int. symp. on Soil and Rock Investigation by in Situ Testing - Parigi, maggio 1983, vol. II, pp. 211-215.
- DESAI C. S. ed M. O. FARUQUE (1983) - *A Generalized Basis for Modelling Plastic Behavior of Material*. Proceedings Inter. Conference on Constitutive Law for Engineering Materials: Theory and Application - Tucson, AZ, U.S.A., Gennaio.
- DESAI C. S. (1980) - *A General Basis for Yield. Failure,*

- Potential Functions in Plasticity*. Int. J. Num. Analyt. Meth. in Geomech., vol. 4, pp. 361-375.
- DESAI C. S. e SIRIWARDANE H. J., (1980) - *A concept of Correction Functions to Account for Nonassociative Characteristic of Geologic Media*. Int. J. Num. Analyt. Meth. in Geomech., vol. 4, 1980.
- DESAI C. S. e BAKER R. (1981) - *Induced Anisotropy During Plastic Straining*. Report, Dept. of Civil Eng., Virginia Tech., Blacksburg.
- GHIONNA V., JAMIOLKOWSKI M., LANCELLOTTA R. (1980) - *Characteristics of Saturated Clay as obtained from S.B.P. Tests*. Proc. on Pressuremeter and its Marine Application, Parigi 1982.
- JAIN S. K. (1980) - *Foundamental Aspect of Normality Rule*. Virginia Pol. Tech. Pub., Blacksburg.
- JAMIOLKOWSKI M., GHIONNA V., LACASSE S., LADD C. C., LANCELLOTTA R., LUNNE T. (1983) - *Evaluation of self Boring Pressuremeter*. Int. Symp. of Soil and Rock Investigation By in Situ Testing, Parigi, Maggio, vol. II, pp. 293-301.
- LADD C. C., FOOT R., ISHIHARA K., SCHLOSSER F., POULOS H. G. (1977) - *Stress deformation and strength characteristics*. S.O.A. Report 9th I.C.S.M.F.E., Tokyo, pp. 421-494.
- NOVA R., WOOD D. M. (1979) - *A Constitutive Model for Sand in Triaxial compression*. Int. J. Num. Meth. in Geomech., vol. 3, pp. 255-278.
- PRÉVOST J. H. ed HÖEG K. (1975) - *Soil Mechanics and Plasticity Analysis of Strain Softening*. Geotechnique 25, n. 2, pp. 279-297.
- PRÉVOST J. H. ed HOEG K. (1975) - *Effective Stress - Strain - Strength Model for Soil*. Proc. A.S.C.E. vol. 101, GT3, pp. 259-278.
- PRÉVOST J. H. ed HOEG K. (1975) - *Analysis of Pressuremeter in Strain - Softening Soil*. Proc. A.S.C.E., vol. 101, GT8, pp. 717-732.
- PRÉVOST J. H. (1979) - *Mathematical Modelling of soil Stress - Strain - Strength Behavior*. Proc. 3th Int. conf. Num. Meth. in Geomechanics, Aachen, vol. I, pp. 347-361.
- PRÉVOST J. H. (1979) - *Undrained Shear Test on Clay*. Proc. A.S.C.E., vol. 105, GT1, pp. 49-64.
- QUIGLEY, R. M. e THOMPSON, C.D. (1966) - *The Fabric of anisotropically consolidated sensitive marine clay*. Can. Geotech. J., 3 (2), pp. 61-73.
- YONG R. N. e WARKETIN B. P. (1975) - *Soil Properties and Behaviour*. Dev. in Geot. Eng., Elsevier.
- WINDLE D. e WROTH C. P. (1977) - *In situ measurement of the properties of stiff Clay*. Proc. Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng. Tokyo, vol. I, p. 347.
- WROTH C. P. (1982) - *British experience with the Self Boring Pressuremeter*. Symp. on the Press. and its Marine Applications, Paris, pp. 143-164.
- KOITER W. I. (1983) - *Stress-Strain Relations, Uniqueness and variational Theorems for Elastic-Plastic Materials with a Singular Yield Surface*. Quarterly of Applied Mathematics, vol. II, pp. 350-354.

## SUMMARY

### Some remarks on the analysis of pressuremeter test by means of plasticity theory

The determination of undrained shear strength by means of in situ tests put some uncertainty about the reliability

of the results. The self-boring pressuremeter, which seems especially suitable for determining this strength parameter, yields unsatisfactory results.

The authors believe that the use of the methods resting on the theory of plasticity, provides the best valuation of the strength parameters. For this reason in the present paper data of the pressuremeter tests are worked out on the basis of the theory proposed by PRÉVOST and HÖEG [1975]. This theory considers the behaviour of the soil as an elastic-plastic strain-hardening and/or strain softening medium. The stress-deformations relation considered are the most general and are reported in the diagram of figure 1. The analysis is conducted on the hypothesis of plane strain, and stresses in cylindrical coordinates are shown in the diagram of figure 2. Here only the strain-hardening behaviour is considered, since the theory is valid for nondilatant soil ( $K_0 \leq 1$ ). The conditions  $K_0 = 1$ ,  $K_0 < 1$  are analysed separately.

Moreover the theory examined allows to compute the excess of pore pressure generated during the test on the basis of the « Camclay » model. This model defines in the  $q-p'$  plane the volumetric yield loci,  $N_1$  ( $\epsilon_v, \epsilon$ ), straight line a c in the diagram of figure 3(a). For undrained conditions this loci are univocally determined. But for stress-path under or on the volumetric yield loci the distortional plastic strains are not zero. For this reason the distortional yield loci, H ( $\epsilon_v, \epsilon$ ), is introduced, line e d in figure 3(b). Thus it is possible to construct the total and the effective stress-path in the plane  $q-p' = p$  (fig. 4). The value of the pore pressure,  $u$ , is so determined for difference between the total and effective stress.

The Prévost and Höeg Theory is applied to the results of pressuremeter tests carried out two sites called 1 and 2. Some characteristics of the two sites are reported in tables (1) and (2). The results obtained are shown in the diagram of figures 17 and 18 in which the comparison between the  $q$  value determined theoretically from P.S.D. or TX-CK<sub>0</sub> U-C are shown respectively for site 2 and 1. It is evident that for site 2 the value agree fairly while for site 1 the value of  $q$  from TX-CK<sub>0</sub> U-C is half of those determined from S.B.P. test.

Moreover, the stress-strain curves determined from pressuremeter results are different from those derived from laboratory test. For site 2 this difference are small because the stress history imposed by the laboratory test approach that of the in situ test. In general the value of  $S_u$  derived from pressuremeter test is greatly overestimated.

In the opinion of some Authors the cause of this are due to the rate of expansion (LADD et others, 1977) or by the geometry of the problem, i.e. expansion of finite cavity (BORSETTO, et al., 1983). Prévost (1979) in the hypothesis of orthotropic medium had concluded that the disturb of the soil due to the insertion of the apparatus is prevalent. About the prevision of the excess of pore pressure not having available, for this case, direct experimental results, any raffront is impossible. It is understable that if the value of the deviatoric stress  $q$  is overestimated, the some sort is for the value of the excess of pore pressure. In every case, aus if the value of  $\Delta u$  obtained is higher them its actual value in situ, is an useful information.

Its utility is greater if is considered the facility of application of the exposed method and of the difficultes of a direct experimental measure of the induced excess of pore pressure.